

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PHYSIK  
(WERNER-HEISENBERG-INSTITUT)

**Polarimetrie von Parametrischer  
Röntgenstrahlung sowie Entwicklung eines  
Compton-Polarimeters für niederenergetische  
Röntgenstrahlung**

**Jan They**

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

**Doktors der Naturwissenschaften**

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. A. J. Buras

Prüfer der Dissertation:

1. Priv.-Doz. Dr. R. Kotthaus
2. Univ.-Prof. Dr. H.-J. Körner

Die Dissertation wurde am 09.01.2003 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 12.02.2003 angenommen.

online unter:  
<http://tumb1.biblio.tu-muenchen.de/publ/diss/allgemein.html>

# Inhaltsverzeichnis

|          |  |           |
|----------|--|-----------|
| <b>1</b> | <b>Einleitung</b>  | <b>3</b>  |
| <b>2</b> | <b>Parametrische Röntgenstrahlung und verwandte Arten von Strahlung hochenergetischer Elektronen in einem Kristall</b> | <b>7</b>  |
| 2.1      | PXR . . . . .  | 8         |
| 2.2      | Bragggestreute Übergangsstrahlung . . . . .  | 20        |
| <b>3</b> | <b>Polarisationsmessung mit Compton-Polarimetern</b>   | <b>23</b> |
| 3.1      | Funktionsprinzip . . . . .   | 23        |
| 3.2      | Gütefaktor für Compton-Polarimeter . . . . .   | 25        |
| 3.3      | Unterschiede im Verhalten der Detektoren . . . . .   | 28        |
| 3.3.1    | Fehler des Winkels und der Gesamtasymmetrie . . . . .  | 30        |
| 3.4      | Unsicherheit der Akzeptanzverhältnisse bei verschiedenen Polarimetern . . . . .  | 32        |
| <b>4</b> | <b>90°-Compton-Polarimeter</b>   | <b>35</b> |
| 4.1      | Beschreibung des Polarimeters . . . . .  | 35        |
| 4.1.1    | Photonendetektor . . . . .   | 37        |
| 4.1.2    | Datenaufzeichnung und Versorgung . . . . .   | 41        |
| 4.1.3    | Streukörper und Streuwinkel . . . . .  | 43        |
| 4.2      | Monte Carlo . . . . .  | 46        |
| 4.3      | Untersuchung der Streurrate . . . . .  | 51        |
| 4.3.1    | Messung an der Röntgenanlage PANTER . . . . .  | 52        |
| 4.3.2    | $Fe^{55}$ -Quelle . . . . .  | 52        |
| 4.3.3    | Vergleich von Messungen der Streuwahrscheinlichkeit mit Monte-Carlo-Simulation und analytischen Rechnungen . . . . .   | 53        |
| 4.4      | Kalibrierung mit Synchrotronstrahlung . . . . .  | 55        |
| 4.4.1    | Der Aufbau am Synchrotronstrahl . . . . .  | 55        |
| 4.4.2    | Experimentelles Vorgehen . . . . .   | 58        |
| 4.4.3    | Auswertung der Daten . . . . .   | 58        |

|          |   |            |
|----------|---|------------|
| 4.4.4    | Vergleich mit der Monte-Carlo-Rechnung und der erwarteten Polarisation . . . . .    | 70         |
| 4.5      | Zusammenfassung . . . . .   | 71         |
| <b>5</b> | <b>Messung unter einem Emissionswinkel von <math>20^\circ</math></b>                | <b>73</b>  |
| 5.1      | Experimentelles Vorgehen und Meßergebnisse für die 111-Ebene von Silizium . . . . . | 74         |
| 5.2      | Der Fehler der Messung . . . . .  | 76         |
| 5.2.1    | Fehler des Polarisationswinkels . . . . .   | 79         |
| 5.2.2    | Fehler des Polarisationsgrades . . . . .  | 80         |
| 5.3      | Theoretische Werte . . . . .  | 81         |
| 5.4      | Rückschlüsse auf überlagernde Strahlung . . . . .                                   | 83         |
| 5.5      | Polarisationsmessung an der 220-Ebene . . . . .                                     | 89         |
| <b>6</b> | <b>Zusammenfassung und Ausblick</b>   | <b>93</b>  |
| <b>A</b> | <b>Streuung analytisch</b>  | <b>95</b>  |
| A.1      | Ansatz . . . . .  | 95         |
| A.2      | Rechnung . . . . .  | 97         |
| A.3      | Comptonstreuung . . . . .   | 98         |
| A.4      | Ergebnis . . . . .  | 99         |
| <b>B</b> | <b>Nachweiswahrscheinlichkeit</b>   | <b>101</b> |
|          | <b>Literaturverzeichnis</b>   | <b>105</b> |

# Kapitel 1

## Einleitung

Die Polarisierung von elektromagnetischen Wellen wird durch den Erzeugungsprozess der Welle bestimmt und kann daher Aufschluss über dessen Natur geben. Dies gilt für alle Wellenlängenbereiche. Im Bereich der Röntgenstrahlung seien hier beispielhaft die Röntgenastronomie [1] und die Kernphysik [2] erwähnt.

Ein Strahlungsphänomen im Röntgenbereich, dessen Verständnis durch Untersuchung der linearen Polarisierung wesentlich vertieft wurde, ist die Parametrische Röntgenstrahlung (PXR). PXR zählt zu den Strahlungsphänomenen, die auftreten, wenn geladene Teilchen mit hoher kinetischer Energie einen Kristall durchdringen. PXR wird durch kohärente Strahlungsemission der Ladungsträger des Kristalls erzeugt, die von dem Feld der bewegten Ladung angeregt wird, und kann als Braggstreuung virtueller Photonen betrachtet werden. Eine detaillierte Beschreibung des Prozesses findet sich in Kapitel 2. Das Auftreten von PXR wurde von Ter-Mikaelian 1972 in [3] vorhergesagt und 1985 experimentell nachgewiesen [4].

PXR kann je nach Orientierung des Kristalls in jedem beliebigen Winkel zur Bewegungsrichtung des geladenen Teilchens emittiert werden. Die Polarisierungseigenschaften sind von der Orientierung des Kristalls und der Beobachtungsrichtung abhängig. Sie zeigen unterschiedliches Verhalten für Beobachtungswinkel  $> 90^\circ$  und  $< 90^\circ$ . Eine für die experimentelle Untersuchung besonders interessante Situation ergibt sich bei  $90^\circ$ , wie in Kapitel 2 näher ausgeführt wird.

Mit dem Beobachtungswinkel ändert sich auch die Energie - sie nimmt mit zunehmendem Beobachtungswinkel ab. Außerdem ist die Energie vom Abstand der Gitterebenen abhängig. Während an der 111-Ebene von Silizium unter einem Beobachtungswinkel von  $20^\circ$  eine Energie von etwa 11 keV emittiert wird, ergeben sich für  $90^\circ$  hier lediglich 2,9 keV und 4,7 keV für die 220-Ebene. Bisher wurden Polarisationsmessungen an PXR lediglich unter

einem Beobachtungswinkel von  $20^\circ$  durchgeführt, zunächst in zwei Experimenten, die zur Bestimmung der Polarisierung zum einen ein sogenanntes Compton-Polarimeter [5], zum anderen eine CCD-Kamera [6] verwendeten. Die Ergebnisse waren widersprüchlich. Ein drittes Experiment mit einem Compton-Polarimeter [7] bestätigte das Ergebnis von [6]. Eine ausführliche Beschreibung des letzten Experiments [7] und seiner Ergebnisse findet sich in [8]. Die Ergebnisse [6, 7] bestätigen die theoretischen Vorhersagen [9] für PXR, wobei bei der Analyse solche Bereiche ausgelassen wurden, in denen ein großer Untergrund von anderen Strahlungsquellen nicht vernachlässigt werden kann. Eine Analyse dieser bisher nicht betrachteten Daten findet sich in Kapitel 5. Die Messungen hierfür wurden am supraleitenden Elektronenbeschleuniger S-DALINAC der Technischen Universität Darmstadt durchgeführt.

Eine Fortsetzung der PXR-Polarisationsmessungen zu größeren Beobachtungswinkeln, möglichst bis in die Rückwärtshemisphäre, ist äußerst wünschenswert, um den Erzeugungsmechanismus im Detail zu verstehen. Ein Prozeß, der sich für die Messung der linearen Polarisierung von Röntgenstrahlung eignet, ist der Comptoneffekt. Dabei werden die zu analysierenden Photonen an den Elektronen eines Streukörpers aus geeignetem Material gestreut. Die Azimutwinkelverteilung der Streuwahrscheinlichkeit ist von der Richtung und dem Grad der linearen Polarisierung abhängig. Sie wird mit Hilfe von Photonendetektoren ausgemessen.

Bei niedrigen Photonenenergien stößt die Anwendbarkeit der Compton-Polarimeter auf Grenzen. Die Absorptionslänge im Streukörper wird mit kleiner werdender Photonenenergie kürzer. So wird die einfallende Strahlung im Streukörper schnell absorbiert, und die gestreuten Photonen können nicht mehr aus dem Streukörper austreten. Dadurch kann nur noch Strahlung aus den Randbereichen des Streukörpers nachgewiesen werden. Dieses führt einerseits zur Abnahme der Intensität der gestreuten Strahlung, wodurch die erreichbare statistische Genauigkeit sinkt. Andererseits verstärken sich Einflüsse durch Bauungenauigkeiten und Verunreinigungen des Streukörpers. Diesen Effekten kann durch konstruktive Maßnahmen entgegengewirkt werden. Durch Wahl eines Materials mit niedriger Ordnungszahl kann die Absorptionslänge vergrößert werden. Außerdem läßt sich durch Wahl einer geeigneten Geometrie erreichen, daß der Weg des Photons im Material nach der Streuung im Vergleich zum Weg vor der Streuung kurz ist. Wegen der geringeren Absorptionslänge kann man ferner das Polarimeter kompakter bauen. Ein großer Streukörper hätte keine Vorteile, da die Photonen ihn nicht durchdringen können. Eine kompakte Bauweise ermöglicht, im Labor näher an die Strahlungsquelle heranzugehen und die Akzeptanz der Streudetektoren zu optimieren. So kann ein höherer Photonenfluß im Polarimeter

erzielt werden.

Die Daten der in Kapitel 5 dargestellten Analyse wurden mit dem in [8] beschriebenen Polarimeter gewonnen, das für Energien von weniger als 10 keV nicht optimiert ist. Im Rahmen der hier vorliegenden Arbeit wurde nun ein Compton-Polarimeter entwickelt, das sich für Messungen von Strahlung sehr niedriger Photonenenergie eignet. Mit diesem Compton-Polarimeter wurden Polarisationsmessungen an Synchrotronstrahlung noch bei einer Photonenenergie von 4,7 keV durchgeführt. Damit wurde gezeigt, daß Polarisationsanalysen von PXR unter größeren Beobachtungswinkeln möglich sind.

Unter den Bedingungen, die bei der Messung von PXR zu erwarten sind, ist mit einem ungünstigen Verhältnis von Signal zu Untergrund zu rechnen. Das Polarimeter muß deswegen so optimiert werden, daß es mit einer begrenzten Zahl nachgewiesener Photonen eine möglichst hohe Genauigkeit erreicht. Dabei muß der Beitrag des Untergrunds zur Zählrate in den Streudetektoren minimiert werden. Zudem muß die Konstruktion so gewählt werden, daß der Einfluß apparativer Unsicherheiten klein bleibt. Der Zusammenhang zwischen den verschiedenen Fehlerbeiträgen und elementaren Polarimetergrößen ist einer allgemeinen Betrachtung zugänglich und kann durch einen Gütefaktor quantifiziert werden. In Kapitel 3 werden das Funktionsprinzip erläutert und Kriterien für die Güte von Compton-Polarimetern diskutiert. In Kapitel 4 wird das Compton-Polarimeter für die Messung von PXR unter großem Emissionswinkel ausführlich beschrieben. Das Polarimeter wurde mit verschiedenen theoretischen und experimentellen Methoden untersucht und kalibriert. Mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulation und analytischer Rechnung wurden die Streuwahrscheinlichkeiten ermittelt und mit Meßergebnissen verglichen. Mittels Monte-Carlo-Simulation ließen sich Informationen über die Polarisationsempfindlichkeit des Polarimeters beschaffen. Anhand der analytischen Rechnung wurden die Auswirkungen der Absorption im Streukörper untersucht, indem in Abhängigkeit vom Eintrittsort in den Streukörper berechnet wurde, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Photon nachgewiesen wird.

Die Ergebnisse wurden durch verschiedene experimentelle Untersuchungen überprüft. Die Polarisationsempfindlichkeit wurde mit Hilfe von monochromatisierter Synchrotronstrahlung im HASYLAB des Deutschen Elektronen-Synchrotrons DESY bestimmt. Somit wurde das Polarimeter geeicht. Ferner wurde das Polarimeter mit unpolarisierter Strahlung an der Röntgentestanlage PANTER des Max-Planck-Instituts für Extraterrestrische Physik und mit radioaktiven Präparaten untersucht.



## Kapitel 2

# Parametrische Röntgenstrahlung und verwandte Arten von Strahlung hochenergetischer Elektronen in einem Kristall

Wird ein relativistischer Elektronenstrahl (Lorentzfaktor  $\gamma \gg 1$ ) durch einen Kristall geschossen, entsteht dabei durch unterschiedliche Mechanismen Röntgenstrahlung. Dabei kann man die Prozesse in zwei Gruppen einteilen. Die erste Gruppe bilden die Strahlungsprozesse, bei denen Strahlung vom bewegten geladenen Teilchen selbst abgegeben wird. Ursache für die Strahlungsemission ist dabei die Beschleunigung des Teilchens bei der Wechselwirkung mit den Ladungsträgern des Kristalls. Zu diesen Prozessen zählt Bremsstrahlung, kohärente Bremsstrahlung und Channeling-Strahlung.

Bedingt durch die relativistische Verformung, die sich aus dem Übergang vom Bezugssystem der bewegten Teilchen in das Laborsystem ergibt, sind diese Strahlungsarten vorwärts gerichtet. Bei der Bremsstrahlung wird die Beschleunigung des bewegten Teilchens durch Stöße mit den einzelnen Atomen des Kristalls verursacht. Die kohärente Bremsstrahlung unterscheidet sich von der Bremsstrahlung dadurch, daß, bedingt durch die periodische Struktur des Kristalls, eine kohärente Wechselwirkung auftritt, bei der der Kristall als Ganzes den Rückstoß des Strahlungsprozesses aufnimmt. Channeling-Strahlung entsteht, wenn die bewegten Teilchen sich entlang einer Ebene eines Kristalls bewegen. Die Teilchen haben die Neigung, sich an der energetisch günstigsten Position auszubreiten. Eine Bewegung senkrecht zu den Ebenen wird unterdrückt, und die kinetische Energie der Transver-

salbewegung wird abgestrahlt.

Bei einer zweiten Gruppe von Prozessen werden die Atome des Kristalls durch das Nahfeld des bewegten Teilchens angeregt. Diese wiederum emittieren Strahlung. Zu diesen Strahlungsarten gehören Polarisationsstrahlung, die kohärente Form dieser Strahlung, Parametrische Röntgenstrahlung (PXR) oder, wie z.B. in [7] und [10] bezeichnet, kohärente Polarisationsstrahlung und Übergangsstrahlung.

Polarisationsstrahlung entsteht durch die Anregung der Atome des Kristalls zu Dipolschwingungen, die Strahlung emittieren. PXR ist die kohärente Variante dieser Strahlung. Sie wird im nächsten Abschnitt beschrieben.

Übergangsstrahlung entsteht beim Übergang zwischen zwei Medien mit unterschiedlichen Dielektrizitätskonstanten. Dieses Phänomen wird in Kapitel 2.2 genauer beschrieben. Übergangsstrahlung ist in Ausbreitungsrichtung des Teilchens gerichtet. Braggreflexion vorwärts gerichteter Strahlung kann auch zur Strahlungsemission unter großen Winkeln zur Bewegungsrichtung des Teilchens führen. Wie in Kapitel 5 gezeigt wird, kann es durch derartige Effekte zur Überlagerung mit PXR kommen.

## 2.1 PXR

Die Eigenschaften von PXR wurden bereits ausführlich an anderen Stellen mit unterschiedlichen Methoden hergeleitet ([9, 11, 3, 12]). Deshalb werden hier nur die elementaren Eigenschaften und ihre Ursachen dargestellt. Die Methoden zur quantitativen Berechnung werden im Anschluß kurz in ihren Grundlagen erläutert.

PXR wird durch geladene Teilchen mit großer kinetischer Energie (Lorentzfaktor  $\gamma \gg 1$ ), die einen Kristall durchdringen, verursacht. Das elektrische Feld induziert dabei ein Dipolmoment an den Ladungsträgern des Kristalls, welches wiederum zur kohärenten Emission von Strahlung führt.

Die emittierte Welle muß in ihrer Wellenlänge und Ausbreitungsrichtung den periodischen Strukturen des Kristalls und der Zeitstruktur der Anregung entsprechen. Der Prozeß ist ähnlich der Braggreflexion, bei der die Anregung der Kristallatome durch eine elektromagnetische Welle erfolgt. Es bestehen jedoch charakteristische Unterschiede.

Das elektrische Feld eines Ladungsträgers, dessen Geschwindigkeit  $v$  nahe der Lichtgeschwindigkeit  $c$  ist, hat eine große Ähnlichkeit mit einer elektromagnetischen Welle. Die relativistische Verformung führt dazu, daß das elektrische Feld im wesentlichen senkrecht auf der Ausbreitungsrichtung des Teilchens steht (vgl. Abb. 2.1).

Im Gegensatz zu einer freien elektromagnetischen Welle breitet sich das

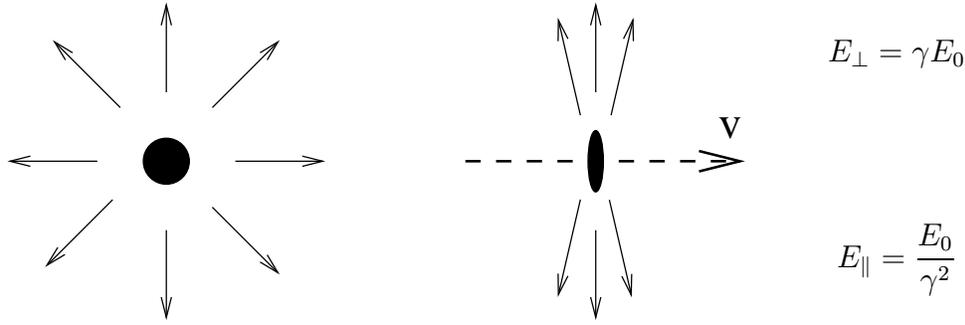


Abbildung 2.1: Relativistische Verformung des elektrischen Feldes einer bewegten Ladung: Während das ruhende Teilchen ein kugelsymmetrisches Feld  $E_0$  hat, wird das Feld des bewegten Teilchens für den ruhenden Beobachter in Bewegungsrichtung gestaucht, während es senkrecht zur Bewegungsrichtung gedehnt wird. Daher bleibt im extrem relativistischen Grenzfall nur das Feld senkrecht zur Bewegungsrichtung.

Feld der bewegten Ladung lediglich mit einer Geschwindigkeit  $v < c$  aus statt mit Lichtgeschwindigkeit. Außerdem zeigt das elektrische Feld der Ladung eine charakteristische Richtungsverteilung. Es verläuft radial zur Bewegungsrichtung. Diese beiden Eigenschaften sind es, welche die Energie-Winkel-Korrelation sowie das Polarisationsverhalten von PXR bestimmen und den Unterschied zur Braggreflexion ausmachen.

Die Energie-Winkel-Beziehung von PXR kann man nach dem Huygenschen Prinzip durch folgende Überlegung [13] herleiten:

Durch das Feld der bewegten Ladung werden die Ladungsträger der einzelnen Ebenen des Kristalls angeregt. Die Zeit zwischen der Anregung eines Ladungsträgers in einer Ebene und des entsprechenden in der benachbarten Ebene ergibt sich aus der Projektion der Geschwindigkeit  $\vec{v}$  auf den reziproken Gittervektor  $\vec{g} = \frac{2\pi\hat{g}}{d}$  (vgl. Abb. 2.2). Die Teilchengeschwindigkeit hat die zur Flächennormale  $\hat{g}$  parallele Komponente:

$$v_{\parallel} = |\vec{v} \cdot \hat{g}| \quad (2.1)$$

Mit der Gitterkonstanten  $d$  erhält man für die Flugzeit

$$\Delta t = \frac{d}{v_{\parallel}} = \frac{d}{|\vec{v} \cdot \hat{g}|} = \frac{2\pi}{|\vec{v} \cdot \vec{g}|} \quad (2.2)$$

Durch die angeregten Dipole in den Gitterebenen wird Strahlung emittiert. Dabei ergibt sich eine Kohärenzbedingung: Der Gangunterschied zwi-



schen den von benachbarten Ebenen abgestrahlten Wellen muß ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge betragen.

In einer beliebigen Ausbreitungsrichtung, gegeben durch den Einheitsvektor  $\hat{k}$ , ergibt sich ein Gangunterschied: Von einer Ebene wird ein Puls beim Durchgang des Teilchens zum Zeitpunkt  $t_1$  ausgesendet. Von der nächsten Ebene wird der Puls zum Zeitpunkt  $t_2 = t_1 + \Delta t$  ausgesendet. Die Strahlung hat in Richtung  $\hat{k}$  zum Beobachtungszeitpunkt  $t_b$  folgende Strecke zurückgelegt:

$$s_1 = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_c}}(t_b - t_1) \quad (2.3)$$

Dabei ist  $\epsilon_c = 1 - (\frac{\omega}{\omega_p})^2$  die Dielektrizitätskonstante,  $\omega_p$  die Plasmafrequenz und  $\omega = \frac{E}{\hbar}$ . Der zweite Puls entfernt sich nach seiner Erzeugung mit der gleichen Geschwindigkeit von seinem Ursprungsort. Von dem Ursprungsort der ersten Welle ist er jedoch zusätzlich um das Stück weiter entfernt, um das sich das geladene Teilchen zwischen den beiden Pulsen weiterbewegt hat. Mit der Projektion auf die Ausbreitungsrichtung ergibt sich:

$$s_2 = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_c}}(t_b - t_2) + (t_2 - t_1)\vec{v} \cdot \hat{k} \quad (2.4)$$

Der Gangunterschied der beiden Pulse muß nun einem Vielfachen  $n$  der Wellenlänge  $\lambda$  entsprechen. Es ergibt sich die Kohärenzbedingung:

$$n\lambda = s_1 - s_2 = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_c}}\Delta t - \vec{v} \cdot \hat{k}\Delta t \quad (2.5)$$

Dabei ist  $n \in \mathbb{N}$ .  $\Delta t = t_2 - t_1$  wurde bereits in Formel 2.2 in Abhängigkeit von dem reziproken Gittervektor  $\hat{g}$  und der Teilchengeschwindigkeit  $\vec{v}$  dargestellt. Durch Einsetzen erhält man:

$$n\lambda = \frac{2\pi}{|\vec{v} \cdot \hat{g}|} \left( \frac{c}{\sqrt{\epsilon_c}} - \vec{v} \cdot \hat{k} \right) \quad (2.6)$$

Verwendet man die Beziehung für Wellenlänge und Energie,

$$E = \hbar\omega = \hbar \frac{c}{\sqrt{\epsilon_c}} \frac{2\pi}{\lambda} \quad (2.7)$$

so ergibt sich:

$$E = n \frac{c \hbar |\vec{g} \cdot \vec{v}|}{c - \sqrt{\epsilon_c} \vec{v} \cdot \hat{k}} \quad (2.8)$$

Diese Formel gibt die Energieverteilung der PXR wieder.

Die Kohärenz ist nicht abhängig davon, ob die angeregten Dipole des Kristalls die Strahlung emittieren wie bei PXR, oder ob das geladene Teilchen beim Durchtritt durch die Gitterebenen des Kristalls strahlt wie bei der kohärenten Bremsstrahlung. Die kohärente Bremsstrahlung hat daher die gleiche Winkelverteilung der Energie wie PXR.

Die Kohärenzbedingung 2.5 enthält zwei interessante Sonderfälle: Für  $n = 0$  erhält man die Cherenkov-Bedingung, die auch für amorphe Medien gilt.

Setzt man  $\vec{v} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_c}}$ , was der Anregung der Kristallebenen durch eine freie elektromagnetische Welle entspricht, so ergibt sich die Braggenergie, wenn die Orientierung der einlaufenden Welle und der auslaufenden Welle symmetrisch zum  $g$ -Vektor ist.

Im folgenden werden zur Beschreibung der Orientierung von Kristallebene, Bewegungsrichtung des Teilchens und Beobachtungsrichtung die Winkel  $\Theta$ ,  $\alpha$  und  $\phi$  verwendet. Sie sind in Abb. 2.3 definiert.

Diese Winkel reichen zur Beschreibung aus, solange nur ein Gittervektor und der dazugehörige Reflex betrachtet wird. Tatsächlich führt jede Gitterebene zu einem Reflex.

Ausgedrückt mit diesen Winkeln ergibt sich aus Formel 2.8 für die Grundwelle ( $n = 1$ ) des dem reziproken Gittervektor mit Betrag  $g_0$  entsprechenden Reflexes die Energie-Winkel-Beziehung:

$$E = \hbar\omega = \hbar \frac{g_0 v \sin \phi}{1 - v \cos \Theta} \quad (2.9)$$

Dabei ist  $\sqrt{\epsilon_c} \approx 1$  angenommen und  $c = 1$  gesetzt. In dieser Darstellung erkennt man sofort, daß die Energieverteilung lediglich von dem Beobachtungswinkel  $\Theta$  und dem Winkel  $\phi$  zwischen Elektronenstrahl und Netzebene abhängig ist, nicht jedoch vom Kippwinkel  $\alpha$ . Der Gittervektor  $\vec{g}$  mit dem Betrag  $g_0$  geht nur durch seine Projektion,  $g_0 \sin \phi$  auf die Flugrichtung des geladenen Teilchens, in die Formel ein. Daraus folgt, daß alle Gittervektoren, die die gleiche Projektion auf den Geschwindigkeitsvektor haben, unter gleichem Beobachtungswinkel  $\Theta$  zur Emission von Photonen gleicher Energie führen, die sich im Energiespektrum überlagern. Dieser Effekt ist bekannt als „Row-Effekt“ und wird z.B. in [14] ausführlich diskutiert. Ob eine entsprechende Situation in einem Experiment gegeben ist, läßt sich feststellen, indem die Orientierung des Kristalls etwas verändert wird. Die Projektionen der verschiedenen  $g$ -Vektoren werden sich unterschiedlich verhalten. Mit Hilfe eines energieauflösenden Detektors lassen sich dann unterschiedliche Spektrallinien erkennen.

Für die Herleitung der Intensitätsverteilung von PXR wurden in der Literatur unterschiedliche Verfahren angewendet. Zum einen wurden Metho-

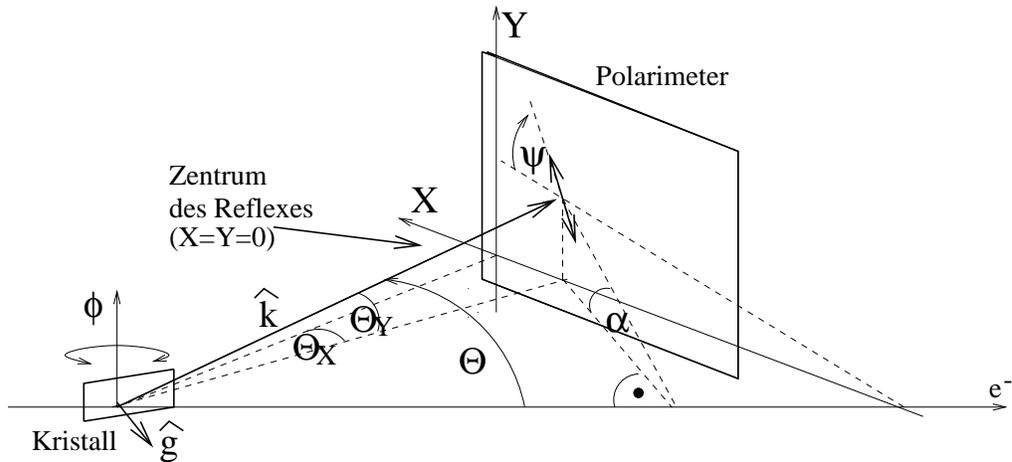


Abbildung 2.3: Definition der Winkel: In dieser Arbeit werden zwei Koordinatensysteme verwendet, um die Orientierung im Experiment zu beschreiben. Der Winkelsatz  $\Theta$ ,  $\alpha$  und  $\phi$  beschreibt die Orientierung vollständig. Dabei ist der Beobachtungswinkel  $\Theta$  der Winkel zwischen dem Elektronenstrahl und den beobachteten Photonen ( $\hat{k}$ ).  $\phi$  ist der Winkel zwischen den Gitterebenen des Kristalls und dem Elektronenstrahl.  $\alpha$  ist der Winkel zwischen der Streuebene der beobachteten Photonen und der Ebene, die von Elektronenstrahl und reziprokem Gittervektor gebildet werden. In dieser Ebene liegt auch stets das Zentrum des Reflexes. Die Winkel  $\Theta_X$  und  $\Theta_Y$  bezeichnen die Orientierung der Beobachtungsrichtung relativ zum Zentrum des Reflexes. Dabei ist  $\Theta_X$  der Winkel in der Streuebene zwischen Zentrum des Reflexes und dem beobachteten Photon.  $\Theta_Y$  bezeichnet den Winkel senkrecht zur Streuebene. Kennt man zusätzlich den Beobachtungswinkel  $\Theta$ , so ist auch mit diesen Winkeln die Orientierung vollständig definiert. Der Doppelpfeil gibt die Polarisationsrichtung wieder.  $\psi$  ist der Winkel zwischen Streuebene und Polarisationsrichtung.

den der klassischen Elektrodynamik verwendet, und zum anderen wurde die Methode der Braggstreuung virtueller Quanten [15] angewendet. Eine quantentheoretische Behandlung findet sich in [12]. Auf eine ausführliche Wiederholung der Herleitung soll hier verzichtet werden. Die Methoden werden lediglich kurz beschrieben.

Bei dem klassischen Ansatz wird das Feld der angeregten Dipole berechnet und im Impulsraum dargestellt. Dabei lassen sich atomarer Formfaktor, Strukturfaktor und Debye-Waller-Faktor berücksichtigen. Anschließend wird eine Koordinatentransformation durchgeführt, bei der der Zusammenhang zwischen Ausbreitungsrichtung und Energie der Photonen berücksichtigt wird. Man erhält die Intensitätsverteilung in Abhängigkeit von den oben definierten Winkeln und der Richtung des elektrischen Feldes. Das Polarisationsverhalten kann man erst nach langer Rechnung entnehmen. Eine anschauliche Deutung wird weiter unten vorgestellt.

Aus der analytischen Rechnung in der sog. kinematischen Näherung [9] ergibt sich folgende Formel für die Intensitätsverteilung pro Dickenelement  $dL$  des Kristalls:

$$\frac{d^3N}{dLd\Omega} \sim \frac{1}{g_0^3 v \sin \phi}$$

$$\frac{\left( \sin \phi \sin \Theta \frac{1 - v \cos \Theta - v^2}{1 - v \cos \Theta} + \cos \alpha \cos \phi \cos \Theta \right)^2 + (\sin \alpha \cos \phi)^2}{\left( 2 \frac{v \sin \phi}{1 - v \cos \Theta} (\sin \phi \cos \Theta - \cos \alpha \cos \phi \sin \Theta) + 1 + \frac{\omega_p^2}{g_0^2} \right)^2} \quad (2.10)$$

Dabei ist  $\omega_p$  die Plasmafrequenz des Kristalls. Die Intensitätsverteilung ist in Abbildung 2.4 für die Verhältnisse in diesem Experiment dargestellt. Man erkennt, daß die Intensitätsverteilung bei  $\alpha = 0$  und  $2\phi = \Theta$  ein Minimum hat und dort im extrem-relativistischen Grenzfall ( $v = c$ ) verschwindet. Für einen Photonenstrahl, der in der Richtung des bewegten Teilchens einfällt, wäre der Winkel, in dem das Minimum liegt, gerade der Winkel der Braggstreuung. Daher wird die Beobachtungsrichtung mit  $\alpha = 0$  und  $\Theta = 2\phi$  auch als Braggrichtung bezeichnet. Um diesen Braggwinkel herum findet sich ein ringförmiger Bereich hoher Intensität, die mit größer werdender Entfernung stark abnimmt.

Um die Intensitätsverteilung und auch das Polarisationsverhalten, das weiter unten diskutiert wird, besser darstellen zu können, ist die Wahl eines geeigneten Koordinatensystems (Abb. 2.3) hilfreich. In dem Koordinatensystem wird die Lage des Meßpunktes relativ zur Braggrichtung („Zentrum des

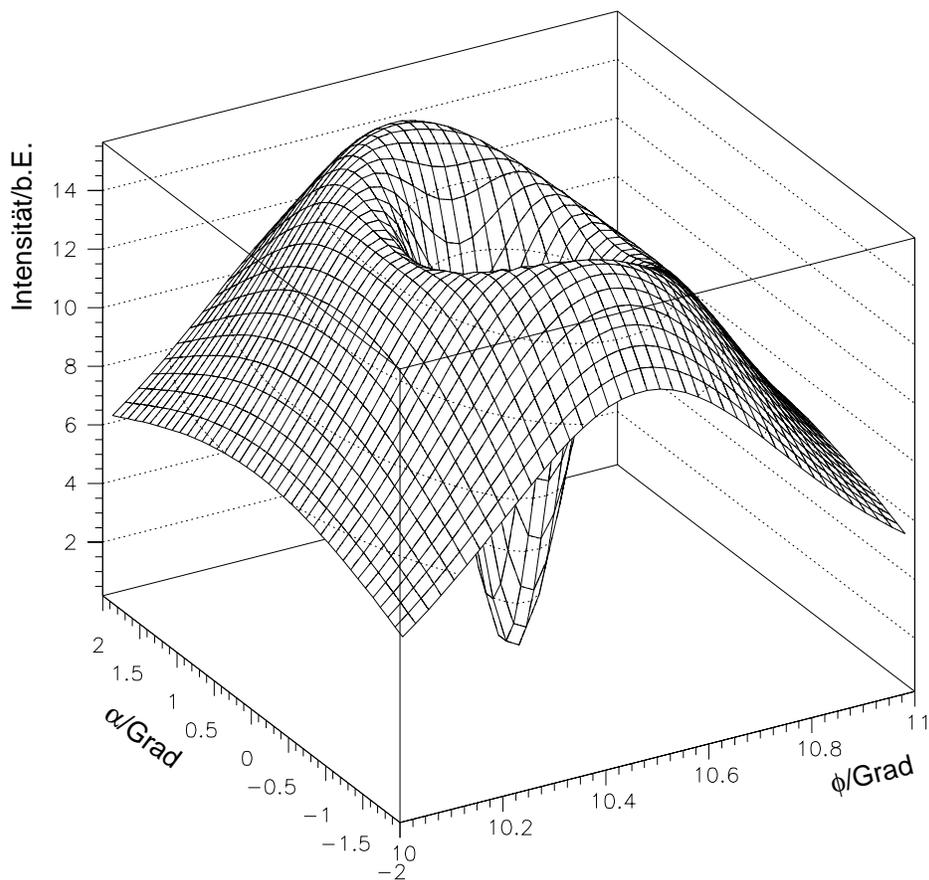


Abbildung 2.4: Intensitätsverteilung im PXR-Reflex der 111-Ebene von Silizium in Abhängigkeit von den Winkeln  $\alpha$  und  $\phi$ . Der Beobachtungswinkel  $\Theta$  beträgt  $21^\circ$ , die Energie des Elektronenstrahls beträgt 72 MeV.

Reflexes“ in Abb. 2.3) dargestellt. Die Bezeichnung der Emissionsrichtung erfolgt durch die Winkel  $\Theta_X$  und  $\Theta_Y$ . Dabei bezeichnet  $\Theta_X$  die Komponente des Winkels zwischen Braggrichtung und Beobachtungsrichtung in der Streuebene und  $\Theta_Y$  diejenige senkrecht zur Streuebene. Die Koordinatentransformation ergibt sich wie folgt:

$$\Theta_X = \Theta - 2\phi \quad (2.11)$$

und

$$\Theta_Y = -\alpha \sin \Theta \quad (2.12)$$

Die Formel 2.12 gilt für kleine Winkel  $\alpha$ , da  $\alpha$  einer Drehung um die Strahlachse entspricht, während  $\Theta_Y$  einer Drehung um eine Achse, die senkrecht zur Beobachtungsrichtung und in der Streuebene verläuft, entspricht.

Im Gegensatz zu der Berechnung der Intensitätsverteilung mit Hilfe der klassischen Elektrodynamik bietet die Methode der virtuellen Quanten eine Möglichkeit, den Vorgang der PXR-Emission anschaulich zu deuten. Bei dieser Methode wird die Ähnlichkeit des elektrischen Feldes der bewegten Ladung mit einem Puls von Photonen ausgenutzt. Dabei wird das elektrische Feld als Intensitätsverteilung virtueller Photonen aufgefaßt. Diese virtuellen Photonen unterscheiden sich von realen Photonen dadurch, daß ihre Energie-Impuls-Beziehung nicht der für ruhemasselose Teilchen entspricht. Durch einen Streuprozess, bei dem eine Impulsübertragung stattfindet, können die virtuellen Photonen diese Abweichung korrigieren und als reelle Photonen aus dem Prozess hervorgehen. Im Fall von PXR ist der betreffende Streuvorgang die Braggstreuung.

Durch Fouriertransformation läßt sich das elektrische Feld der bewegten Ladung in ein Spektrum virtueller Photonen zerlegen. Aus diesem Spektrum kann die Intensitätsverteilung reeller Photonen nach der Braggstreuung errechnet werden. Diese Intensitätsverteilung ist die PXR-Intensität.

Die spektrale Zusammensetzung des Feldes aus virtuellen Photonen bestimmt in diesem Bild die Eigenschaften der PXR.

Die Verteilung der virtuellen Photonen muß mit zunehmender Teilchenenergie in die Flugrichtung der bewegten Ladung gerichtet sein, da das elektrische Feld mit zunehmender Geschwindigkeit des Teilchens eine wachsende senkrechte und eine abnehmende parallele Komponente hat. Die Feldvektoren stehen wiederum senkrecht auf der Ausbreitungsrichtung der Photonen.

Aus der Rechnung ergibt sich eine Intensitätsverteilung von virtuellen Photonen, die ihr Maximum in einem Kegel mit einem Öffnungswinkel  $\gamma^{-1}$  um die Bewegungsrichtung des Teilchens herum hat. Die Polarisationsrichtung ist durch die Richtung des elektrischen Feldvektors gegeben und ist

deshalb stets radial zur Bewegungsrichtung des geladenen Teilchens gerichtet.

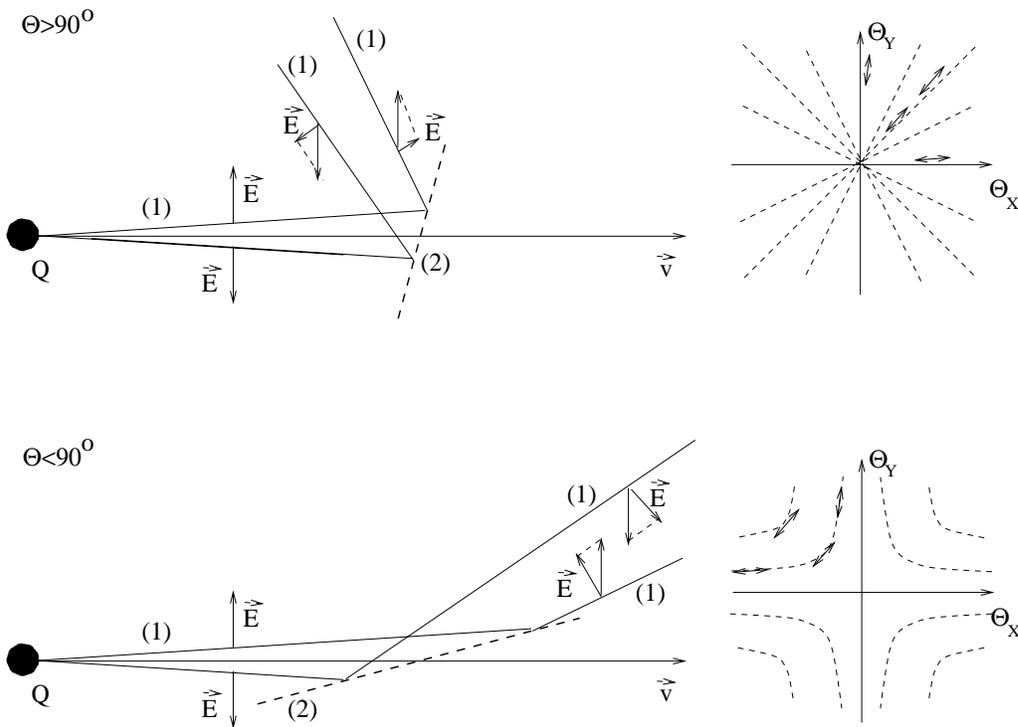


Abbildung 2.5: Beeinflussung der Polarisationsrichtung durch die Braggstreuung beim Entstehungsprozeß der PXR. Die Linie (1) gibt den Ausbreitungsweg der Photonen wieder. Die Streuung an den Ebenen (2) mit einem Streuwinkel  $\Theta < 90^\circ$  führt dazu, daß die Komponente des E-Feldes in der Streuebene, die vorher nach außen gezeigt hat, nach der Streuung nach innen zeigt. Die Richtung der auf der Streuebene senkrechten Feldkomponenten (links nicht dargestellt) bleibt stets erhalten. So entsteht ein hyperbolisches Polarisationsmuster um das Zentrum des PXR-Reflexes herum (Skizze unten rechts). Für  $\Theta > 90^\circ$  ergibt sich ein radiales Polarisationsmuster (oben rechts), da die E-Feldvektoren, die vor der Streuung vom Zentrum des Reflexes weggezeigt haben, auch nach der Streuung vom Zentrum wegzeigen.

Die Braggstreuung führt dazu, daß die Photonen sich in einem Kegel um die Braggrichtung herum ausbreiten. Die Struktur der Polarisationsverteilung wird maßgeblich durch den Streuprozess beeinflusst.

Bei der Braggstreuung der virtuellen Photonen bleibt die Richtung des Feldvektors stets erhalten. Der E-Feldvektor der gestreuten Strahlung ist

proportional zur Projektion des Richtungsvektors des Feldes der einlaufenden Welle auf die Ebene senkrecht zur auslaufenden Welle. Die Komponente in der Streuebene ist somit proportional zu  $\cos \Theta$ , während die Komponente senkrecht dazu vom Streuwinkel unabhängig ist.

Für  $\Theta < 90^\circ$  ergibt sich daher ein hyperbolisches Polarisationsmuster, während man für  $\Theta > 90^\circ$  ein radiales Muster erhält, wie Abb. 2.5 verdeutlicht.

Aus den angestellten Überlegungen ergibt sich unmittelbar folgende einfache Näherungsformel für den Polarisationswinkel  $\psi$  (vgl. Abb. 2.3):

$$\tan \psi = -\frac{\Theta_Y}{\cos(\Theta)\Theta_X} \quad (2.13)$$

Die aus dem klassischen Ansatz gewonnene Formel für das Polarisationsverhalten lautet:

$$\psi = \arctan \left( \frac{\sin \alpha \cos \phi}{\sin \phi \sin \Theta \frac{1 - v \cos \Theta - v^2}{1 - v \cos \Theta} + \cos \alpha \cos \phi \cos \Theta} \right) \quad (2.14)$$

Formel 2.13 ist eine gute Näherung für 2.14 für hohe Teilchenenergien und falls  $\Theta_X, \Theta_Y \ll \Theta$ , wie es für PXR außerhalb der sehr nahen Vorwärtsrichtung ( $\Theta \approx \gamma^{-1}$ ) immer erfüllt ist.

Im Sonderfall  $\Theta = 90^\circ$  ergibt sich der Polarisationswinkel  $\psi = 90^\circ$ . Hier verschwindet die Komponente des elektrischen Feldes in der Streuebene nach den oben dargestellten Überlegungen völlig. In Abb. 2.6 ist die Intensitätsverteilung für diesen Sonderfall dargestellt. Die Intensität in der Streuebene ( $\alpha = 0$ ) ist hier Null. Die Intensitätsverteilung wird ausschließlich von der zur Streuebene senkrechten Feldkomponente bestimmt. In [16] wurde bereits eine entsprechende Intensitätsverteilung festgestellt, jedoch wurde die Polarisationsverteilung nicht direkt gemessen. Um eine solche Messung durchführen zu können, wurde das in Kapitel 4 beschriebene Polarimeter gebaut. Das Polarimeter ist ausgelegt und optimiert für Polarimetrie bei geringer Photonenenergie. Für die 111-Ebene von Silizium beträgt die Energie von PXR unter  $\Theta = 90^\circ$  2,9 keV. Eine etwas größere Energie ergibt sich mit 4,7 keV für die 220-Ebene.

Das Polarisationsverhalten für Winkel nahe  $90^\circ$  wird in [17, 18] im Detail diskutiert.

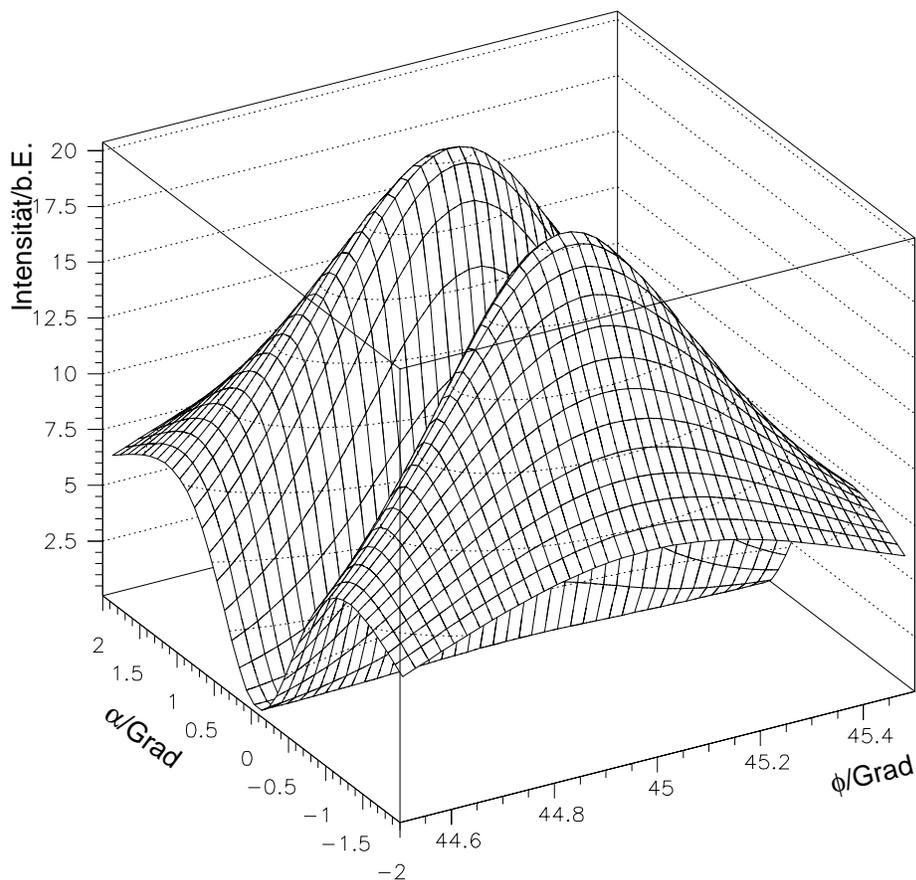


Abbildung 2.6: Intensitätsverteilung im PXR-Reflex der 111-Ebene von Silizium in Abhängigkeit von den Winkeln  $\alpha$  und  $\phi$ . Der Beobachtungswinkel  $\Theta$  beträgt  $90^\circ$ , die Energie des Elektronenstrahls beträgt 72 MeV.

## 2.2 Bragggestreute Übergangsstrahlung

Durchquert ein geladenes Teilchen mit hoher kinetischer Energie eine Grenzfläche zwischen zwei Medien mit unterschiedlichen Dielektrizitätskonstanten, so wird Übergangsstrahlung emittiert. Die Anschlußbedingungen für das elektrische und magnetische Feld des Teilchens lassen sich nur durch die Emission einer elektromagnetischen Welle erfüllen. Die Strahlung wird in einem Kegel mit Öffnungswinkel  $\gamma^{-1}$  um die Flugrichtung des Teilchens herum emittiert. Nach der Braggstreuung an einer Kristallebene kann sich die Strahlung mit PXR überlagern. Deshalb ist Übergangsstrahlung für diese Arbeit von Interesse. Eine Herleitung der spektralen Eigenschaften von Übergangsstrahlung findet sich in [3] und [15]. Im folgenden sollen lediglich die für diese Arbeit wichtigen Eigenschaften von Übergangsstrahlung dargestellt werden.

Die Intensitätsverteilung wird durch folgende Formel beschrieben:

$$\frac{dW}{d\omega d\Omega} \approx \frac{\alpha}{\pi^2} \Theta^2 \left| \frac{1}{\gamma^{-2} + \Theta^2 + \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2} - \frac{1}{\gamma^{-2} + \Theta^2} \right|^2 \quad (2.15)$$

Dabei ist  $\omega$  die Frequenz der Photonen.  $d\Omega$  bezeichnet das Raumwinkel-element.  $W$  ist die abgestrahlte Energie,  $\Theta$  der Emissionswinkel zur Flugrichtung des bewegten Teilchens,  $\alpha$  die Feinstrukturkonstante,  $\gamma$  der Lorentzfaktor und  $\omega_p$  die Plasmafrequenz.

Die Polarisationsrichtung der Übergangsstrahlung ist abhängig von der Orientierung der Grenzfläche und der Emissionsrichtung des Photons: Sie liegt in der Ebene, die von der Flächennormale der Grenzfläche und Emissionsrichtung des Photons aufgespannt wird. Fällt der Strahl nicht senkrecht auf die Grenzfläche, so können sich Polarisationsgrade kleiner eins ergeben.

Falls die Grenzfläche zwischen Vakuum und Kristall senkrecht zum einfallenden Teilchenstrahl steht, ergibt sich nach der Braggreflexion ein Strahlungsmuster, das von dem der PXR im Rahmen der Meßgenauigkeit der in dieser Arbeit verwendeten Instrumente nicht zu unterscheiden ist. Da Flächennormale und Strahlrichtung zusammenfallen, ist die Strahlung zunächst radial polarisiert. Wie bei PXR führt die Braggstreuung um Streuwinkel  $< 90^\circ$  zu einem hyperbolischen Polarisationsmuster. Die Richtungsabhängigkeit des E-Feldvektors in der Strahlungsebene führt auch hier zur gleichen Abschwächung der in der Strahlungsebene polarisierten Komponente wie bei PXR.

Übergangsstrahlung ist weiße Strahlung mit einem kontinuierlichen Fre-

quenzspektrum bis zur Abschneideenergie.

$$\omega_c = \gamma\omega_p \quad (2.16)$$

Oberhalb der Abschneideenergie  $\omega_c$  fällt die Intensität mit der vierten Potenz der Energie. Unter den Bedingungen dieses Experiments ( $\gamma = 141$ ,  $\omega_p(\text{Si}) = 31$  eV) beträgt die Abschneideenergie also  $\omega_c = 4,4$  keV und liegt damit deutlich unterhalb der PXR Energien mit 11 keV und 18 keV. Dennoch ist nicht auszuschließen, daß experimentell ununterscheidbare Beiträge von bragggestreuter Übergangsstrahlung in den PXR Spektren enthalten sind.

Ein Unterschied zwischen PXR und braggreflektierter Übergangsstrahlung besteht dann, wenn die beschleunigten, geladenen Teilchen nicht senkrecht durch die Grenzfläche treten. Die Richtung der Polarisation liegt in der Ebene, die von Emissionsrichtung und der Flächennormale aufgespannt wird. In diesem Fall verschiebt sich das Polarisationsmuster der Strahlung: Das Zentrum des radialen Polarisationsmusters wird mit der Flächennormale mitgedreht. Der Bereich maximaler Intensität ist weiterhin in einem Kegel mit Öffnungswinkel  $\gamma^{-1}$  um die Bewegungsrichtung der geladenen Teilchen herum orientiert, fällt jetzt jedoch nicht mehr mit dem Zentrum des Polarisationsmusters zusammen.

Es ergibt sich dort jetzt eine Polarisation, deren Richtung parallel zu der Ebene orientiert ist, in der sich Teilchenstrahl und Flächennormale befinden.

Die Untersuchung der Polarisation kann daher Aufschluß über das Vorhandensein von bragggestreuter Übergangsstrahlung geben.



## Kapitel 3

# Polarisationsmessung mit Compton-Polarimetern

### 3.1 Funktionsprinzip

Compton-Polarimeter weisen lineare Polarisation von Röntgenstrahlung und Gammastrahlung nach und bestimmen deren Orientierung. Dazu wird die Polarisationsabhängigkeit der Comptonstreuung an quasifreien Elektronen ausgenutzt. Die Azimutwinkelverteilung ist von der Richtung der linearen Polarisation des Photonenstrahls abhängig.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist durch die Klein-Nishina-Formel [19] gegeben:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{4} \frac{k^2}{k_0^2} \left( \frac{k}{k_0} + \frac{k_0}{k} - 2 + 4 \cos^2 \alpha \right) \quad (3.1)$$

Dabei ist  $r_0$  der klassische Elektronenradius,  $k_0$  und  $k$  sind die Energie des einfallenden und des gestreuten Photons.  $\alpha$  ist der Winkel zwischen den Polarisationsvektoren des einlaufenden und des auslaufenden Photons. Der Zusammenhang zwischen  $k$  und  $k_0$  ergibt sich aus Energie- und Impulserhaltung, wobei  $m_e$  die Elektronenmasse ist:

$$k = \frac{k_0}{1 + \frac{k_0}{m_e c^2} (1 - \cos \Theta)} \quad (3.2)$$

Um die Streuwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit vom Streuwinkel  $\Theta$  und vom Winkel  $\phi$  zwischen der Polarisationsrichtung des einfallenden Strahls und der Streuebene zu erhalten, muß man für gegebene Winkel  $\Theta$  und  $\phi$  über alle möglichen Polarisationsrichtungen des auslaufenden Photons integrieren.

Man erhält für einen vollständig polarisierten Strahl:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2 k^2}{2 k_0^2} \left( \frac{k}{k_0} + \frac{k_0}{k} - 2 \sin^2 \Theta \cos^2 \phi \right) \quad (3.3)$$

Für einen unvollständig mit dem Polarisationsgrad  $P$  linear polarisierten Photonenstrahl ergibt sich durch Superposition der beiden orthogonalen Komponenten mit den Anteilen  $\frac{1}{2}(1 + P)$  und  $\frac{1}{2}(1 - P)$ :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2 k^2}{2 k_0^2} \left( \frac{k}{k_0} + \frac{k_0}{k} - 2 \sin^2 \Theta \left( \frac{1}{2} - \frac{1}{2}P + P \cos^2 \phi \right) \right) \quad (3.4)$$

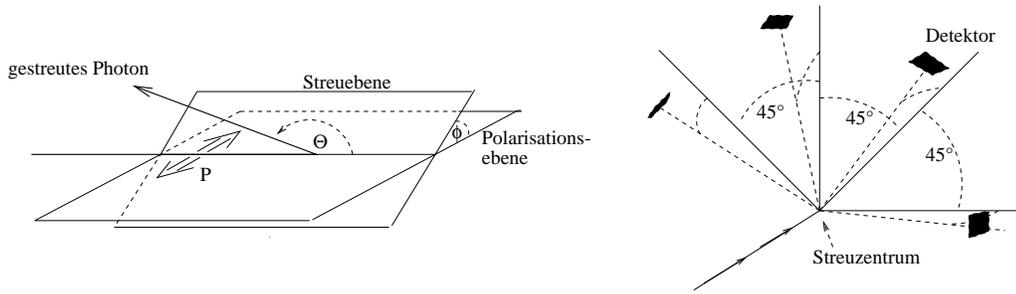


Abbildung 3.1: Funktionsprinzip eines Compton-Polarimeters. Links schematisch dargestellt der Streuprozess, bezeichnet durch den Streuwinkel  $\Theta$  und den Azimutwinkel  $\phi$  der Streuebene zur Polarisationsrichtung. Die von  $\phi$  abhängige Streuwahrscheinlichkeit wird bei der Polarisationsmessung ausgenutzt, indem z.B. mit Hilfe verschiedener Detektoren unter unterschiedlichen Azimutwinkeln gemessen wird (rechts).

Zur Bestimmung der linearen Polarisation wird die Azimutverteilung der gestreuten Photonen ausgemessen (vgl. 3.4). Im Fall der hier beschriebenen Polarimeter geschieht das durch vier unter einem Streuwinkel  $\Theta$  angeordnete Detektoren, deren Azimutwinkel sich jeweils um  $45^\circ$  von dem des Nachbarn unterscheiden. Aus den vier Raten läßt sich die Azimutverteilung rekonstruieren.

Eine wichtige Größe bei dieser Rekonstruktion ist die Analysierstärke  $a$ : Für eine gegebene Polarisation  $P$  kann man eine Asymmetrie  $A$  aus den Zählraten in der Polarisationsrichtung ( $N_0$ ) und senkrecht dazu ( $N_{90}$ ) bilden:

$$A = \frac{N_{90} - N_0}{N_0 + N_{90}} \quad (3.5)$$

Zwischen der Asymmetrie  $A$  und dem Polarisationsgrad  $P$  ergibt sich aus 3.4 der lineare Zusammenhang:

$$A = aP \quad (3.6)$$

Verdreht man das Detektorpaar um den Winkel  $\varphi$  gegenüber der Polarisationssebene, so ergibt sich die allgemeinere Form:

$$A = aP \cos^2 \varphi \quad (3.7)$$

Für einen punktförmigen Streukörper und für punktförmige Detektoren ergibt sich aus der Klein-Nishina-Formel für die Analysierstärke bei kleinen Energien ( $k_0 \approx k \ll m_e c^2 = 511 \text{ keV}$ ):

$$a = \frac{\sin^2 \Theta}{2 - \sin^2 \Theta} \quad (3.8)$$

Bei realen Polarimetern sind jedoch weder Streuzentrum noch Detektoren von einer vernachlässigbar kleinen Ausdehnung. Die Notwendigkeit, eine ausreichende Statistik zu erreichen, zwingt dazu, einen hinreichend großen Raumbereich abzudecken. Durch die Ausdehnung wird die Beschreibung der Analysierstärke jedoch erschwert. Für diese Polarimeter wurden daher verschiedene rechnerische und experimentelle Methoden angewendet, um die Analysierstärke zu bestimmen.

## 3.2 Gütefaktor für Compton-Polarimeter

Bei der Konstruktion eines Polarimeters will man erreichen, daß man mit einer gegebenen Anzahl von zur Verfügung stehenden Photonen eine möglichst genaue Information über die Polarisation erhält. Die Analysierstärke sowie die kombinierte Streu- und Nachweiswahrscheinlichkeit sollten deswegen möglichst groß sein. Da diese Größen nicht unabhängig voneinander optimiert werden können, braucht man eine Beschreibung ihres Zusammenhangs. Wie sich zeigen wird, spielt dabei auch der Anteil des Untergrundes, von dem das Signal - wie in diesem Experiment durch Energiemessung - getrennt werden muß, eine Rolle.

Im folgenden soll eine Formel für den Fehler der gemessenen Polarisation in Abhängigkeit von der Analysierstärke  $a$ , der Wahrscheinlichkeit für die Streuung in die Detektoren  $\epsilon$  und dem Verhältnis von Untergrund zu Signal  $\gamma = \frac{N_u}{\epsilon N_0}$  abgeleitet werden (dabei ist  $N_0$  die Anzahl aller auf das Polarimeter treffenden Photonen und  $N_u$  die Zahl der nachgewiesenen Photonen des Untergrundes):

Zunächst wird der Fehler der Asymmetrie

$$A = \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2} \quad (3.9)$$

von Zählraten  $N_1$  und  $N_2$  berechnet, welche zwei im Winkel von  $90^\circ$  stehende Detektoren nach Subtraktion des Untergrundes liefern. Durch Anwendung des Fehlerfortpflanzungsgesetzes erhält man:

$$\Delta A = \sqrt{\left(\frac{2N_2}{(N_1 + N_2)^2} \Delta N_1\right)^2 + \left(\frac{2N_1}{(N_1 + N_2)^2} \Delta N_2\right)^2} \quad (3.10)$$

Muß die Rate  $N_i$  durch Subtraktion einer Untergrundrate  $N_U$  von dem direkt gemessenen Signal  $N'_i$  bestimmt werden, so ergibt sich unter der Annahme, daß der Untergrund in den Detektoren gleich ist, für den Fehler:

$$\Delta N_i = \sqrt{\Delta N_i'^2 + \Delta N_U^2} \quad (3.11)$$

Falls die Raten nur mit einem statistischen Fehler behaftet sind, erhält man durch Einsetzen von (3.11) in (3.10) :

$$\Delta A = 2\sqrt{\frac{N_2 N_1}{(N_1 + N_2)^3} + 2N_U \frac{N_2^2 + N_1^2}{(N_1 + N_2)^4}} \quad (3.12)$$

Um die Abhängigkeit von den Größen Analysierstärke  $a$ , Streuwahrscheinlichkeit  $\epsilon$  und Untergrundanteil  $\gamma$  zu erhalten, kann man

$$\epsilon N_0 = N_1 + N_2$$

setzen und aus (3.9) folgende Beziehungen gewinnen:

$$N_1 = N_0 \epsilon \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} A\right) \text{ und } N_2 = N_0 \epsilon \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{2} A\right)$$

Man erhält nun mit  $N_U = \gamma \epsilon N_0$  aus (3.12):

$$\Delta A = \frac{1}{\sqrt{\epsilon N_0}} \sqrt{(1 - A^2) + 4\gamma(1 + A^2)} \quad (3.13)$$

und durch Anwendung von Formel (3.7)

$$\Delta A = \frac{1}{\sqrt{\epsilon N_0}} \sqrt{(1 - a^2 P^2 \cos^2 2\varphi) + 4\gamma(1 + a^2 P^2 \cos^2 2\varphi)} \quad (3.14)$$

Für den Fall, daß die Polarisation in Richtung des Azimutwinkels eines Detektors ( $\varphi = 0$ ) zeigt, ergibt sich nach Division durch die Analysierstärke  $a$  sofort:

$$\Delta P = \frac{1}{a\sqrt{\epsilon N_0}} \sqrt{(1 - a^2 P^2) + 4\gamma(1 + a^2 P^2)} \quad (3.15)$$

Formel (3.15) zeigt, daß die statistische Unsicherheit der Polarisationsmessung mit  $(\epsilon N_0)^{-\frac{1}{2}}$  abnimmt. Mit zunehmender Analysierstärke nimmt der Fehler ebenfalls stets ab. Bei zunehmender Polarisation ist dies nur dann der Fall, wenn der Untergrundanteil  $\gamma$  hinreichend klein ist. Der Grund besteht darin, daß die Trennung von Signal und Untergrund im benachteiligten Detektor zu einem großen relativen Fehler des Signals führt. Eine ähnliche Qualitätsbeschreibung wie (3.15) findet sich in der Literatur bei [20, 21], allerdings ohne Berücksichtigung eines Untergrundes.

In der Literatur [1] findet man oft auch eine andere Form der Charakterisierung des Polarimeters. Es wird die minimale mit dem Polarimeter nachweisbare Polarisation  $P_{MIN}$  angegeben. Diese Darstellung ist zweckmäßig, wenn im Gegensatz zu dem hier dargestellten Experiment nicht ein hoher Polarisationsgrad genau gemessen werden soll, sondern festzustellen ist, ob eine Quelle überhaupt polarisiert ist.

Diese Größe kann aus der Formel 3.15 hergeleitet werden, indem man  $\Delta P = P = P_{MIN}$  setzt. Man erhält dann folgenden Ausdruck:

$$P_{MIN} = \frac{1}{a} \sqrt{\frac{1 + 4\gamma}{\epsilon N_0 - 4\gamma + 1}} \quad (3.16)$$

Wird der Ausdruck größer als 1, so bedeutet das, daß keine Polarisation mehr gemessen werden kann. Falls  $4\gamma \geq \epsilon N_0 + 1$ , erhält man sogar einen Ausdruck, der keine reelle Lösung mehr hat. Das bedeutet jedoch, daß  $\gamma$  größer ist als  $\frac{1}{4}$  der gesamten nachgewiesenen Photonen der zu analysierenden Strahlung. Tatsächlich ist  $\gamma$  jedoch wesentlich kleiner als die Zahl der nachgewiesenen Photonen. Deshalb kann der Term  $-4\gamma + 1$  im Nenner auch weggelassen werden.

Nach dieser Vereinfachung kommt man auf eine Form, die sich auch in [1] findet, wenn man die dort verwendeten Streuwahrscheinlichkeiten und das Zeitintervall entsprechend durch  $N_0$ ,  $\gamma$  und  $\epsilon$  ausdrückt.

An dieser Stelle muß noch auf eine weitere Bedeutung der Analysierstärke hingewiesen werden: Nach (3.7) und (3.8) ist es sicher, daß der Polarisationsgrad höher ist als die gemessene Asymmetrie zwischen zwei Detektoren, sofern keine apparativen Asymmetrien bestehen. Ohne genaue Kenntnis der Analysierstärke kann deswegen eine untere Grenze gewonnen werden, die mit steigender Analysierstärke entsprechend höher liegt.

### 3.3 Unterschiede im Verhalten der Detektoren

Eine mögliche Fehlerquelle bei Polarisationsmessungen ist bedingt durch Unterschiede im Verhalten der Detektoren für die Streustrahlung. Ursachen für apparative Asymmetrien, die eine lineare Polarisation vortäuschen können, sind vielfältig, beispielsweise Bauungenauigkeiten des Polarimeters oder unterschiedliche Akzeptanzen und Ansprechwahrscheinlichkeiten der Streudetektoren. Besonders gravierend bei niedrigen Energien sind durch instrumentelle Asymmetrie bedingte Absorptionsunterschiede.

Im einfachsten Fall lassen sich diese instrumentellen Asymmetrien durch jeweils einen Faktor berücksichtigen, mit dem die Zählrate jedes Streudetektors korrigiert wird. Im allgemeinen werden diese Korrekturfaktoren abhängig sein von der Photonenenergie, dem Intensitätsprofil des einfallenden Strahls und möglicherweise weiteren Bedingungen. Die Bestimmung der Korrekturfaktoren erfordert deswegen eine detaillierte Kalibrierung mit einer Quelle bekannter Polarisation unter den für die durchzuführende Polarisationsanalyse zu erwartenden Bedingungen. Am günstigsten für die Bestimmung der Korrekturfaktoren ist eine unpolarisierte Quelle, da hier die gemessene Ratenasymmetrie nur von apparativen Gegebenheiten abhängt.

Eine entsprechende Eichung des Polarimeters wurde mit verschiedenen unpolarisierten Quellen und mit monochromatisierter Synchrotronstrahlung durchgeführt (Kap. 4).

Beispielhaft sei die Auswirkung einer Asymmetrie in einer 2-Detektor-Anordnung erläutert. Die Störung läßt sich durch einen Akzeptanzfaktor  $c$  beschreiben, der auf eine der beiden mit Fehlern nicht behafteten Raten  $N'_0$  und  $N'_{90}$  angewendet wird, so daß sich die gemessenen Raten  $N_0$  und  $N_{90}$  als  $N_0 = cN'_0$  und  $N_{90} = N'_{90}$  ergeben. Durch die Störung ergibt sich eine Veränderung der gemessenen Asymmetrie  $A$  gegenüber der Asymmetrie  $A'$ , die beobachtet werden würde, wenn die Detektoren die gleiche Akzeptanz hätten. Die Veränderung der Asymmetrie ist in Abb. 3.2 dargestellt.

Wie man sich leicht an Abb. 3.2 klar machen kann, führt eine Schwankung, die eine Verkleinerung des Betrages von  $A$  gegenüber  $A'$  zur Folge hat, zu einem größeren Effekt als eine Schwankung in der Akzeptanz gleichen Betrages in die entgegengesetzte Richtung. Entsprechende Schwankungen können beispielsweise durch eine ungleichmäßige Intensitätsverteilung im einfallenden Strahl verursacht werden.

Insoweit die Störung polarimeterabhängig, systematisch, reproduzierbar und bekannt ist, läßt sie sich korrigieren, indem eine der beiden Zählraten mit einem Faktor multipliziert wird, der den Akzeptanzunterschied ausgleicht.

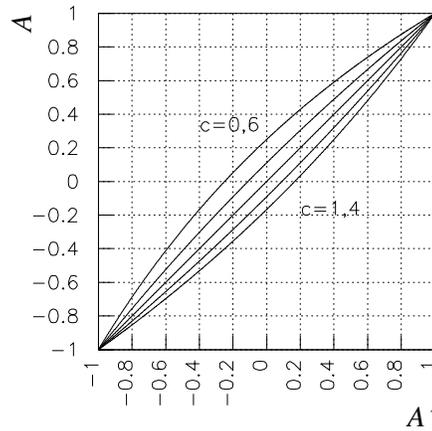


Abbildung 3.2: Veränderung der Asymmetrie durch den Einfluß eines unkorrigierten Akzeptanzunterschiedes.  $A'$  bezeichnet die ungestörte Asymmetrie,  $A$  gibt die gemessene wieder. Die unterschiedlichen Kurven ergeben sich für die relative Akzeptanz (Faktor  $c$ ) des ersten Detektors gegenüber dem zweiten.

Will man hier wieder den oben eingeführten Faktor  $c$  verwenden, so muß die gemessene Rate  $N_{90}$  mit diesem Faktor multipliziert werden.

Die tatsächliche Asymmetrie  $A'$  zweier unter  $90^\circ$  angeordneter Detektoren ergibt sich dann wie folgt:

$$A' = \frac{cN_{90} - N_0}{cN_{90} + N_0} \quad (3.17)$$

Falls die Größe  $c$  fehlerbehaftet ist, ergibt sich der verursachte Fehler der Asymmetrie zu

$$\Delta A' = \Delta c \frac{\partial A'}{\partial c} = \Delta c \left( \frac{N_{90}}{cN_{90} + N_0} - \frac{(cN_{90} - N_0)N_{90}}{(cN_{90} + N_0)^2} \right) = \Delta c \frac{2N_0N_{90}}{(cN_{90} + N_0)^2} \quad (3.18)$$

Weiß man nichts über  $c$  und erwartet einen kleinen Fehler  $\Delta c$ , so kann man  $c = 1$  setzen. Für den Fehler von  $A$  ( $= A'$ ) ergibt sich dann:

$$\Delta A = \Delta c \frac{2N_0N_{90}}{(N_0 + N_{90})^2} \quad (3.19)$$

Dieser Ausdruck ist symmetrisch bezüglich der beiden Detektoren. Man erkennt, daß der Fehler von  $A$  von dem Produkt der Raten der beiden Detektoren abhängt. Er wird am größten sein, wenn die Detektoren in etwa die gleiche Rate messen.

Es ist möglich, den Fehler der Asymmetrie in Abhängigkeit von der Polarisierung  $P$ , der Analysierstärke  $a$  und dem Winkel  $\varphi$ , in dem das Detektorpaar zur Richtung der Gesamtpolarisation steht, auszudrücken, indem man für die Raten  $N_0$  und  $N_{90}$  folgende Ausdrücke einsetzt:

$$N_0 = aP \cos^2 \varphi + \frac{1}{2}(1 - aP) \quad (3.20)$$

$$N_{90} = aP \sin^2 \varphi + \frac{1}{2}(1 - aP)$$

Man erhält:

$$\begin{aligned} \Delta A &= 2 \frac{\left(aP \cos^2 \varphi + \frac{1}{2}(1 - aP)\right) \left(aP \sin^2 \varphi + \frac{1}{2}(1 - aP)\right)}{\left(aP \cos^2 \varphi + \frac{1}{2}(1 - aP) + aP \sin^2 \varphi + \frac{1}{2}(1 - aP)\right)^2} \Delta c \quad (3.21) \\ &= 2 \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{4}a^2 P^2 + a^2 P^2 \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi\right) \Delta c = -\frac{1}{2}(1 - a^2 P^2 \cos^2 2\varphi) \Delta c \end{aligned}$$

Dies Ergebnis zeigt eine Winkelabhängigkeit des Fehlers der Asymmetrie, die um so größer ist, je größer die Analysierstärke  $a$  und die Polarisierung  $P$  sind. Ist  $\varphi = 0$  oder ein ganzzahliges Vielfaches von  $90^\circ$ , so ist der Einfluß des Fehlers minimal. Ist  $\varphi$  ein ungradzahliges Vielfaches von  $45^\circ$ , so ergibt sich ein maximaler Einfluß des Fehlers unabhängig von Polarisierung und Analysierstärke.

Wie sich im nächsten Abschnitt zeigt, wirkt sich der Fehler  $\Delta c$  daher vor allem auf die Richtungsbestimmung aus.

### 3.3.1 Fehler des Winkels und der Gesamtasymmetrie

Für ein Polarimeter, das aus vier Detektoren mit einem Abstand im Azimutwinkel von  $45^\circ$  zum Nachbarn besteht, läßt sich die Polarisationsrichtung durch folgende Formel bestimmen:

$$\varphi = \frac{1}{2} \arcsin \frac{A_{13}}{\sqrt{A_{13}^2 + A_{24}^2}} \quad (3.22)$$

Die Orientierung des Polarimeters wird auch hier durch den Winkel  $\varphi$  wiedergegeben.  $\varphi$  ist der Winkel zwischen der Polarisierung und dem Azimut eines bestimmten Detektors, dem die Nummer eins zugeordnet wird, so daß für die in Detektor 1 gestreuten Photonen  $\phi = \varphi$  gilt.

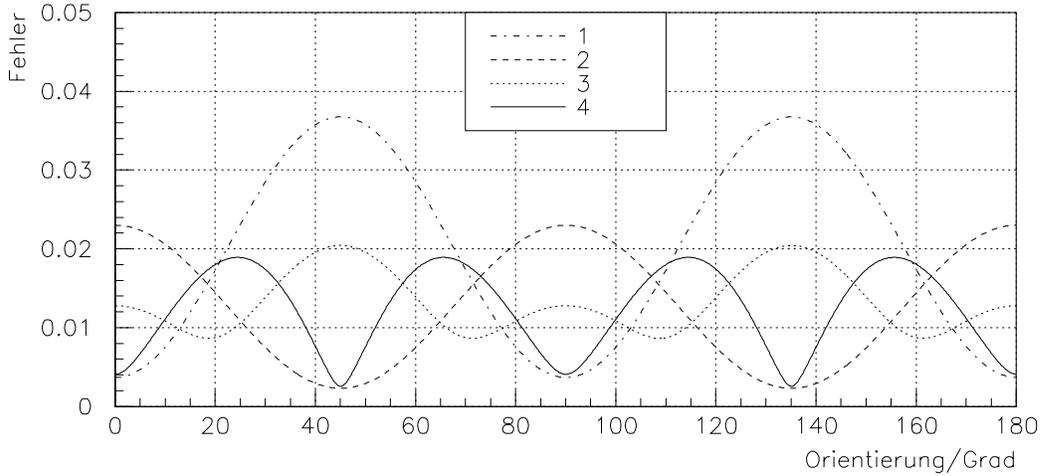


Abbildung 3.3: Verlauf der durch Unsicherheit der Kalibrierfaktoren verursachten Fehler. 1: Fehler der Asymmetrie  $A_{13}$ , 2: Fehler der Asymmetrie  $A_{24}$ , 3: Fehler des Winkels  $\varphi$  im Bogenmaß, 4: Fehler der Gesamtasymmetrie  $A_G$ . - Es wurden für die beiden Detektorpaare unterschiedliche Fehler der apparativen Korrektur  $c$  angenommen:  $\Delta c_{13} = \pm 0,15$  und  $\Delta c_{24} = \pm 0,10$ .

Aus (3.22) ergibt sich unmittelbar der Fehler.

$$\Delta\varphi = \frac{1}{2} \frac{\sqrt{A_{13}^2 \Delta A_{24}^2 + A_{24}^2 \Delta A_{13}^2}}{\sqrt{A_{13}^2 + A_{24}^2}} \quad (3.23)$$

$A_{13}$  ist die Asymmetrie aus den Zählraten der Detektoren eins und drei, die einen Winkel von  $90^\circ$  zueinander bilden.  $A_{24}$  ist die Asymmetrie der übrigen beiden Detektoren. Verwendet man für  $A_{13}$  und  $A_{24}$  die Beziehungen  $A_{13} = aP \cos 2\varphi$  und  $A_{24} = aP \sin 2\varphi$ , ergibt sich folgender Fehler für den Winkel in Abhängigkeit von den gemessenen Asymmetrien:

$$\Delta\varphi = \frac{1}{2aP} \sqrt{\Delta A_{13}^2 \sin^2 2\varphi + \Delta A_{24}^2 \cos^2 2\varphi} \quad (3.24)$$

Man erkennt, daß bei von  $\varphi$  unabhängigen und gleichen Fehlern der beiden Asymmetrien auch der Fehler des Winkels für alle Winkel konstant bleibt. Tatsächlich sind jedoch die Fehler der Asymmetrien winkelabhängig. Dies gilt sowohl für den statistischen Fehler als auch für den durch die Fehler der Kalibrierfaktoren verursachten Fehler (Formel 3.21).

Die Gesamtasymmetrie  $A_G$  läßt sich über die Beziehung

$$A_G = \sqrt{A_{13}^2 + A_{24}^2} \quad (3.25)$$

berechnen. Mit Hilfe dieser Beziehung läßt sich der Fehler berechnen. Man erhält:

$$\Delta A_G = \frac{\sqrt{A_{13}^2 \Delta A_{13}^2 + A_{24}^2 \Delta A_{24}^2}}{\sqrt{A_{13}^2 + A_{24}^2}} \quad (3.26)$$

und durch Ersetzen der Asymmetrien wie oben:

$$\Delta A_G = \frac{1}{aP} \sqrt{\Delta A_{13}^2 \cos^2 2\varphi + \Delta A_{24}^2 \sin^2 2\varphi} \quad (3.27)$$

Die Formeln für den Fehler des Winkels und der Symmetrie sind sehr ähnlich. Sie unterscheiden sich lediglich darin, daß die beiden Asymmetrien gegeneinander vertauscht sind. Dies hat die Konsequenz, daß die Größenordnung der Fehler der Asymmetrie ähnlich der des Winkels im Bogenmaß ist.

Während der Anteil des Fehlers jeder der beiden Asymmetrien  $A_{13}$  und  $A_{24}$  an dem Fehler der Gesamtasymmetrie von ihrer eigenen relativen Größe abhängt, ist die Fortpflanzung in den Winkel  $\varphi$  von der jeweils anderen abhängig. Die Winkelabhängigkeit der Einzelfehler führt in Verbindung mit ihrer Fortpflanzung in den Winkel zu einer Vergrößerung der Winkelabhängigkeit, während sie die Schwankung des Fehlers der Asymmetrie verkleinert. In Abb. 3.3 ist der Verlauf der Fehler einer typischen Kalibrierung für das in Kapitel 4 beschriebene  $90^\circ$ -Polarimeter dargestellt.

### 3.4 Unsicherheit der Akzeptanzverhältnisse bei verschiedenen Polarimetern

Wie im letzten Abschnitt gezeigt wurde, geht der Fehler der Akzeptanzverhältnisse direkt in den Meßfehler ein. In Abb. 3.4 sind die Fehler, mit der die Akzeptanzverhältnisse verschiedener, in der Literatur beschriebener Polarimeter bestimmt wurden, dargestellt.

Obwohl es sich bei den Polarimetern um Compton-Polarimeter unterschiedlicher Bauart handelt, zeigt sich eine Tendenz zu einer Abnahme des Fehlers hin zu höheren Photonenenergien. Die Polarimeter, die in dieser Arbeit behandelt werden, weisen entsprechend einen größeren Fehler auf als Polarimeter, die bei höheren Energien arbeiten. Die größere Absorption bei niedrigen Energien setzt hier der Ausnutzung des Comptoneffektes zur Polarimetrie Grenzen.

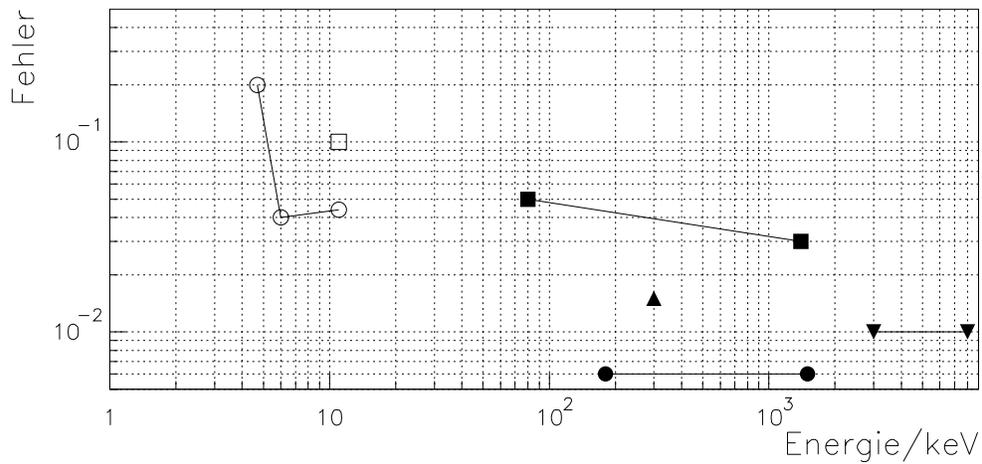


Abbildung 3.4: Fehler der Akzeptanzverhältnisse verschiedener Polarimeter. Die leeren Symbole bezeichnen die Meßwerte der Polarimeter, welche im Rahmen dieser Arbeit benutzt wurden. Das Quadrat bezeichnet dabei das zur Messung von PXR verwendete Polarimeter [8]. Die Kreise bezeichnen die Unsicherheiten für das 90°- Polarimeter. Die übrigen schwarzen Symbole sind wie folgt verschiedenen Quellen aus der Literatur zugeordnet: Kreise [22], Quadrate [23], Dreieck mit Spitze nach oben [24], Dreiecke mit Spitze nach unten [25].



# Kapitel 4

## Das $90^\circ$ -Compton-Polarimeter zur Messung von PXR unter großen Emissionswinkeln

Für eine Messung der Polarisation von PXR unter großen Emissionswinkeln nahe  $90^\circ$  wurde ein Compton-Polarimeter gebaut, das für die zu erwartenden Bedingungen optimiert wurde.

Die Photonenenergie der zu analysierenden Strahlung wird zwischen 4 und 6 keV betragen. Dies ist eine für Compton-Polarimeter sehr niedrige Energie. Am Einsatzort nahe des Elektronenstrahls des Beschleunigers muß mit intensiver Untergrundstrahlung gerechnet werden, die die Detektoren des Polarimeters direkt erreichen kann.

Günstig ist die Tatsache, daß eine hohe Polarisation erwartet werden darf, deren Richtung sich für Emissionswinkel nahe  $90^\circ$  über einen großen Raumwinkelbereich wenig ändert. Der Abstand vom Kristall, in dem die Strahlung erzeugt wird, ist groß, so daß der Strahl parallel auf das Polarimeter fällt.

### 4.1 Beschreibung des Polarimeters

In dem hier beschriebenen Polarimeter (Abb. 4.1 bis 4.3) bildet ein kegelförmiger Berylliumkörper das Streuzentrum. Beryllium ist für niedrige Energien besonders geeignet: Wegen der niedrigen Ordnungszahl ist das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für Comptoneffekt und Photoeffekt besonders günstig. Materialien mit kleinerer Ordnungszahl (H, He, Li) würden aufgrund ihrer chemischen und physikalischen Eigenschaften einen erheblichen Aufwand in der Handhabung und Vorkehrungen (z.B. Gefäßwände für  $H_2$  und He, Oxidationsschutz von *Li*-Oberflächen) erfordern, die den Vorteil

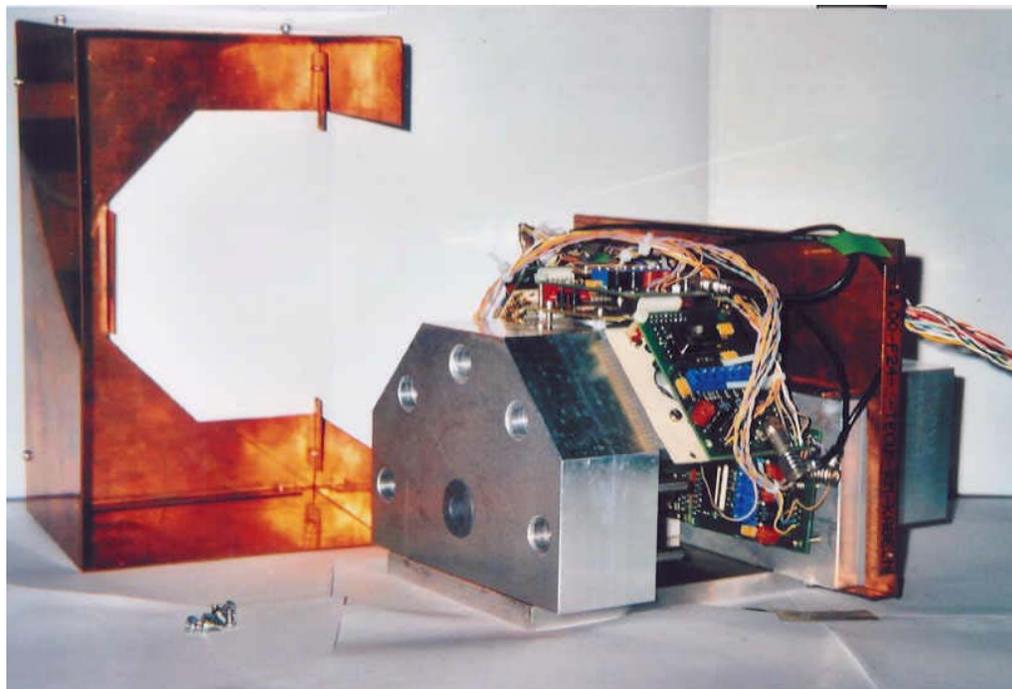


Abbildung 4.1: Bild des zusammengebauten Polarimeters.

höherer Streuwahrscheinlichkeit zunichte machen.

Die Höhe des Be-Kegels beträgt 7 mm, der Öffnungswinkel  $90^\circ$ . Die Streudetektoren sind so angeordnet, daß sich ein Streuwinkel von  $90^\circ$  und Azimutwinkeldifferenzen von  $45^\circ$  ergeben. Vor dem Streukörper befindet sich ein Kollimator, der den Bereich, in dem Strahlung akzeptiert wird, definiert. Ferner besitzt das Polarimeter Kollimatoren, die die Detektoren gegen Streustrahlung aus den Randbereichen des Streukörpers abschirmen. Aus diesen Randbereichen sind lediglich mehrfach gestreute Photonen zu erwarten, deren Azimutverteilung keine ausgeprägte Polarisationsabhängigkeit zeigt.

Die Kollimatoren sind in einem Kupferkörper untergebracht, der den Berylliumsstreuer umgibt ((a), (d) in Abb. 4.3). Der Kupferkörper verfügt über einen Austrittskanal hinter dem Streukörper. Die Strahlung, welche den Streukörper passiert hat, kann so einen Detektor (c) erreichen, der an der Rückwand des Polarimeters angebracht ist und zur Winkel- und Energiemessung der auf das Polarimeter einfallenden Strahlung dient.

Durch die Konstruktion wird ein sehr kleiner Abstand zwischen dem Kollimator für die einfallende Strahlung und dem Streukörper erreicht. Das Polarimeter wird dadurch unempfindlich gegen Parallaxeneffekte.

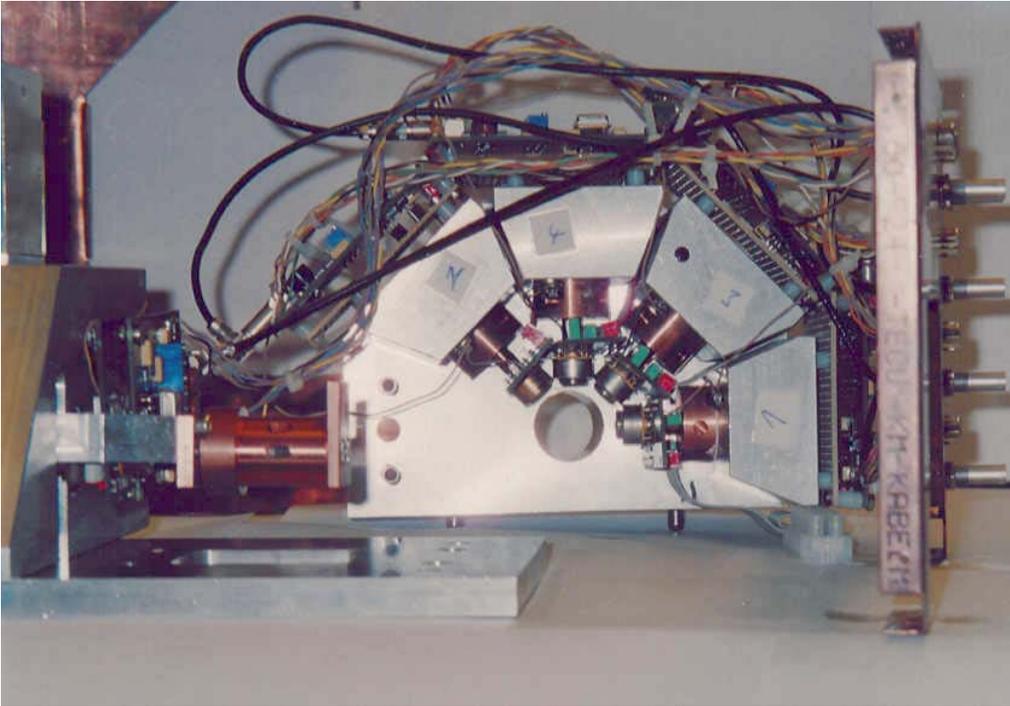


Abbildung 4.2: Bild des Polarimeters (zerlegt und rechtwinklig aufgeklappt). Im Hintergrund rechts die vier Streudetektoren, im Vordergrund links der Kupferkörper, in dem Kollimatoren und Streukörper untergebracht sind.

Der Kupferkörper ist über einen Aluminiumarm mit einer linearen Fahr-einrichtung an der Rückseite des Polarimeters verbunden und kann damit nach unten aus dem Strahl gefahren werden. So kann erreicht werden, daß die Strahlung direkt auf den an der Rückwand angebrachten Detektor gelangt, ohne durch den Streukörper abgeschwächt zu werden. Dies ist erforderlich, weil die Absorptionslänge von Photonen mit einer Energie  $< 5$  keV im Beryllium bereits wesentlich kürzer ist als die Dicke des Streukörpers.

Das empfindliche Volumen der Detektoren hat einen Abstand von 17 mm von der Mittelachse des Streukörpers. Die Gehäuse der Detektoren berühren sich.

#### 4.1.1 Photonendetektor

Bei den verwendeten Detektoren (Abb. 4.4) handelt es sich um sogenannte Silizium-Drift-Detektoren (SDD). Dieser Detektortyp wurde gewählt, weil er sich durch eine hohe Energieauflösung auszeichnet, gleichzeitig ohne aufwen-

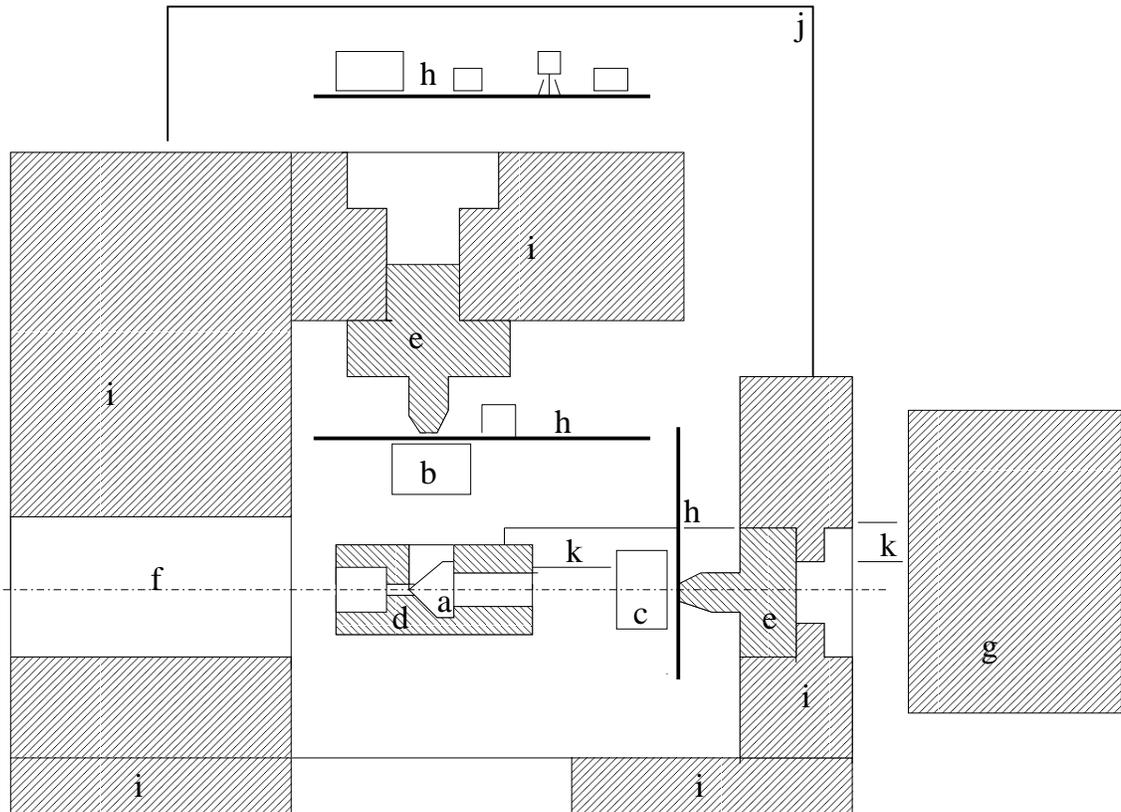


Abbildung 4.3: Schnittzeichnung des Polarimeters. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurden einige Elemente im Hintergrund weggelassen. Dargestellt sind (a) der Streukörper, (b) einer der Streudetektoren, (c) der Vorwärtsdetektor für die ungestreuten Photonen, (d) ein Kupferkörper, welcher den Streukegel umgibt und Austrittsslitze für die gestreuten Photonen enthält, (e) Kupfernasen zur Wärmeableitung von den Detektoren, (f) Eintrittsöffnung zur Aufnahme unterschiedlicher Kollimatoren, (g) beweglicher Aluminiumkörper der Hubvorrichtung zur Absenkung des Streu- und Kollimatorkörpers unter die Polarimeterachse, (h) Detektor- und Elektronikplatinen, (i) massive Aluminiumkonstruktion zur Halterung der Komponenten und zur Gewährleistung der Wärmeleitung, (j) Kupfergehäuse zur elektrischen Abschirmung, (k) Arm zum Verbinden von Hubvorrichtung mit Kollimatorkörper (d) und Streukörper (a).

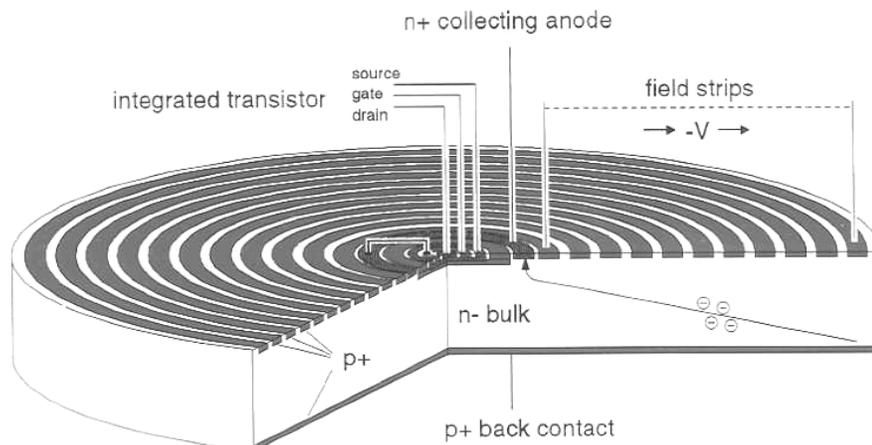


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung des SDD.

dige Kühlung auskommt und sehr kompakt ist. Durch die Kompaktheit und das sehr kleine empfindliche Volumen ( $1,5 \text{ mm}^3$ ) wird die Empfindlichkeit gegenüber unvermeidlichem Strahlungsuntergrund herabgesetzt.

Eine ausführliche Beschreibung des Aufbaus und der Funktionsweise der Detektoren findet sich in [28]. Die wichtigsten Eigenschaften sind in Tab. 4.1 zusammengestellt.

Der SDD besteht aus einem Siliziumchip von  $300 \mu\text{m}$  Dicke aus n-dotiertem Silizium. Der Nachweis der Photonen und die Bestimmung ihrer Energie erfolgt durch die Sammlung der freien Ladungsträger, welche beim Auftreffen auf den Siliziumchip entstehen. Diese werden auf einer Anode gesammelt. Mit Hilfe eines ladungsempfindlichen Verstärkers wird anschließend aus der gesammelten Ladung ein Spannungssignal erzeugt.

Um eine möglichst hohe Energieauflösung zu erhalten, ist es erforderlich, die Eingangskapazitäten gering zu halten. Zu den Eingangskapazitäten gehört die Anode. Um sie zu verkleinern, wird ein von Gatti und Rehak in [29] beschriebenes Verfahren verwendet: Durch Anlegen einer Sperrspannung wird eine totale Verarmung des Siliziums erreicht. Gleichzeitig wird der Sperrschicht ein radiales Driftfeld überlagert, welches freie Ladungsträger, die an einer beliebigen Stelle des depletierten Siliziums entstehen, auf eine sehr kleine Anode nahe des Detektorzentrums befördert. Die durch die Verkleinerung der Anode bewirkte Reduktion der Eingangskapazität (typ. Wert:  $250 \text{ fF}$ ) der Diode führt zu einer sehr niedrigen äquivalenten Rauschladung und deswegen zu hoher Energieauflösung (Abb. 4.5).

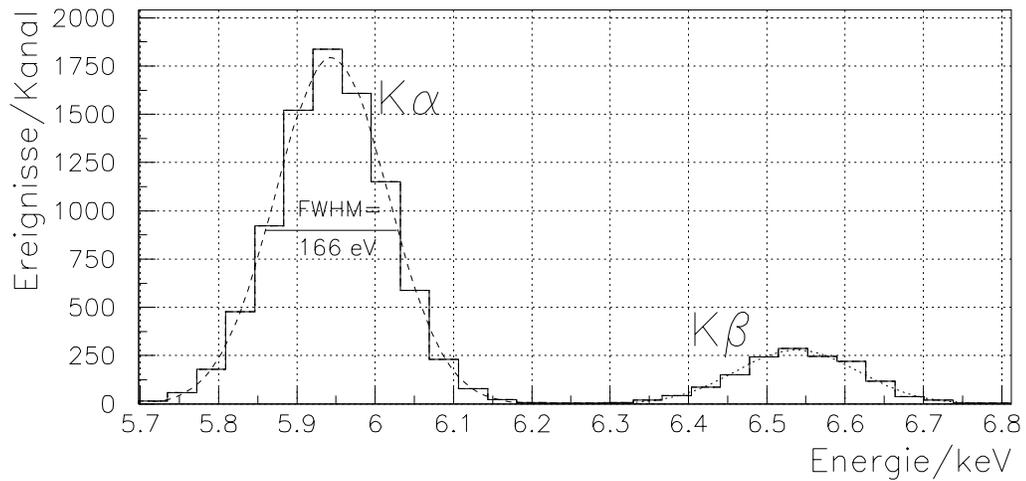


Abbildung 4.5: Spektrum einer  $Fe^{55}$  Quelle, aufgenommen mit dem Silizium-Drift-Detektor.

Tabelle 4.1: Technische Daten der im Polarimeter verwendeten Silizium-Drift-Detektoren

|  |  |
|--|--|
| Hersteller   | KETEK GmbH, Am Isarbach, D-85764 Oberschleißheim   |
| Gehäuse  | T08  |
| Durchmesser  | 15,3 mm  |
| Höhe   | 16 mm  |
| Dicke des Siliziumchips  | 300 $\mu m$  |
| Empfindliche Fläche  | 5 mm <sup>2</sup>                                  |
| Eintrittskollimator  | 4,5 mm <sup>2</sup>                                |
| Eintrittsfenster   | 8 $\mu m$ Be                                       |
| Vorverstärker  | ladungsintegrierender Vorverstärker<br>Amptek A250 |
| Temperatur Detektor/Raum in °C<br>(bei maximaler Kühlleistung) | -10/23   |
| Auflösungsvermögen [FWHM]                                      |  |
| bei 20°C   | 235-350 eV   |
| bei 0°C  | 166-196 eV   |
| bei maximaler interner Kühlung                                 | 142-165 eV   |

Bei den Detektoren wird das elektrische Feld durch folgende Anordnung erzeugt: Die Unterseite ist p-dotiert und wird mit -180 V Sperrspannung gegenüber der n-dotierten Schicht beschaltet. Auf der anderen Seite des Chips befinden sich weitere p-dotierte Zonen in Form konzentrischer Ringe. Diese Zonen werden mit zur Mitte hin abfallenden, gegenüber dem p-dotierten Bereich negativen Spannungen beschaltet. Die np-Übergänge bilden nun eine in Sperrichtung geschaltete Diode, deren Verarmungszone sich über den gesamten Chip erstreckt. Durch die angelegten Spannungen wird ein elektrisches Driftfeld parallel zur Detektoroberfläche erzeugt, durch das freie Ladungsträger auf einen kleinen Anodenring in der Mitte des Chips gelangen. Dieser ist mit einem MOSFET verbunden, welcher ebenfalls auf dem Chip aufgebracht und als Eingangsstufe eines integrierenden Verstärkers geschaltet ist. Eine Beschreibung einer solchen Schaltung und deren Eigenschaften findet sich z.B. in [30].

Um das thermische Rauschen herabzusetzen, wird der Detektor über ein Peltierelement, welches sich direkt unter dem auf einem Substrat aufgebrachten Siliziumchip befindet, auf eine Betriebstemperatur von etwa  $30^{\circ}\text{C}$  unter Umgebungstemperatur gekühlt.

Für die Peltierkühlung der Detektoren ist eine Wärmeabführung erforderlich. Außerdem besteht die Anforderung der Vakuumtauglichkeit. Diesen Anforderungen wurde durch eine massive Aluminiumkonstruktion Rechnung getragen. Diese ermöglicht einen hohen Wärmetransport bei geringer Temperaturdifferenz. Die Verbindung zwischen Detektor und Halterung wird durch aufschraubbare Kupfernasen hergestellt (vgl. (e) in Abb. 4.3). Zusätzlich existiert für den Vakuumeinsatz des Polarimeters eine Peltierkühleinrichtung, welche zwischen Kesselboden und Polarimeter untergebracht wird und das gesamte Polarimeter abkühlt.

### 4.1.2 Datenaufzeichnung und Versorgung

Um das Polarimeter zu betreiben, werden verschiedene Zusatzgeräte benötigt. Zum einen sind dies verschiedene Spannungs- und Stromversorgungsgeräte, zum anderen ist ein elektronisches Datenerfassungssystem erforderlich. Eine schematische Übersicht dieser Geräte findet sich in Abb. 4.6.

Die Betriebsspannung für Peltierkühlung und das Driftfeld werden durch unterschiedliche Netzgeräte erzeugt. Für jeden Detektor wurden separate Quellen betrieben. Die Spannung für die Detektorelektronik wurde aus einer gemeinsamen Spannungsquelle entnommen. Bei allen Spannungsquellen handelte es sich um analoge Modelle, da sie eine stabilere und störungsärmere Spannungsversorgung garantieren als getaktete Geräte.

Die Signalverarbeitung erfolgt über verschiedene elektronische Einheiten.

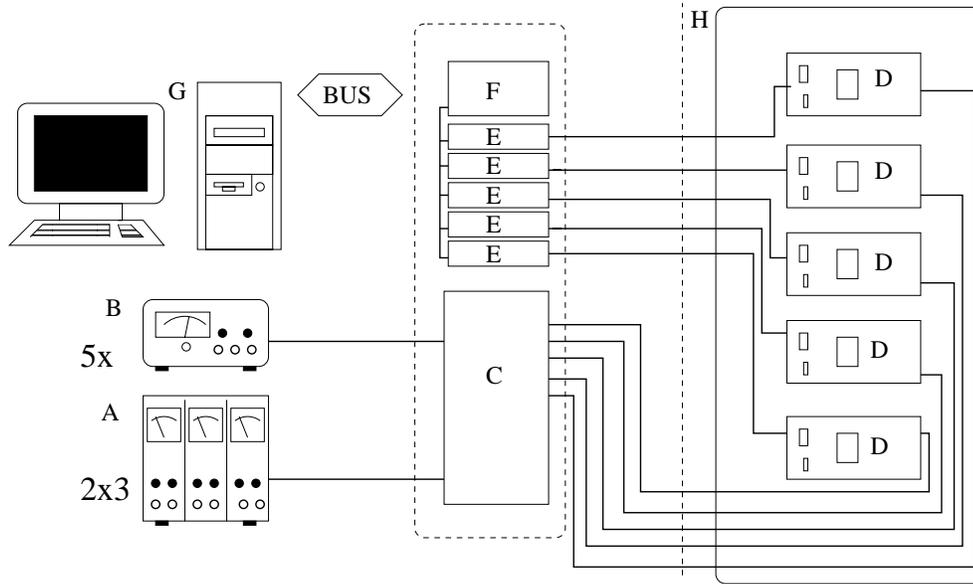


Abbildung 4.6: Versorgungs- und Datenverarbeitungssystem des Polarimeters: (A) Rode und Schwartz NGL 35 für den Peltierstrom, (B) Spannungsquellen der Fa. Delta für die Sperrspannung, (C) Verteiler in NIM-Crate führt Versorgungsspannung aus Crate und externen Quellen zusammen, (D) Detektorelektronik im Polarimeter, (E) Shaper ORTEC 572, (F) Vielkanalanalysator ORTEC 920 im NIM-Crate, (G) PC, (H) vorgesehene Vakuumdurchführung.

Sie ermöglicht, die gemessenen Ergebnisse in Form von Energiespektren darzustellen. Bei dem Signal, das durch den ladungsintegrierenden Verstärker produziert wird, handelt es sich um einen Spannungssprung, dessen Höhe der im Detektor gesammelten Ladung proportional ist. Mit Hilfe eines Shapers ORTEC 572 wird das Signal in einen Puls, dessen Verlauf einer Gaussfunktion entspricht, umgesetzt. Die Höhe des Pulses ist wiederum zur Ladung proportional und wird mit Hilfe eines Vielkanalanalysators ORTEC 920 digitalisiert. Die Pulse werden dabei in einem ihrer Energie entsprechenden Kanal gezählt, so daß ein Histogramm entsteht, welches sich nach einer Kalibrierung als Energiespektrum darstellen läßt. Mit Hilfe eines Computers wird die Datennahme gesteuert und beobachtet sowie die Speicherung der Daten und ihre weitere Bearbeitung vorgenommen.

### 4.1.3 Form des Streukörpers und Wahl des Streuwinkels

Der Streuwinkel, unter dem die Photonen den Streudetektor erreichen, läßt sich durch die Geometrie des Polarimeters festlegen. Der Streuwinkel beeinflusst Analysierstärke und zu erwartende Streuwahrscheinlichkeit. Unter Vernachlässigung der Ausdehnung von Streukörper und aktivem Detektorvolumen läßt sich der Zusammenhang durch Formel (3.8) beschreiben. Danach ist die Analysierstärke  $a = 1$  für  $\Theta = 90^\circ$ .

Eine große Analysierstärke ermöglicht, für einen hohen Polarisationsgrad eine untere Grenze anzugeben, ohne das Polarimeter vorher kalibrieren zu müssen. Diese Grenze ist stets die gemessene Asymmetrie. Je höher die Analysierstärke ist, um so höher wird diese untere Grenze liegen.

Eine hohe Analysierstärke wirkt sich nach Formel (3.15) bei geringem Untergrundanteil günstig auf den zu erwartenden Fehler aus. Mit dem Streuwinkel  $\Theta$  wird nach Formel (3.4) auch die Streuwahrscheinlichkeit beeinflusst. Nach (3.15) wird der Fehler dann besonders klein, wenn die Größe  $a\sqrt{\epsilon}$  maximiert wird. Dies läßt sich durch die Wahl des Streuwinkels  $\Theta = 90^\circ$  erreichen. Zudem erlaubt die Geometrie bei  $\Theta = 90^\circ$ , die Detektoren näher als bei allen anderen Streuwinkeln an den Streukörper heranzubringen. Wie weiter unten gezeigt wird, ist es auch unter Berücksichtigung der Ausdehnung von Detektor und Streukörper günstig, die Detektoren möglichst nahe an das Streuzentrum heranzubringen.

Obige Überlegungen gelten nach (3.15) für Bedingungen, bei denen das Signal nicht zu stark untergrundbehaftet ist.

Die Gestaltung des Streukörpers ergibt sich aus verschiedenen Anforderungen: Der Streukörper soll eine möglichst hohe Streurrate in den Detektoren ermöglichen. Die Photonen sollten eine möglichst gleichmäßige Streuwahrscheinlichkeit unabhängig vom Eintreffort der Strahlung haben.

In dem Energiebereich, für den das Polarimeter vorgesehen ist, lassen sich nicht alle Bedingungen gleichzeitig erfüllen, da sich die Absorptionslänge in diesem Energiebereich stark gegenüber den Maßen des Streukörpers ändert.

Um eine möglichst große Wahrscheinlichkeit zu erhalten, daß ein gestreutes Photon den Detektor tatsächlich erreicht, ist es zum einen erforderlich, daß das einfallende Photon eine möglichst lange Strecke im Streukörper zurücklegt, andererseits sollte die Strecke, welche das gestreute Photon im Streukörper überwinden muß, möglichst kurz sein, um die Reabsorption zu minimieren.

Für einen beliebig schmalen Nadelstrahl ist daher ein dünner, zylindrischer Streukörper, der sich längs des Strahls erstreckt, optimal (vgl. Abb. 4.7 (a)). Da jedoch aufgrund des begrenzten Flusses ein hinreichend großer

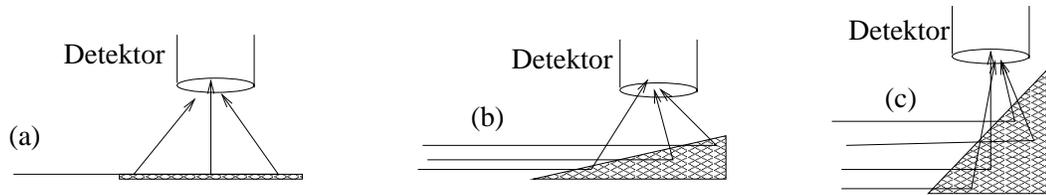


Abbildung 4.7: Überlegungen zur Form des Streukörpers.

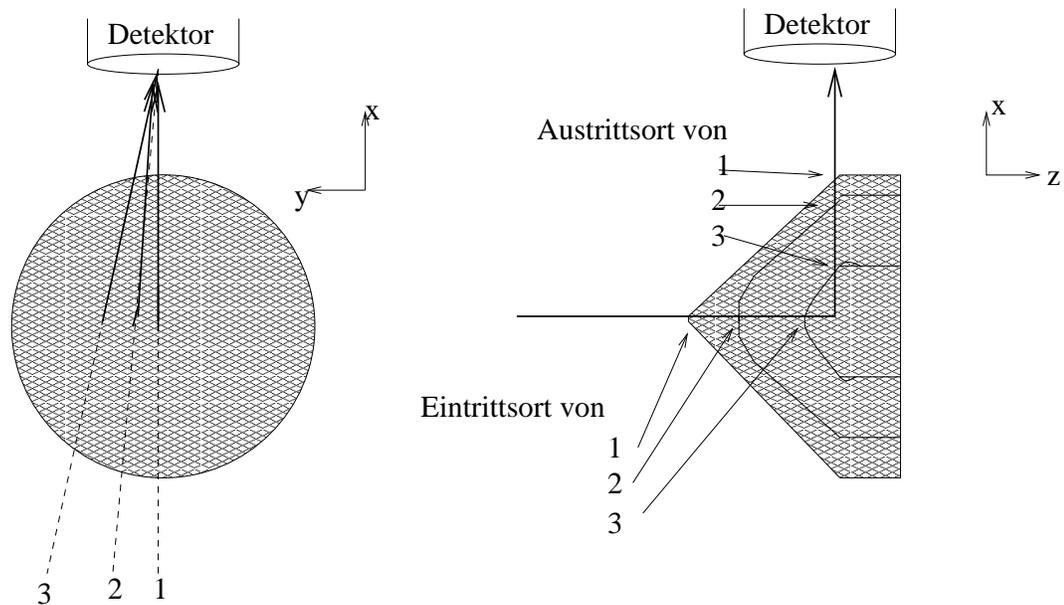


Abbildung 4.8: Streuebene im Streukörper. Je nach Eintreffort des Photons ist das Verhältnis von Eintrittsweg und Austrittsweg unterschiedlich.

Raumwinkel akzeptiert werden muß, ist ein Streukörper günstig, der dem dann notwendigerweise divergenten Strahl eine geneigte Eintrittsfläche bietet. Je spitzer der Auftreffwinkel der Photonen zur Eintrittsfläche, um so günstiger ist das Verhältnis zwischen Eintrittsweg und Austrittsweg (vgl. Abb. 4.7 (b)). Ein zu spitzer Winkel wiederum würde zu einem sehr langen Streukörper führen. Dadurch würden die Photonen mit sehr unterschiedlichen Streuwinkeln in den Detektor gelangen. Es ist daher erforderlich, einen Kompromiß bei der Schrägstellung zu wählen (vgl. Abb. 4.7 (c)).

Um eine hohe azimutale Symmetrie zu erreichen, die für alle Detektoren gleiche Bedingungen schafft, sollte man sich eines rotationssymmetrischen Streukörpers bedienen. Im Fall dieses Polarimeters wurde ein kegelförmiger Streukörper mit Öffnungswinkel  $90^\circ$  gewählt. Der Mantel des Kegels bildet auf der dem Detektor zugewandten Seite eine geneigte Fläche wie oben be-

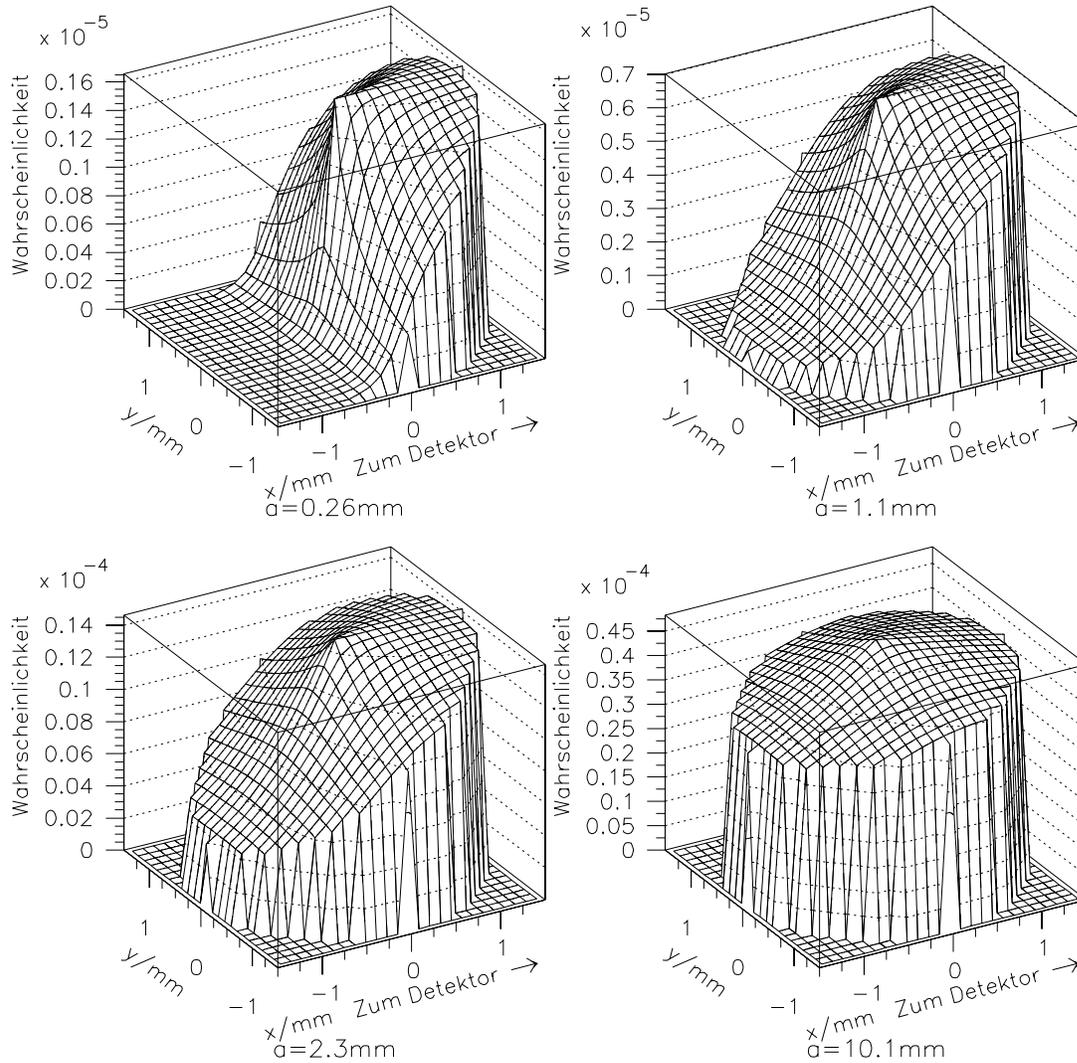


Abbildung 4.9: Ortsabhängige Streuwahrscheinlichkeit bei unterschiedlichen Absorptionslängen  $a$ . In Beryllium entsprechen die Absorptionslängen  $a = 0,26 \text{ mm}$ ,  $a = 1,1 \text{ mm}$ ,  $a = 2,3 \text{ mm}$  und  $a = 10,1 \text{ mm}$  Photonenenergien von  $E = 3 \text{ keV}$ ,  $E = 4,8 \text{ keV}$ ,  $E = 6 \text{ keV}$  und  $E = 10 \text{ keV}$ .

schrieben (vgl. dazu Abb. 4.8). Die Streuebene des Photons bildet mit dem Streukörper einen Kegelschnitt, eine Hyperbel, deren Scheitel der Einfallrichtung des Photons zugewandt ist (vgl. dazu Abb. 4.8 (2) und (3)). Das Verhältnis zwischen im Streukörper vor der Streuung und nach der Streuung zurückgelegter Strecke wird ungünstiger, wenn die Streuebene die Kegelspitze nicht enthält. Der Nachweis dieser Photonen im Streudetektor ist unwahrscheinlicher. Besonders hoch ist der Absorptionsverlust für Photonen, die auf der jeweils vom Detektor abgewandten Seite gestreut werden.

Bei höheren Photonenenergien ( $\gtrsim 10$  keV) ändert sich das Verhalten. Hier ist die Absorptionslänge ( $\lambda > 10$  mm) erheblich größer als die Dimension des Streukörpers, und es kommt nur noch auf das zur Verfügung stehende Material an, in dem die Streuung stattfinden kann.

Das beschriebene Verhalten wurde analytisch berechnet (s. Anhang A) und ist in Abbildung 4.9 dargestellt.

In den bisher angeführten Überlegungen und in der analytischen Rechnung ist die Mehrfachstreuung von Photonen noch nicht berücksichtigt. Diese ist für das energieabhängige Verhalten der Analysierstärke maßgeblich verantwortlich: Bei höheren Energien und größerer Absorptionslänge kann ein gestreutes Photon weitere Strecken im Streukörper zurücklegen und hat so eine höhere Wahrscheinlichkeit, wieder gestreut zu werden, als bei niedrigeren Energien. Dieses Verhalten wurde mit Hilfe eines Monte-Carlo-Programms eingehend untersucht. Die Untersuchungen und Ergebnisse werden in Abschnitt 4.2 dargestellt.

## 4.2 Analysierstärke und Rate aus Monte-Carlo-Rechnung

Zur Entwicklung des Polarimeters und zur Überprüfung seiner Eigenschaften wurde ein Monte-Carlo-Programm verwendet. Das Programm ermöglicht es, die zu erwartenden Streuraten in den Detektoren und damit die Analysierstärke des Polarimeters vorherzusagen.

Bei dem hier zu untersuchenden Problem treten außer der Comptonstreuung und Absorption im Be-Streukörper keine weiteren physikalischen Prozesse auf. Deshalb wurde ein Verfahren gewählt, bei dem zunächst durch Wahl von Streupunkten im Be Trajektorien generiert werden, die im Detektor enden. Anschließend wird die Wahrscheinlichkeit für das Durchlaufen dieser Trajektorien ausgerechnet.

Zur Berechnung einer Trajektorie wird wie folgt vorgegangen: Im Streukörper werden ein oder mehrere Streupunkte generiert, je nachdem, ob Ein-

fach- oder Mehrfachstreuprozesse simuliert werden sollen. Außerdem wird ein Eintreffort im Detektor erzeugt. Der auftreffende Strahl wird als achsenparallel angenommen. Deshalb ergibt sich die Eintreffposition im Kollimator aus der Position des ersten Streupunktes. Durch diese Informationen ist die Trajektorie eindeutig bestimmt. Zusätzlich wird für das einlaufende und das nach jedem Streuprozeß auslaufende Photon eine Polarisationsrichtung generiert, die bei der Wahrscheinlichkeitsberechnung mit berücksichtigt wird.

Zur Berechnung der Wahrscheinlichkeit, daß eine gewürfelte Trajektorie durchlaufen wird, müssen folgende Größen berücksichtigt werden:

- die Absorptionswahrscheinlichkeit auf der gesamten Wegstrecke im Streukörper,
- die aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt für die Comptonstreuung, der Elektronendichte im Beryllium und der jeweils in Bewegungsrichtung vor dem Photon liegenden Be-Dicke zu berechnende differentielle Streuwahrscheinlichkeit,
- die Detektorakzeptanz.

Bei der Berechnung der Wahrscheinlichkeit einer Trajektorie sind einige geometrische Gegebenheiten zu berücksichtigen:

Für die letzte Comptonstreuung, nach der das Photon in den Detektor trifft, ist es erforderlich, eine Gewichtung für das Raumwinkelement vorzunehmen, das der Detektor abdeckt. Die Detektorfläche muß also durch das Quadrat des Abstandes Detektor - Streupunkt geteilt werden.

Bei den Streuprozessen, nach denen wiederum eine Streuung stattfindet, muß berücksichtigt werden, daß bei größerer Entfernung mit dem Raumwinkelement auch die Wahrscheinlichkeit sinkt, daß ein bestimmter Punkt getroffen wird.

Berücksichtigt werden muß auch, daß die Punkte nur in einem begrenzten Bereich generiert wurden und Trajektorien, die nicht zum Ziel geführt hätten, von vornherein weggelassen wurden. Zu diesem Zweck wird mit der Größe des Bereiches multipliziert, in dem die Punkte der Trajektorie generiert wurden. Eine entsprechende Korrektur muß auch für die Polarisation vorgenommen werden, da auch hier zunächst zwei Zustände generiert werden.

Das Monte-Carlo-Programm berücksichtigt alle relevanten experimentellen Gegebenheiten des Polarimeters:

- die Geometrie des Streukörpers,
- die Absorptionseigenschaften des Berylliums,

- die Eintritts- und Austrittskollimatoren,
- die Detektorgeometrie.

Es existierte bereits ein Vorläufer [32] dieses Monte-Carlo-Programms, aus dem die hier verwendete Version zur Simulation der komplizierteren Kegelgeometrie entwickelt wurde. Außerdem benutzt das hier verwendete Programm neuere Absorptionsdaten für Beryllium im Energiebereich zwischen 3 und 30 keV [31].

Mit dem ursprünglichen Programm wurden Simulationen für ein Polari-meter im Energiebereich zwischen 30 und 100 keV vorgenommen. In [32] sind die Ergebnisse und der Vergleich mit dem Experiment ausführlich wiedergegeben. Das Programm war in der Lage, das spektrale Verhalten und die Streuwahrscheinlichkeiten im Experiment sehr präzise vorherzusagen.

Aufgrund der niedrigen Energien der Photonen im Verhältnis zur Ruhemasse des Elektrons ist bei den hier simulierten Streuprozessen der Energieverlust gemäß (3.2) gering, so daß selbst das hohe Auflösungsvermögen der Drift-Detektoren nicht ausreicht, um das Monte-Carlo-Programm anhand von Energiespektren wirkungsvoll testen zu können. Jedoch zeigen die ermittelten Raten und Analysierstärken eine gute Übereinstimmung mit dem Experiment. Der Vergleich mit den Meßergebnissen ist weiter unten in Abb. 4.23 für die Analysierstärke und in Abb. 4.13 für die Streurrate dargestellt.

Mit Hilfe des Monte-Carlo-Programms wurden verschiedene Untersuchungen durchgeführt, die experimentell nicht einfach möglich gewesen wären: Zum einen wurde der Einfluß des Abstandes der Detektoren auf Analysierstärke und Streurrate untersucht. Zum anderen wurden das Streuverhalten in Abhängigkeit vom Eintrittsort der Photonen sowie die Auswirkungen von Fehlstellungen untersucht.

Das Verhalten in Abhängigkeit vom Abstand ist in Abb. 4.10 für die Analysierstärke und in Abb. 4.11 für die Streuwahrscheinlichkeit dargestellt. Es wurden Untersuchungen bei Photonenenergien von 4,8 keV und 10 keV vorgenommen. Das Monte-Carlo-Programm ermöglicht, die Analysierstärken mit und ohne Berücksichtigung der Mehrfachstreuung zu untersuchen.

Die Mehrfachstreuung führt zu einem geringeren Einfluß der Polarisierung auf die Azimutwinkelverteilung und sollte deswegen die Analysierstärke reduzieren. Man erkennt in Abb. 4.10, daß die Mehrfachstreuung bei 4,8 keV einen wesentlich kleineren Einfluß auf die Analysierstärke hat als bei 10 keV. Bei kleineren Energien ist die Mehrfachstreuung wegen des im Mittel längeren Weges durch die Absorption stärker unterdrückt als die Einfachstreuung.

Der Anstieg der Analysierstärke mit steigendem Abstand der Detektoren

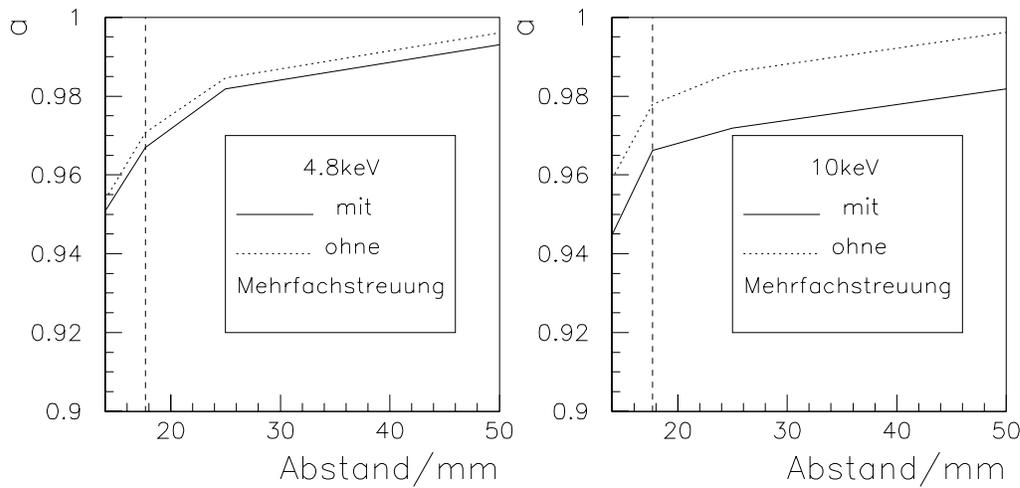


Abbildung 4.10: Analysierstärke mit und ohne Berücksichtigung von Mehrfachstreuungsprozessen in Abhängigkeit vom Abstand der Detektoren zur Mittelachse des Streukörpers für 4,8 keV (links) und 10 keV (rechts). Bei beiden Energien wächst die Analysierstärke mit zunehmendem Detektorabstand wegen des abnehmenden Raumwinkels. Bei 10 keV ist zusätzlich eine deutliche Verringerung der Analysierstärke durch Mehrfachstreuungsprozesse zu beobachten. Die gestrichelte senkrechte Linie markiert den für das Polarimeter gewählten Abstand.

vom Streukörper ist im wesentlichen auf den kleiner werdenden empfindlichen Azimutwinkelbereich zurückzuführen.

Bei 10 keV ist bei dem in diesem Polarimeter realisierten Abstand der Detektoren von 17 mm die Verringerung der Analysierstärke durch die Mehrfachstreuung immer noch der dominierende Effekt. Bei 4,8 keV hingegen wird die Analysierstärke überwiegend vom Abstand bestimmt.

Man erkennt in Abb. 4.10, daß die Streuwahrscheinlichkeit bei 4,8 keV um mehr als zwei Größenordnungen kleiner ist als bei 10 keV. Ferner ist zu beobachten, daß die Rate bei 4,8 keV nicht wie bei 10 keV entsprechend der Detektorakzeptanz mit  $\frac{1}{r^2}$  abnimmt. Dieses ist darauf zurückzuführen, daß bei 4,8 keV hauptsächlich Photonen nachgewiesen werden, welche den Streukörper auf der dem Detektor zugewandten Seite treffen (vgl. Abb. 4.9). Die Intensität fällt daher mit  $(r - r_0)^{-2}$ , wobei  $r_0 \approx 1$  mm die Verschiebung des empfindlichen Bereiches hin zum Detektor beschreibt.

Mit Formel (3.15) wurde ein Gütefaktor hergeleitet, der den statistischen Fehler in Abhängigkeit von der Wurzel der Anzahl  $N_0$  der auf das Polari-

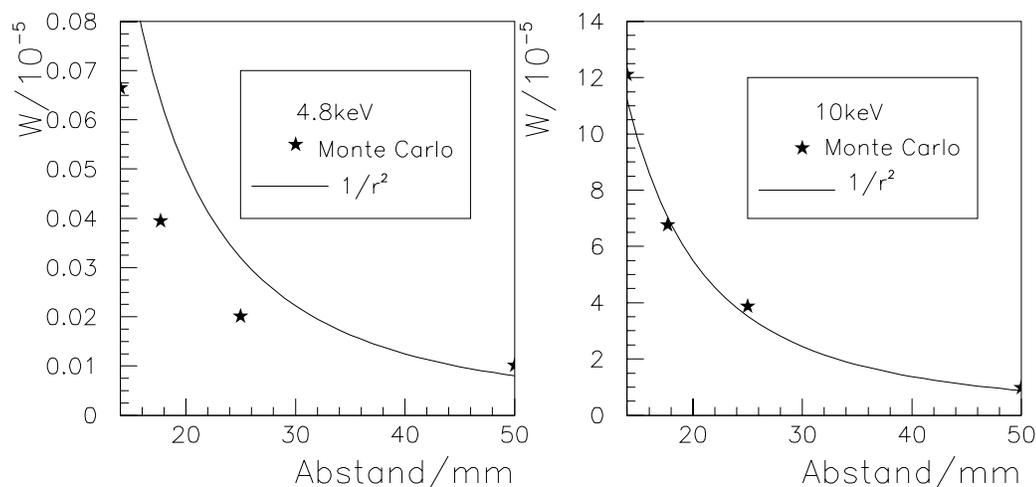


Abbildung 4.11: Wahrscheinlichkeit für ein Photon, aus einem unpolarisierten Photonenstrahl einen Streudetektor zu erreichen in Abhängigkeit vom Abstand der Detektoren zur Mittelachse des Streukörpers für 4,8 keV (links) und 10 keV (rechts). Zum Vergleich ist eine Kurve dargestellt, welche die Abnahme des vom Detektor bedeckten Raumwinkelelements wiedergibt.

meter fallenden Photonen, dem Untergrund sowie der Analysierstärke und der Streuwahrscheinlichkeit der Polarimeters wiedergibt. Der Verlauf dieses Faktors ist in Abb. 4.12 dargestellt. Die dargestellten Kurven entsprechen jeweils dem statistischen Absolutfehler der Polarisationsmessung, der sich ergibt, wenn genau ein Photon auf das Polarimeter fällt. Es sind unterschiedliche Polarisations- und Untergrundverhältnisse angenommen. Man erkennt, daß der Fehler mit steigendem Abstand für alle gezeigten Kurven stets zunimmt, wobei die Abhängigkeit bei Gegenwart von Untergrundstrahlung stärker wird. Bei 10 keV ist die Abstandsabhängigkeit etwas stärker. Dies ist auf die Begrenzung der Analysierstärke durch die Mehrfachstreuung zurückzuführen: Durch eine Vergrößerung des Abstandes ist eine Steigerung der Analysierstärke kaum möglich (s. Abb. 4.10), während die Rate stetig mit dem Raumwinkelelement abnimmt. In jedem Falle sollten also die Detektoren so nahe wie möglich an den Streukörper herangebracht werden. Abbildung 4.12 verdeutlicht auch den Zusammenhang zwischen Polarisation, Untergrund und zu erwartender Unsicherheit. Ist kein Untergrund vorhanden, ergibt sich bei gegebener Photonenzahl ein kleinerer Fehler für die Messung eines hohen Polarisationsgrades ( $P = 0,99$ ) als für einen niedrigen ( $P = 0,50$ ). Bei vorhandenem Untergrund von 30% ergibt sich ein

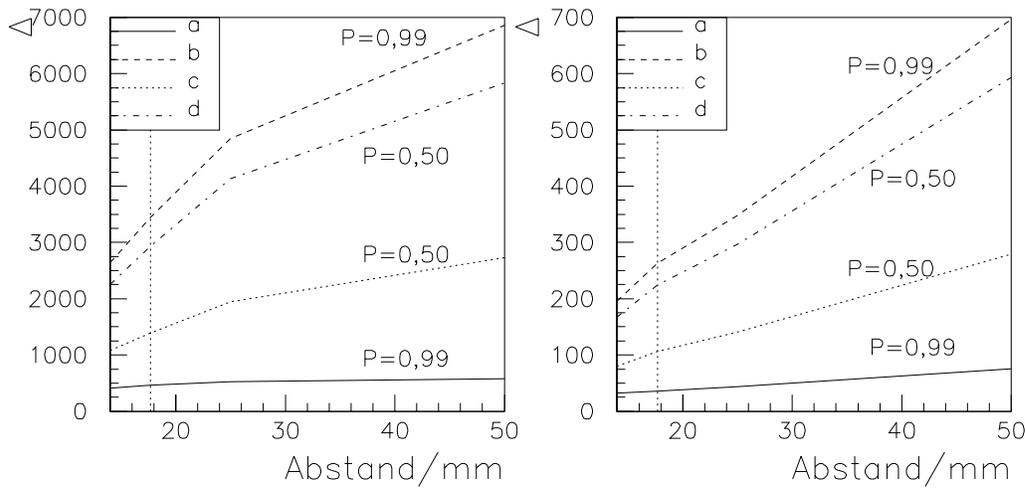


Abbildung 4.12: Faktor des statistischen Fehlers der Polarisationsmessung bei unterschiedlichen Polarisations- und Untergrundverhältnissen in Abhängigkeit vom Abstand der Detektoren zur Mittelachse des Streukörpers für 4,8 keV (links) und 10 keV (rechts). Die Linien a und c entsprechen untergrundfreiem Verhalten, während b und d mit einem Untergrund, der 30% des Nutzsignals ausmacht, behaftet sind.

umgekehrtes Verhalten, wie bereits im Zusammenhang mit Formel (3.15) diskutiert.

Die Ergebnisse für den Gütefaktor  $\Delta = \Delta P \sqrt{N_0}$  mit  $\Delta P$  gemäß (3.15) erlauben es unmittelbar, die für eine gewünschte statistische Genauigkeit  $\Delta P$  der Polarisationsmessung benötigte Zahl  $N_0$  einfallender Photonen zu berechnen (Beispiel für dieses Polarisimeter :  $\Delta P = 0,1$ ,  $P = 0,5$ ,  $\gamma = 0,3$  für 10 keV:  $N_0 = 7,3 \times 10^6$ , für 4,8 keV:  $N_0 = 1,2 \times 10^9$ ).

### 4.3 Untersuchung der Streurrate mit unterschiedlichen unpolarisierten Quellen

Die Streuraten, welche in den Streudetektoren auftreten, wurden mit unpolarisierten Quellen untersucht: Zum einen stand im Labor eine  $Fe^{55}$ -Quelle zur Verfügung. Zum anderen wurden Messungen an der Röntgenanlage PANTER des Max-Planck-Instituts für Extraterrestrische Physik durchgeführt.

### 4.3.1 Messung an der Röntgenanlage PANTER

Die Röntgenanlage PANTER [33] ermöglichte die Untersuchung des Polarimeters mit Hilfe eines parallelen Strahls: Die Anlage besteht aus einer Röntgenröhre, die sich in einer Entfernung von 100 m vom Meßplatz befindet. Die Strahlung niedriger Energie gelangt durch ein evakuiertes Rohr zum Meßplatz. So kann die Anlage auch bei extrem niedrigen Photonenenergien betrieben werden. Eine genaue Beschreibung der Anlage findet sich in [33].

Für die hier beschriebene Messung wurde eine Röntgenröhre mit einer Anode aus Titan verwendet. Die Röhre wurde mit einer Spannung von 20 kV betrieben. So ergab sich ein kontinuierliches Strahlungsspektrum mit zwei von der Titanfluoreszenz verursachten Linien.

Alle fünf Detektoren des Polarimeters wurden betrieben. Aus den gemessenen Spektren ließen sich zunächst Informationen über die Verunreinigungen des Berylliumkörpers gewinnen, da diese durch das kontinuierliche Spektrum zu Fluoreszenz angeregt wurden.

Durch diese Messung wurden die Grenzen der Einsetzbarkeit des Polarimeters deutlich: Der durch Fluoreszenz in die Detektoren gelangende Untergrund entspricht bei entsprechenden Energien in der Größenordnung der Intensität der gestreuten Strahlung. Für die PXR-Messung ist dieses allerdings kein großes Problem, da der Streukörper hier lediglich von monoenergetischer Strahlung getroffen wird, die keine störende Fluoreszenz auslöst.

Aus der Messung konnte auch eine grobe Abschätzung der Streuwahrscheinlichkeit gewonnen werden. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.13 eingetragen.

### 4.3.2 $Fe^{55}$ -Quelle

Die Emissionslinien der  $Fe^{55}$ -Quelle bei 5,9 und 6,4 keV erlauben, die Streuwahrscheinlichkeit des Polarimeters bei diesen Energien zu messen und mit den Monte-Carlo-Resultaten zu vergleichen. Die Mn-Fluoreszenzen liegen unterhalb der K-Kante der wesentlichen Baumaterialien des Polarimeters (Fe, Ni, Cu) und können deshalb keine störenden Fluoreszenzen auslösen. Trotz der hohen Intensität der Quelle (250 MBq) war die zu erzielende Streurate sehr begrenzt und zu niedrig, um in kurzer Zeit eine statistisch signifikante Messung der Polarimetersymmetrie durchführen zu können.

Um einen möglichst parallelen Strahl zu erhalten, wurde ein Kollimator direkt vor der Quelle angebracht. Der Kollimator wurde als Einschub für den Kanal in der Vorderwand des Polarimeters ausgeführt und bildete mit dem Quellenhalter eine Einheit. Die Quelle mit dem Kollimator wurde in einem Abstand von 20 mm vom definierenden Kollimator des Polarimeters

Tabelle 4.2: Relevante Größen für die Bestimmung der Streuwahrscheinlichkeit mit Hilfe der  $Fe^{55}$ -Quelle.

| Bezeichnung                                     | Wert       |
|---|------------|
| Durchmesser Kollimator an der Quelle            | 1,2 mm     |
| Abstand Kollimatoren von Quelle und Polarimeter | 20 mm      |
| Abstand Quelle - Streukörper                    | 23,5 mm    |
| Abstand Quelle - Vorwärtsdetektor               | 77 mm      |
| Durchmesser Polarimeter-Kollimator              | 3,0 mm     |
| Abstand Streukörper - Streudetektor             | 17 mm      |
| Durchmesser Kollimator des Vorwärtsdetektors    | 1,2 mm     |
| Ereignisse pro Streudetektor                    | 6270       |
| Meßzeit Streudetektoren                         | 259093 sec |
| Ereignisse im Vorwärtsdetektor                  | 147000     |
| Meßzeit mit Vorwärtsdetektor                    | 1000 sec   |

(s. Abb. 4.3) installiert.

Zur Messung der Streuwahrscheinlichkeit werden über einige Zeit Photonen in den Streudetektoren gezählt. Anschließend wird der Streukörper des Polarimeters entfernt. Die Photonen können nun ungehindert den Vorwärtsdetektor erreichen. Mit Hilfe des Vorwärtsdetektors wird nun die Rate der von der Quelle emittierten Photonen bestimmt.

Zur Berechnung der Streuwahrscheinlichkeit müssen die gemessenen Ereigniszahlen auf die unterschiedlichen Raumwinkel von Polarimeter-Kollimator und Vorwärtsdetektor bezüglich der  $Fe^{55}$ -Quelle korrigiert werden. Auch eine geringfügige Korrektur wegen unterschiedlicher Verluste von gestreuten und in Vorwärtsrichtung durchlaufenden Photonen wegen der Absorption in Luft ist anzubringen.

In der Tabelle 4.2 sind die relevanten Größen zusammengestellt: Mit diesen Größen ergibt sich eine Streuwahrscheinlichkeit pro Detektor von  $P_{Streu} = 1,1 \times 10^{-5}$ .

### 4.3.3 Vergleich von Messungen der Streuwahrscheinlichkeit mit Monte-Carlo-Simulation und analytischen Rechnungen

Die Streuwahrscheinlichkeiten, die für das Polarimeter mit Hilfe unterschiedlicher Methoden ermittelt wurden, sind in Abb. 4.13 zusammen dargestellt. Da durch die Ergebnisse der Messung an der Röntgenanlage PANTER wegen

der Fluoreszenzbeiträge nur eine obere Grenze für die Streuwahrscheinlichkeit gewonnen werden konnte, liegen die Werte oberhalb der übrigen Werte. Die Ergebnisse der Messung mit der  $Fe^{55}$ -Quelle liegen zwischen den theoretisch ermittelten Werten aus Monte-Carlo-Rechnung und analytisch bestimmten Werten. Der Unterschied zwischen Monte-Carlo-Rechnung und analytischer Rechnung zeigt die größte Diskrepanz im Bereich zwischen 8 und 12 keV. In diesem Energiebereich ändern sich die Verhältnisse im Polarimeter erheblich: Während die Absorptionslänge bei niedriger Energie wesentlich kleiner ist als der Streukörper, ist sie bei Energien  $> 12$  keV größer. Daher können bei niedrigen Energien vornehmlich Photonen aus der Kegeloberfläche zu dem Detektor gelangen, während sie bei größeren Energien aus dem gesamten Streukörpervolumen heraus in den Detektor gestreut werden. Besonders im Übergangsbereich wirken sich die vereinfachenden Annahmen der analytischen Rechnung aus: Es wurde, wie im Anhang A beschrieben, angenommen, daß die Photonen, die den Detektor erreichen, parallel aus dem Streukörper austreten. Analytische und Monte-Carlo-Rechnung stimmen gut miteinander überein. Es ergibt sich eine maximale Diskrepanz im Bereich von 10 keV. Die Größen unterscheiden sich hier um einen Faktor 2. Die Diskrepanz erklärt sich durch die zu grobe Abschätzung des Weges in der analytischen Rechnung, die durch die Wahl eines festen Streuwinkels bedingt ist.

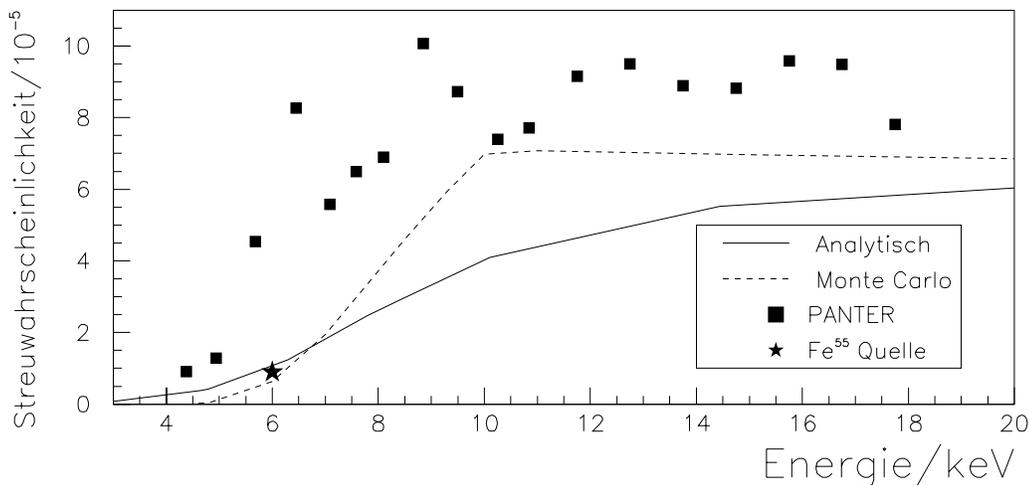


Abbildung 4.13: Unterschiedlich ermittelte Streuwahrscheinlichkeiten für das Polarimeter.

## 4.4 Polarimeter-Kalibrierung mit Hilfe von Synchrotronstrahlung

Synchrotronstrahlung stellt eine geeignete linear polarisierte und hinreichend intensive Röntgenquelle zur Polarimeter-Kalibrierung dar. Synchrotronstrahlung ist in der Synchrotronebene vollständig linear polarisiert. Außerhalb der Synchrotronebene tritt zusätzlich eine orthogonale Polarisationskomponente auf, die wegen einer Phasendifferenz von  $90^\circ$  zur elliptischen Polarisation führt. Die Synchrotronstrahlung läßt sich analytisch verläßlich berechnen. Daher stellt sie eine gute Eichquelle für das Polarimeter dar. Für den F1-Meßplatz am Hamburger Synchrotronstrahlungslabor HASYLAB des Deutschen Elektronen-Synchrotrons DESY, an dem die Polarimeter-Kalibrierung durchgeführt wurde, findet sich eine detaillierte Berechnung in Anhang B von [8].

### 4.4.1 Der Aufbau am Synchrotronstrahl

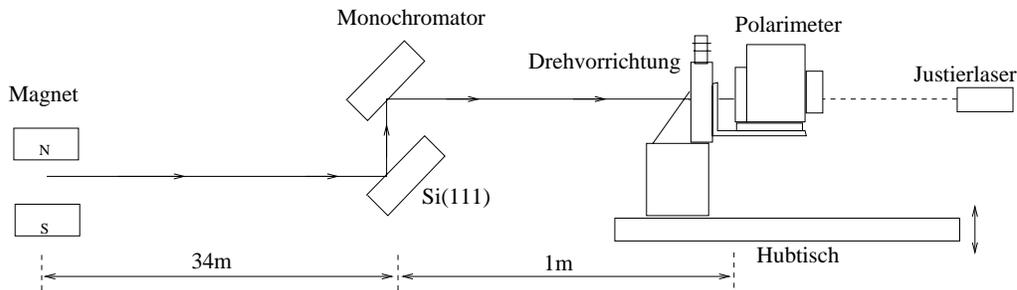


Abbildung 4.14: Aufbau des Polarimeters am F1-Meßplatz im HASYLAB in Seitenansicht: In einem Ablenkmagneten des  $e^+$ -Speicherrings DORIS III entsteht Synchrotronstrahlung. Aus dem kontinuierlichen Strahlungsspektrum wird in einem vertikal reflektierenden Doppel-Kristall-Monochromator eine Wellenlänge selektiert. Hinter dem Monochromator ist das Polarimeter auf einer Drehvorrichtung aufgebaut. Der Aufbau befindet sich auf einem Hubtisch, so daß sich das Polarimeter vertikal durch die Strahlung fahren läßt.

Am F1-Meßplatz (s. Abb. 4.14) wird Synchrotronstrahlung aus einem Ablenkmagneten verwendet. Aus dem weißen Strahlungsspektrum der Synchrotronstrahlung werden mit einem Doppel-Kristall-Monochromator einzelne Energien selektiert. Der Monochromator verwendet zwei parallel orientierte Siliziumkristalle, an deren 111-Ebene die Photonen braggreflektiert

werden, so daß der auslaufende monochromatisierte Strahl die gleiche Richtung wie der einfallende Strahl hat. Neben der Grundwelle werden höhere harmonische Wellen selektiert. Diese reagieren empfindlicher auf kleine Verstellungen der Kristalle gegeneinander als die Grundwelle. Deshalb lassen sich die höheren harmonischen Wellen durch eine leichte Verstellung der Kristalle gegeneinander gegenüber der Grundwelle abschwächen.

Abgesehen von der Monochromatisierung hat der Monochromator noch einen Einfluß auf die Polarisation: Es findet eine Unterdrückung der Komponente des elektrischen Feldes in der Diffraktionsebene statt. Sie ist bedingt durch die Tatsache, daß die induzierten Dipolmomente der Ladungsträger immer nur in der Richtung abstrahlen, in der sie angeregt wurden. (Die Eigenschaften der Braggstreuung sind z.B. in [34] beschrieben.) Die Abschwächung wird durch den Cosinus des Streuwinkels beschrieben und führt im vertikal reflektierenden Monochromator des F1-Meßplatzes (Abb. 4.14) außerhalb der Synchrotronebene zu einer energieabhängigen Erhöhung des Polarisationsgrades.

Der Monochromator ist in Abb. 4.15 von der Seite fotografiert. Um die Verstellung der Wellenlänge zu ermöglichen, sind die Kristalle auf einem gemeinsamen Halter angebracht, der sich um eine Achse senkrecht zur Strahlachse drehen läßt. Damit der Strahl beide Kristalle über einen weiten Bereich von Braggwinkeln trifft und auch keine Abschattung des Strahls durch die Kristalle erfolgt, ist bei großen Änderungen der Wellenlänge ein Verschieben der Kristalle in vertikaler und in longitudinaler Richtung erforderlich. Hierzu gibt es verschiedene Stellmotoren, über die die Positionen der Kristalle simultan verstellt werden konnten.

Das Polarimeter konnte auf einem Hubtisch vertikal durch die Synchrotronebene bewegt werden. Dadurch konnten Strahlpositionen mit verschiedenem Polarisationsgrad angefahren werden.

Um die Polarisationsrichtung gegenüber dem Polarimeter verändern zu können, wurde das Polarimeter auf einer Drehvorrichtung montiert, die eine azimutale Drehung um 350° zuließ.

Die Orientierung des Polarimeters wird wie folgt bezeichnet (vgl. Abb. 4.16): Sieht man mit dem Strahl auf das Polarimeter, so bedeutet eine Drehung zu größeren Winkeln eine Drehung des Polarimeters gegen den Uhrzeigersinn und entsprechend eine Drehung der Polarisation gegenüber dem Polarimeter im Uhrzeigersinn. Der Nullpunkt wurde so gewählt, daß die Bodenplatte des Polarimeters bei  $\varphi = 0^\circ$  waagrecht ist, d.h. in der Polarisationssebene steht. Die Positionen der Detektoren werden durch den Azimutwinkel zwischen der Richtung, unter der sie auf den Streukörper sehen, und der Bodenplatte angegeben. Die Richtung und Vorzeichen entsprechen der Drehrichtung der Polarisation. Wenn die Polarisation zur Bodenplatte



Abbildung 4.15: Foto des Monochromators. Der Monochromator befindet sich in einem Kessel. Der Strahleintritt ist links oben. Der erste Kristall befindet sich auf einem Kupferkörper, an dem Kühlschläuche angeschlossen sind. Der zweite Kristall befindet sich für den Betrachter verdeckt auf der Al-Platte rechts neben dem ersten. Die schwarzen Zylinder sind die Stellmotoren, die über die teilweise sichtbaren Gewindestangen zur Einstellung des Monochromators dienen.

den Winkel hat, der einem Detektor zugeordnet ist, zeigt die Polarisierung in Richtung dieses Detektors. Der Detektor ist in der Streurate durch den Comptoneffekt gemäß (3.4) benachteiligt.

Neben der Zuordnung von Winkeln wurde für die Detektoren folgende Numerierung festgelegt:

| Detektor | Azimutwinkel für $\varphi = 0^\circ$ |
|----------|--------------------------------------|
| 1        | $0^\circ$                            |
| 2        | $45^\circ$                           |
| 3        | $90^\circ$                           |
| 4        | $135^\circ$                          |

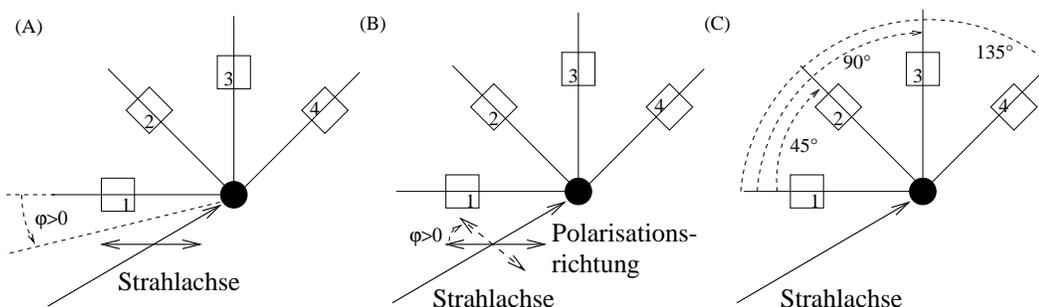


Abbildung 4.16: Orientierung des Polarimeters im Synchrotronstrahl: Positiver Drehwinkel  $\varphi$  bedeutet Drehung des Polarimeters entgegen dem Uhrzeigersinn (A). Entsprechend bewegt sich die Polarisation mit dem Uhrzeigersinn über das Polarimeter (B). Die Bezeichnung der Detektoren erfolgt in der Drehrichtung der Polarisation (C).

#### 4.4.2 Experimentelles Vorgehen

Für die Kalibrierungsmessung wurde das Polarimeter z.B. in der Orientierung  $\varphi = 0^\circ$  auf dem Hubtisch durch die Synchrotronstrahlungsebene hindurchgeführt. An der Stelle, an der die in den Detektoren 1 und 3 gemessene Zählratenasymmetrie maximal wird, befindet sich das Polarimeter im Polarisationsmaximum, d.h. in der Synchrotronebene. Die richtige Einstellung des Monochromators erkennt man durch den Vergleich der Asymmetrie mit der Summe aller gemessenen Photonen. Wenn alles richtig eingestellt ist, fällt das Maximum der Asymmetrie mit dem Maximum der Gesamtrate zusammen. Außerdem sollte sich um das Maximum herum ein symmetrisches Verhalten zeigen.

Im Maximum der Polarisation wurde das Polarimeter um die Strahlachse gedreht. Für verschiedene Einstellungen des Winkels  $\varphi$  wurden gleichzeitig mit allen vier Streudetektoren Spektren aufgenommen. Ein Beispiel für  $\varphi = 0^\circ$  ist in Abb. 4.17 dargestellt. Man erkennt die unterschiedlichen Intensitäten in den verschiedenen Detektoren, welche auf die Polarisationsabhängigkeit des Comptoneffektes zurückzuführen sind.

Die Messungen wurden im wesentlichen für drei unterschiedliche Photonenenergien durchgeführt: 4,7 keV, 6 keV und 11 keV.

#### 4.4.3 Auswertung der Daten

Das wesentliche Ziel der Kalibrierungsmessung mit Synchrotronstrahlung ist, die Analysierstärke des Polarimeters zu bestimmen. Außerdem sollen Korrek-

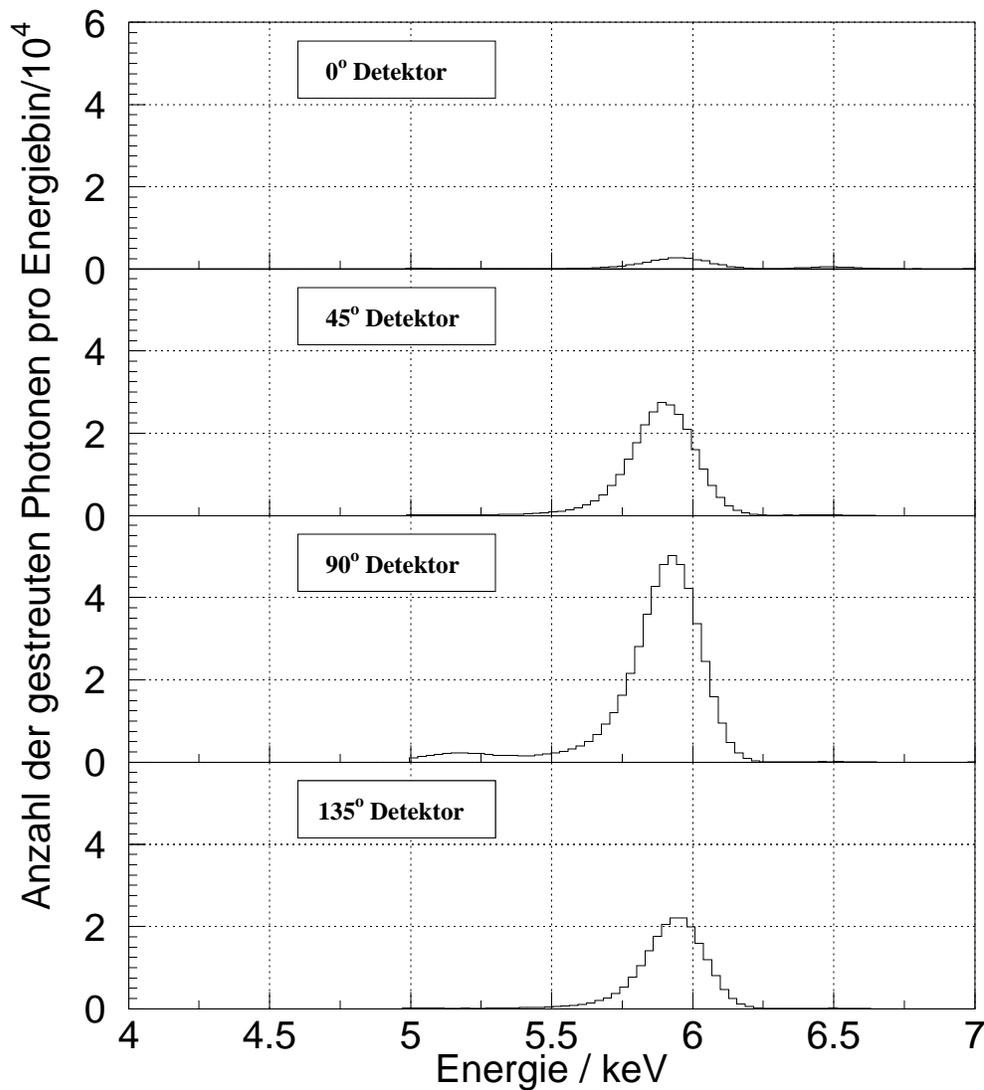


Abbildung 4.17: Vier typische Streuspektren bei einer Messung mit Synchrotronstrahlung von 6 keV. Das Polarimeter steht aufrecht. Der Detektor bei  $\phi = 0^\circ$  sieht hier in Polarisationsrichtung auf den Streukörper und mißt gemäß (3.4) die minimale Streurrate, während der Detektor unter  $\phi = 90^\circ$  die maximale Streurrate mißt. An den Spektren erkennt man die Energieverschiebung der Linien durch die Comptonstreuung gemäß (3.2).

turfaktoren gewonnen werden, welche die apparativen Asymmetrien, d.h. die unterschiedlichen Akzeptanzen der vier Streudetektoren korrigieren. Ferner soll die Genauigkeit, mit der man Polarisationsgrad und Polarisationssebene bestimmen kann, ermittelt werden.

Um die Korrekturfaktoren für die Akzeptanz zu erhalten, geht man wie folgt vor: Zum einen werden paarweise die Verhältnisse der Akzeptanzen jener Detektoren bestimmt, die einen Winkel von 90° zueinander bilden, also Detektoren 1 und 3 sowie 2 und 4. Diese Verhältnisse lassen sich aus der Zählratenasymmetrie der beiden Detektoren bestimmen, wenn diese jeweils unter einem Winkel von 45° zur Polarisationsrichtung stehen.

Eine weitere Möglichkeit, die Korrekturfaktoren zu bestimmen, besteht darin, den Verlauf der Asymmetrie  $A$  durch eine Funktion anzupassen, welche neben der maximalen Asymmetrie  $A_{Gesamt}$  das Verhältnis der Detektorakzeptanzen  $c$  als freie Variable enthält:

$$A = \frac{cN_{90} - N_0}{cN_{90} + N_0} \quad (4.1)$$

Die akzeptanzkorrigierten Raten  $N_{90}$  und  $N_0$  der einzelnen Detektoren werden dabei in Abhängigkeit von der maximalen Asymmetrie  $A_{Gesamt}$  und der Orientierung ausgedrückt:

$$N_{90} = A_{Gesamt} \cos^2 \varphi + \frac{1}{2}(1 - A_{Gesamt}) \quad (4.2)$$

und

$$N_0 = A_{Gesamt} \sin^2 \varphi + \frac{1}{2}(1 - A_{Gesamt})$$

Die Funktion (4.1) wurde bereits in Abschnitt 3.3 dargestellt (Abb. 3.2) und diskutiert.

Abb. 4.18 zeigt die gemessene Asymmetrie der beiden Paare orthogonaler Detektoren sowie die angepaßten Funktionen nach (4.1) und (4.2) in Abhängigkeit von der Orientierung des Polarimeters.

Beide Methoden wurden zur Bestimmung der Korrekturfaktoren angewendet. Die Werte, die sich aus der Anpassung der Funktion ergaben, werden als Korrekturfaktoren verwendet. Die aus der 45°-Stellung eines Detektorpaares gewonnenen Werte dienen zur Abschätzung des Fehlers, indem aus ihnen die Standardabweichung von den Korrekturwerten errechnet wird. In diesen Punkten ist der Einfluß der Akzeptanzen am größten und wird nicht durch polarisationsabhängige Effekte beeinflusst. Daher ergibt die Streuung dieser Messung ein gutes Maß für den Fehler der gemessenen Akzeptanzen.

In Tabelle 4.3 sind die mit den beschriebenen Methoden ermittelten Verhältnisse der Akzeptanzen angegeben.

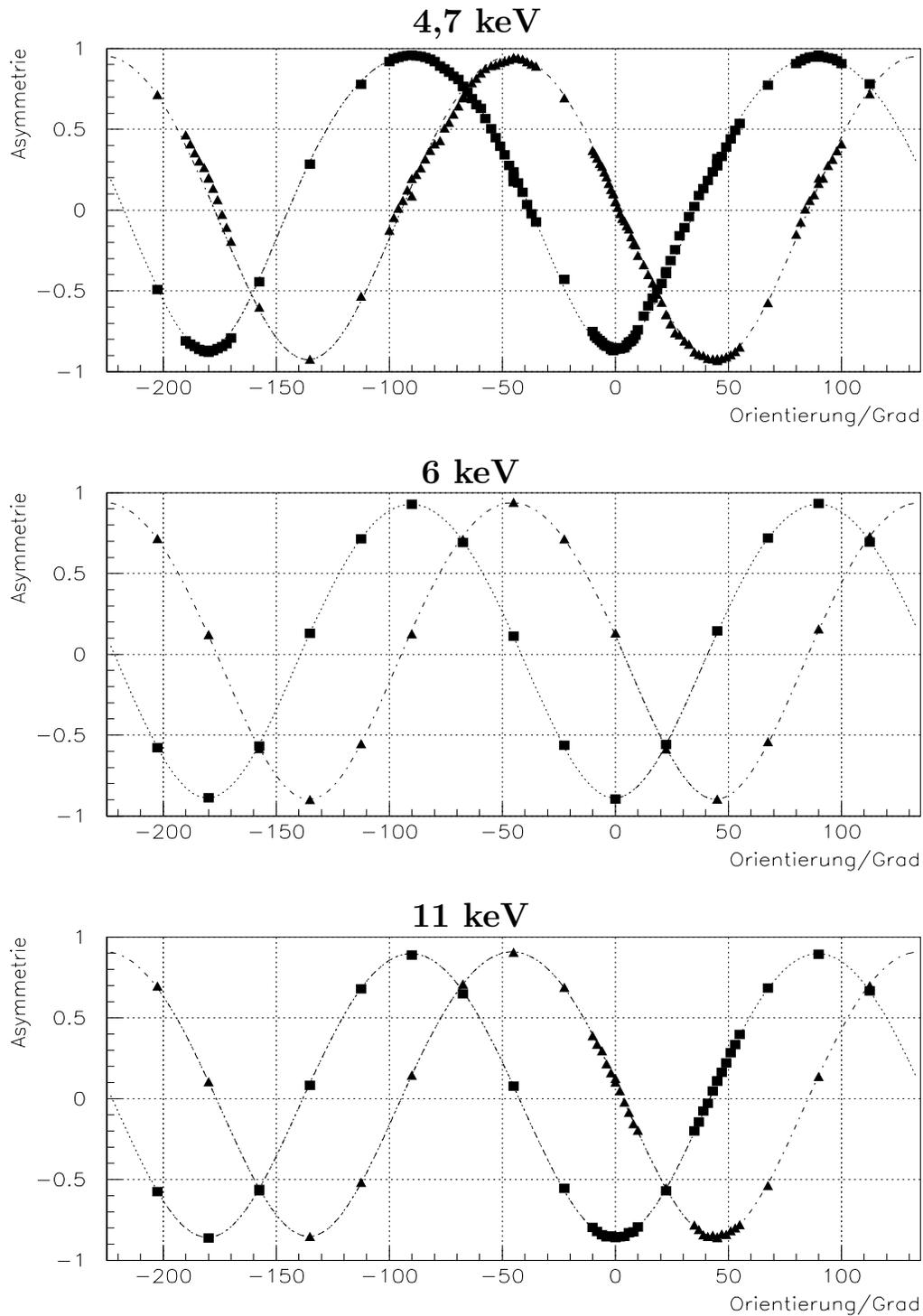


Abbildung 4.18: Asymmetrien der Detektorpaare 1 und 3 (Quadrate) sowie 2 und 4 (Dreiecke), gewonnen aus den Meßdaten bei Photonenenergien von 4,7, 6 und 11 keV. Die durchgezogenen Linien geben an die Meßpunkte angepaßte Funktionen wieder (4.1, 4.2).

Tabelle 4.3: Aus verschiedenen Meßdaten ermittelte Akzeptanzverhältnisse. Im oberen Teil der Tabelle befinden sich Ergebnisse, die aus einzelnen Meßpunkten der 45°-Stellung eines Detektorpaares gewonnen wurden. In der unteren Zeile sind die Korrekturfaktoren angegeben, welche sich aus der Anpassung der Funktion (4.1) ergeben. Der angegebene Fehler ist die Standardabweichung der Werte aus den Einzelmessungen von dem Wert aus der Funktionsanpassung. In der rechten Spalte ist das aus allen Meßpunkten gewonnene Verhältnis der Zählratensummen der Detektorpaare 1 und 3 zu 2 und 4 dargestellt.

| Pol.Winkel $\varphi$ | $A_{13}$ | $A_{24}$ | $c_{13}$    | $c_{24}$    | $\frac{1\text{und}3}{2\text{und}4}$ |
|----------------------|----------|----------|-------------|-------------|-------------------------------------|
| 4,7 keV              |          |          |             |             |                                     |
| 0°                   | -0,8535  | 0,0525   |             | 1,111       | -                                   |
| 0°                   | -0,8628  | 0,0550   |             | 1,116       | -                                   |
| 45°                  | 0,3190   | -0,9299  | 1,937       |             | -                                   |
| 90°                  | 0,9598   | 0,1973   |             | 1,492       | -                                   |
| -45°                 | 0,1766   | 0,9421   | 1,429       |             | -                                   |
| -45°                 | 0,2057   | 0,9391   | 1,518       |             | -                                   |
| -90°                 | 0,9573   | 0,0886   |             | 1,194       | -                                   |
| -135°                | 0,2845   | -0,9238  | 1,795       |             | -                                   |
| -180°                | -0,8669  | 0,1981   |             | 1,494       | -                                   |
| Funktion             | -        | -        | 1,770       | 1,280       | 1,105                               |
| Fehler               | -        | -        | $\pm 0,230$ | $\pm 0,180$ | $\pm 0,127$                         |
| 6 keV                |          |          |             |             |                                     |
| 0°                   | -0,8942  | 0,1318   |             | 1,304       | -                                   |
| 45°                  | 0,1465   | -0,8975  | 1,343       |             | -                                   |
| 90°                  | 0,9342   | 0,1570   |             | 1,373       | -                                   |
| -45°                 | 0,1135   | 0,9425   | 1,256       |             | -                                   |
| -90°                 | 0,9286   | 0,1284   |             | 1,295       | -                                   |
| -135°                | 0,1308   | -0,8975  | 1,301       |             | -                                   |
| -180°                | -0,8880  | 0,1254   |             | 1,277       | -                                   |
| Funktion             | -        | -        | 1,276       | 1,308       | 1,208                               |
| Fehler               | -        | -        | $\pm 0,043$ | $\pm 0,037$ | $\pm 0,046$                         |
| 11 keV               |          |          |             |             |                                     |
| 0°                   | -0,8549  | 0,1262   |             | 1,289       | -                                   |
| 0°                   | -0,8611  | 0,1026   |             | 1,229       | -                                   |
| 45°                  | 0,1091   | -0,8591  | 1,245       |             | -                                   |
| 45°                  | 0,1087   | -0,8560  | 1,244       |             | -                                   |
| 90°                  | 0,8940   | 0,1380   |             | 1,320       | -                                   |
| -45°                 | 0,0761   | 0,9057   | 1,165       |             | -                                   |
| -90°                 | 0,8877   | 0,1462   |             | 1,343       | -                                   |
| -135°                | 0,0828   | -0,8520  | 1,181       |             | -                                   |
| -180°                | -0,8625  | 0,1062   |             | 1,238       | -                                   |
| Funktion             | -        | -        | 1,181       | 1,289       | 1,138                               |
| Fehler               | -        | -        | $\pm 0,046$ | $\pm 0,041$ | $\pm 0,022$                         |

Nachdem die Akzeptanzverhältnisse für die beiden Paare von Detektoren, die unter  $90^\circ$  zueinander stehen, ermittelt wurden, kann man die übrigen Verhältnisse bestimmen. Dazu nutzt man aus, daß die Summen der jeweils in den beiden unter  $90^\circ$  stehenden Detektoren gleich sein müssen, wenn die Akzeptanzen gleich sind und das Verhalten der Detektoren auch sonst gleich ist. Man bestimmt das durchschnittliche Verhältnis der Summen über alle Meßpunkte. So gewinnt man einen Korrekturfaktor, der zusätzlich auf die Detektoren des entsprechenden Paares angewendet wird. Das Verhältnis zwischen beiden Detektorpaaren ist ebenfalls in Tab. 4.3 für die unterschiedlichen Energien dargestellt.

Unter Verwendung der Akzeptanzkorrekturen läßt sich nun eine sehr genaue Messung des Polarisationswinkels (Abb. 4.19) und der Asymmetrie (Abb. 4.20) durchführen. Abb. 4.19 zeigt die Differenz zwischen eingestelltem und gemessenem Winkel. Diese Differenz ist im Mittel sehr gut mit Null vereinbar. Die Standardabweichung der Punkte von Null ist in Tabelle 4.4 als Meßfehler des Polarisationswinkels angegeben. Aus den bestimmten Fehlern der Korrekturfaktoren läßt sich mit Formel (3.24) eine Fehlerabschätzung für den gemessenen Winkel ableiten. Die Größe des Fehlers ist wiederum selbst von der Orientierung der Polarisation abhängig und beschreibt deshalb den zu erwartenden Fehler einer Messung genauer als die bloße Streuung der Kalibrierungsmessung. Dieser Fehler ist als gestrichelte Kurve dargestellt. Die Meßpunkte werden von den Fehlerkurven umschlossen. Durch die Kenntnis der Akzeptanzverhältnisse und ihrer Fehler ist das Polarimeter folglich ausreichend beschrieben, obwohl die Fehler nur aus der Streuung der Meßpunkte, bei denen die Detektorpaare einen Winkel von  $45^\circ$  zur Polarisations Ebene bildeten, gewonnen wurden.

Für die gemessene Asymmetrie zeigt sich ein ähnliches Verhalten (Abb. 4.20): Für den Fehler, der sich aus den Korrekturfaktoren ergibt, wurde die Formel (3.27) verwendet. Die Mittelwerte der Asymmetrie sind in Tab. 4.4 angegeben.

Eine weitere Größe (Abb. 4.21) ermöglicht eine zusätzliche Überprüfung der Messungen: Es ist die Asymmetrie der Zählratensummen der beiden Detektorpaare, die jeweils einen Winkel von  $90^\circ$  zueinander bilden  $A_{\text{paar}} = \frac{(N_1+N_3)-(N_2+N_4)}{(N_1+N_3)+(N_2+N_4)}$ . Diese Asymmetrie sollte im Idealfall null sein. Die unkorrigierten Daten zeigen eine stark winkelabhängige Abweichung von Null. Durch die Akzeptanzkorrektur wird für 6 und 11 keV die maximale Abweichung um etwa einen Faktor 5 kleiner, während die Abnahme bei 4,7 keV geringer ist. Es verbleibt eine Restasymmetrie von etwa 10%.

Bei einer Drehung des Polarimeters um  $180^\circ$  zeigt sich für 6 und 11 keV keine signifikante Änderung der gemessenen Asymmetrien. Damit ist für die-

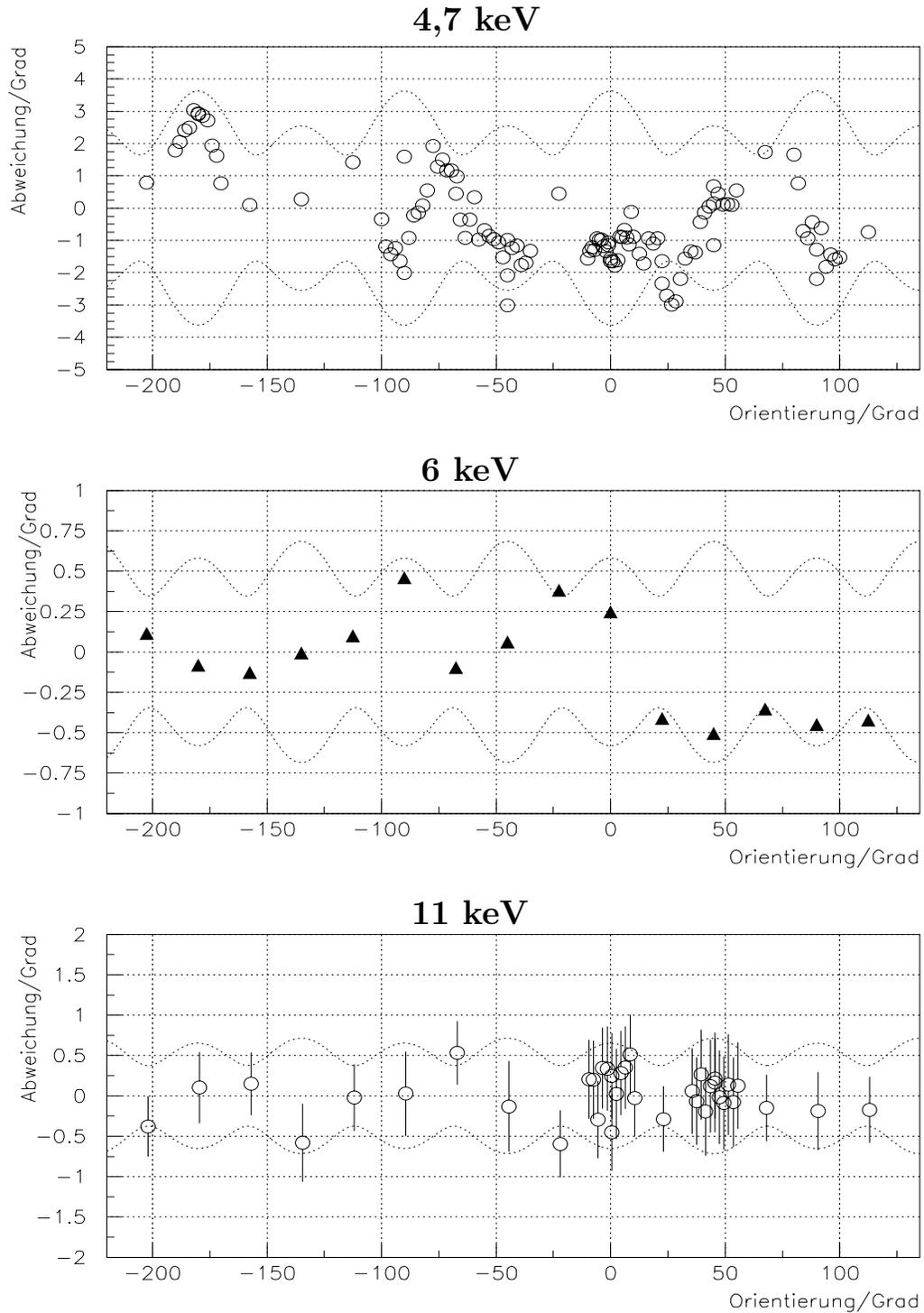


Abbildung 4.19: Abweichung von gemessenem und eingestelltem Polarisationswinkel. Die Symbole geben die Messergebnisse wieder. Die gestrichelten Linien begrenzen das Fehlerband, das durch die Unsicherheit der Kalibrierfaktoren zustandekommt.

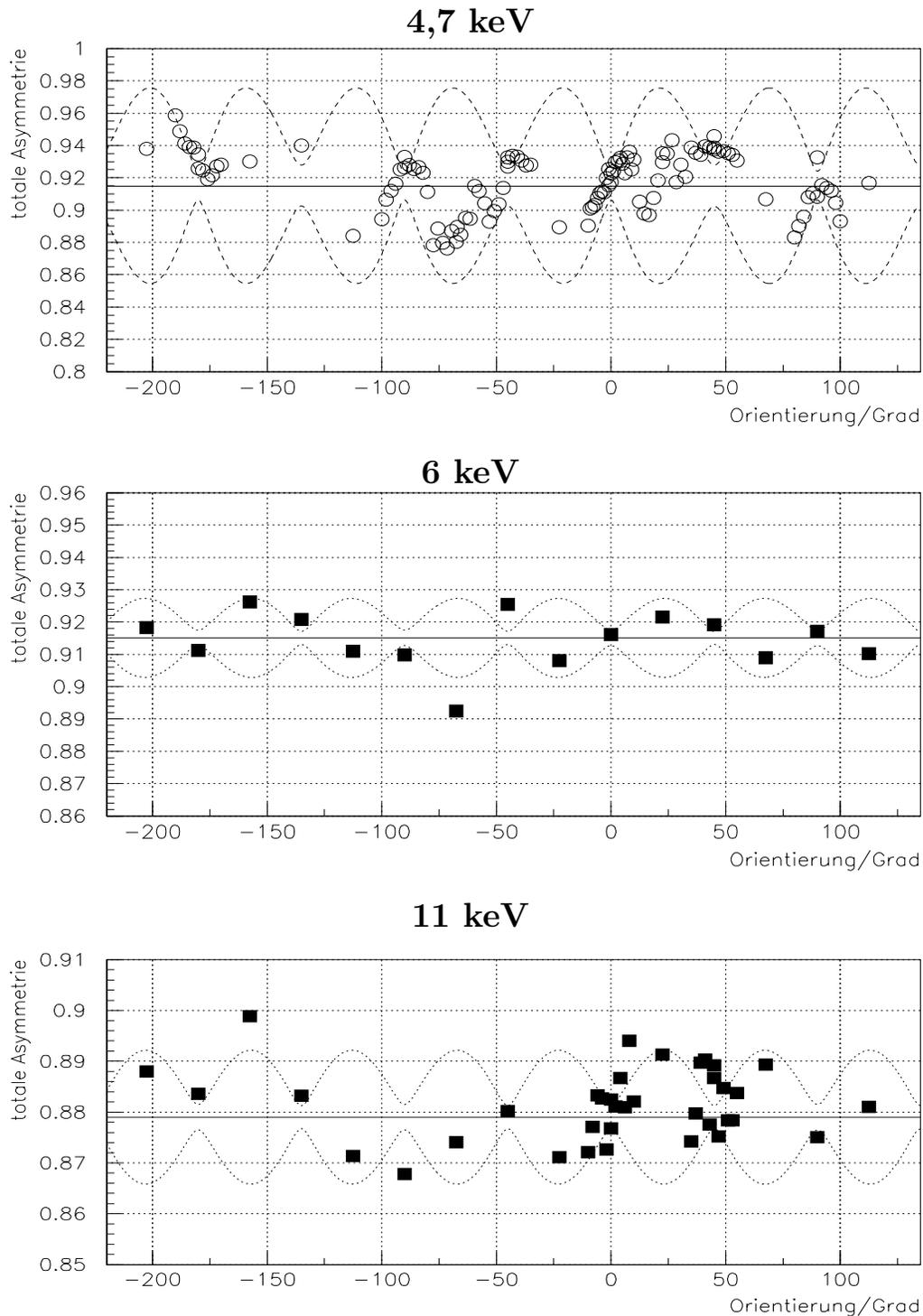


Abbildung 4.20: Gesamtasymmetrie in Abhängigkeit von der Orientierung der Polarisationssebene. Die gestrichelten Linien begrenzen das Fehlerband, das sich aus den Fehlern der Akzeptanzkorrektur ergibt. Die durchgezogenen Linien stellen die Mittelwerte der Meßwerte für alle Polarisimeterorientierungen bei der jeweiligen Energie dar.

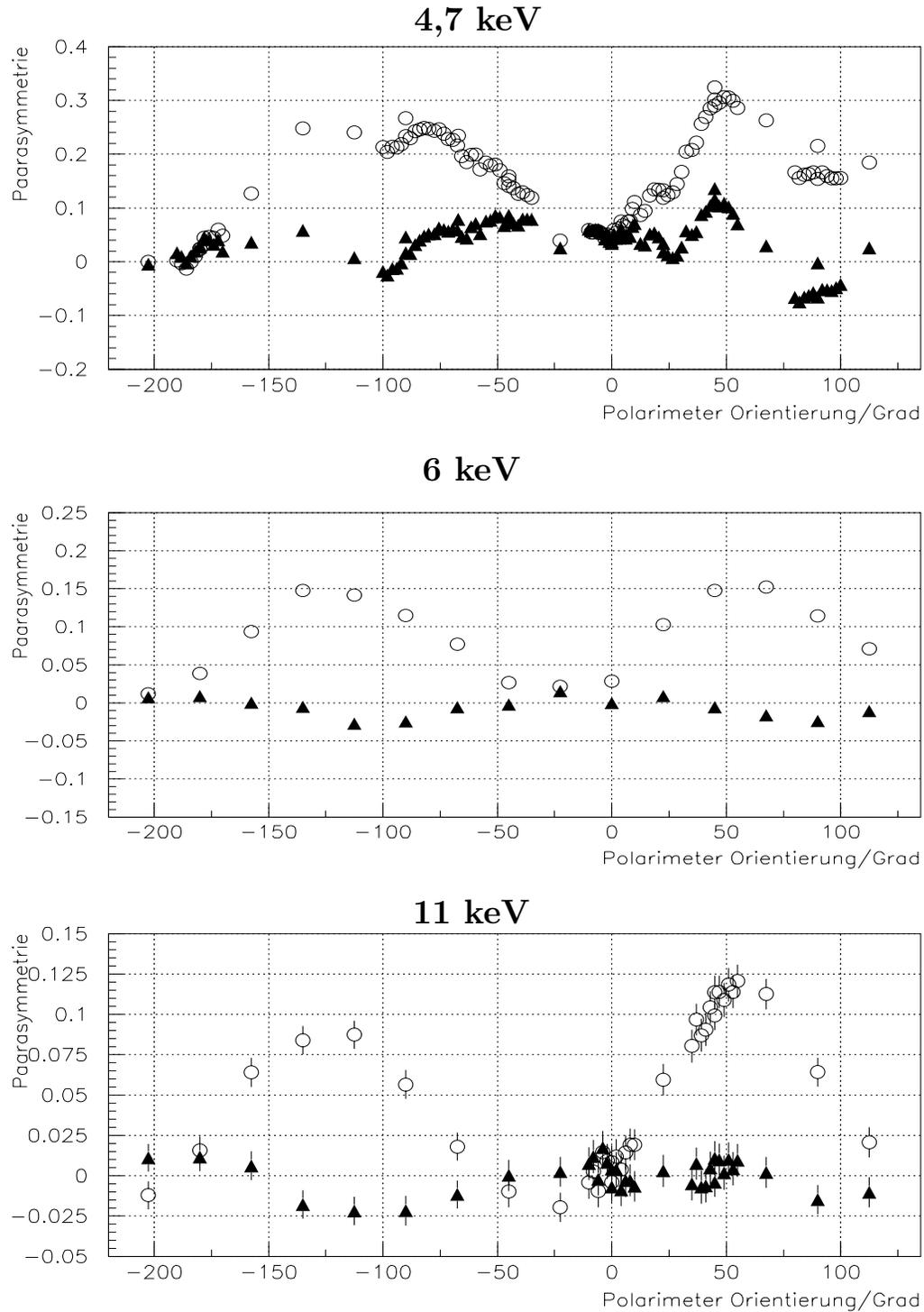


Abbildung 4.21: Paarasymmetrie der Zählratensummen der beiden unter 90° stehenden Detektorpaare. Diese Asymmetrie sollte im Idealfall null sein. Die Kreise geben den Verlauf für die unkorrigierten Daten und die Dreiecke den für die korrigierten Daten wieder.

Tabelle 4.4: Gemessene Asymmetrie und daraus bestimmte Analysierstärke sowie Fehler der Winkelbestimmung.

|                                       | 4,7 keV           | 6 keV             | 11 keV            |
|---------------------------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| Asymmetrie, $A$ , gemessen            | $0,915 \pm 0,018$ | $0,915 \pm 0,008$ | $0,879 \pm 0,007$ |
| Polarisation, $P$ , gerechnet         | $0,992 \pm 0,020$ | $0,981 \pm 0,020$ | $0,955 \pm 0,020$ |
| Analysierstärke, $a$                  | $0,922 \pm 0,027$ | $0,933 \pm 0,022$ | $0,920 \pm 0,021$ |
| Meßfehler des<br>Polarisationswinkels | $\pm 1,48^\circ$  | $\pm 0,31^\circ$  | $\pm 0,27^\circ$  |

se Energien eine notwendige Bedingung erfüllt, um die beobachteten Abweichungen dem Polarimeter allein zuzuschreiben. Die Polarisation ist symmetrisch bezüglich einer Drehung um  $180^\circ$ . Ist diese Symmetrie in der Messung gestört, so muß eine andere Einflußgröße außer der Polarisation vorhanden sein. Dies ist für die Messungen bei 4,7 keV der Fall, bei denen die Paarasymmetrie Abb. 4.21 auch nach der Korrektur noch deutlich von 0 verschieden ist.

Die hier dargestellten Symmetrieüberlegungen gelten auch für die Abweichungen von Winkel und Polarisationsgrad. Die nach der Korrektur verbleibende Abweichung von Winkel und Polarisationsgrad läßt sich vollständig durch die Unsicherheit bei der Bestimmung der Korrekturfaktoren beschreiben. Obwohl die Abweichungen mit zunehmender Energie kleiner werden, bleibt deren Verhalten in Abhängigkeit von der Orientierung ähnlich.

Mit den oben gezeigten Meßergebnissen und dem Wissen um die Polarisation der Synchrotronstrahlung lassen sich die Analysierstärke und die Genauigkeit der Messung des Polarisationswinkels angeben (Tab. 4.4). Für die Asymmetrie, aus der anschließend die Analysierstärke ermittelt wurde, wurde der Mittelwert aus den Meßpunkten unter unterschiedlichen Winkeln gebildet.

Der Polarisationsgrad der Synchrotronstrahlung, der rechnerisch in [8] bestimmt wurde, ist dabei mit einem Fehler behaftet, der aus den Annahmen über die Beschaffenheit des Meßplatzes resultiert. Dieser fließt in den Fehler der bestimmten Analysierstärke mit ein.

Wie bereits erwähnt, wurde das Polarimeter zu Beginn jeder Messung bei einer bestimmten Energie durch den Strahl gefahren, um den Ort maximaler Polarisation zu finden. Die Ergebnisse der Messungen bei 6 keV und 11 keV sind in Abb. 4.22 dargestellt. Die Orientierung des Polarimeters blieb während der Messung mit einer Energie von 6 keV stets auf  $\varphi = 0^\circ$ . Bei 11 keV wurden Meßreihen mit  $\varphi = 0^\circ$  und  $\varphi = 180^\circ$  genommen.

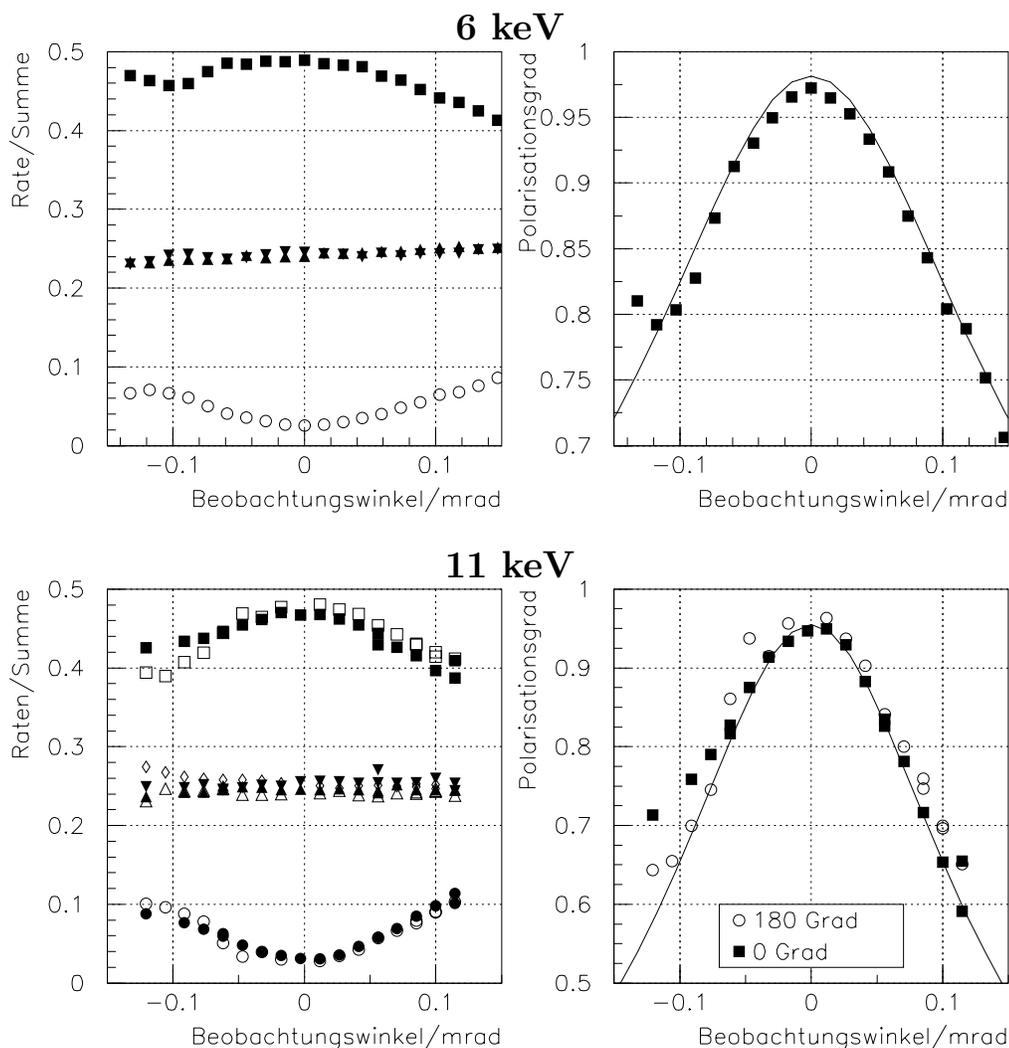


Abbildung 4.22: Relative Streuraten (rechts) und Polarisation (links) bei 6 und 11 keV in Abhängigkeit vom Winkel zwischen Beobachtungsrichtung und Synchrotronebene. Die durchgezogene Linie zeigt die Rechnung des Polarisationsgrades, während die Quadrate bzw. Kreise die Messung wiedergeben. In der linken Abbildung repräsentieren die Quadrate den Detektor 3 in der erlaubten Richtung, die Kreise den Detektor 1 in der verbotenen und die Dreiecke mit Spitze nach oben bzw. nach unten die Detektoren 2 bzw. 4, die unter 45° zur Polarisationsrichtung stehen. Die offenen und die geschlossenen Symbole der 11 keV-Daten geben die Orientierung des Polarimeters wieder.

Durch Vergleich der gemessenen Daten mit der Rechnung des Polarisationsprofils kann man die Genauigkeit des bestimmten Polarisationsgrades untersuchen und die im Polarisationsmaximum ermittelte Analysierstärke auch im Bereich niedriger Polarisationsgrade überprüfen. Außerdem kann man an den Daten erkennen, ob der Meßplatz Eigenschaften hat, welche die Kalibration beeinflussen. In Abb. 4.22 sind auf der linken Seite die auf die Summe normierten, korrigierten Raten der vier Streudetektoren dargestellt. Rechts ist die ermittelte Polarisation in Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel gegenüber der Synchrotronebene gezeigt. Das Verhalten der Detektoren entspricht im Bereich etwa zwischen  $-0.1$  mrad und  $0.1$  mrad im Rahmen der Fehler den Erwartungen: Die Detektoren in erlaubter und in verbotener Richtung zeigen, wie zu erwarten, sowohl bei  $6$  keV als auch bei  $11$  keV ein Maximum bzw. Minimum in der Synchrotronstrahlungsebene.

Die unter  $45^\circ$  zur Polarisationsrichtung stehenden Detektoren sollten jeweils  $25\%$  der gesamten Streuraten nachweisen. Es zeigt sich jedoch bei  $6$  keV, daß ihr Anteil mit kleiner werdendem Beobachtungswinkel kontinuierlich etwas abnimmt. Außerdem zeigt sich bei negativen Beobachtungswinkeln eine leichte Asymmetrie zwischen den beiden Detektoren. Bei  $11$  keV zeigt sich ein ähnliches Verhalten. Für den gleichen Beobachtungswinkel ergeben sich unterschiedliche Werte, je nachdem, wie das Polarimeter orientiert war. Ursache für dieses Verhalten müssen Strahleigenschaften sein, die vom Meßplatz verursacht werden und auf die das Polarimeter empfindlich reagiert, wie es sich auch bereits weiter oben gezeigt hatte (Abb. 4.21). Diese Eigenschaften begrenzen die Genauigkeit, mit der das Polarimeter kalibriert werden kann, und sind in den Fehlern der Kalibrierfaktoren enthalten.

Die beobachteten Abweichungen außerhalb des Winkelintervalls zwischen  $-0,1$  und  $0,1$  mrad lassen sich auf Randeffekte (Akzeptanzbegrenzung, Abschattung, Streuung) in der Strahloptik des Monochromators zurückführen. Besonders deutlich zeigen sich diese Effekte für die mit  $11$  keV bei  $\varphi = 0^\circ$  und  $\varphi = 180^\circ$  gewonnenen Daten.

Das gemessene Polarisationsprofil (rechts in Abb. 4.22) wurde mit dem berechneten verglichen. Eine absolute Messung der Polarisation ist nicht möglich, da die Strahlung selbst zur Kalibrierung verwendet wurde.

Der Fehler, mit dem die Messung behaftet ist, ergibt sich daher lediglich aus dem Fehler der Asymmetrie bei der Kalibrierungsmessung, der in Tab. 4.4 aufgeführt ist. Im Rahmen dieses kleinen Fehlers stimmen die Profile mit der Rechnung überein.

Die Übereinstimmung des Polarisationsprofils zeigt, daß die experimentellen Bedingungen durch die Rechnung richtig beschrieben werden und daß die bei hohem Polarisationsgrad ermittelte Analysierstärke des Polarimeters universell, d.h. auch bei niedrigem Polarisationsgrad gültig ist. Für  $4,7$  keV

wurde keine ausführliche Meßreihe mit veränderlichem Beobachtungswinkel aufgenommen, weil bei dieser Energie nur noch ein kleiner Winkelbereich durch den Monochromator übertragen werden kann.

Die systematischen Effekte, die bei der Kalibrierungsmessung beobachtet wurden, haben ihre Ursache im wesentlichen in Meßplatzeigenschaften, auf die das Polarimeter wiederum empfindlich reagiert. Mögliche Ursachen können unregelmäßige Absorptionseigenschaften der Strahloptik im Monochromator sein, die wegen der Ortsabhängigkeit der Streuwahrscheinlichkeit (vgl. Abschnitt 4.1.3 und Abb. 4.9) zu einer Veränderung der Raten führen. In der Synchrotronstrahlungsebene zeigten sich bereits die beschriebenen Abweichungen.

Die Störungen der Kalibrierung sind jedoch bereits durch den angegebenen statistischen Fehler aus der Streuung der Meßpunkte erfaßt.

#### 4.4.4 Vergleich mit der Monte-Carlo-Rechnung und der erwarteten Polarisation

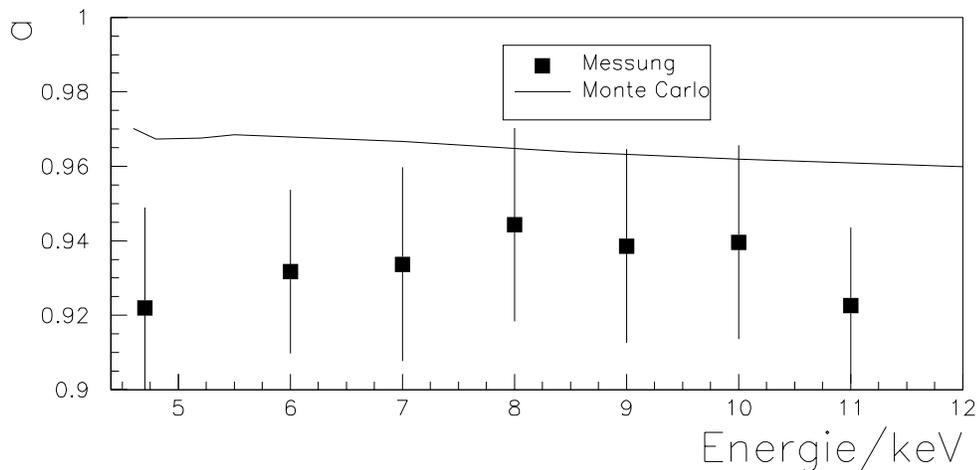


Abbildung 4.23: Analysierstärke  $a$  aus Monte-Carlo-Rechnung und Messung mit Synchrotronstrahlung unterschiedlicher Energie.

Neben den ausführlichen Messungen bei Photonenenergien von 4,7 keV, 6 keV und 11 keV wurden bei weiteren Energien Messungen an Synchrotronstrahlung durchgeführt. Dabei wurde die Orientierung des Polarimeters nicht verändert. Deshalb konnten für diese Energien keine speziellen Korrekturfaktoren ermittelt werden. Zur Berechnung der Gesamtasymmetrie für

diese Energien wurden die bei 6 keV gewonnenen Korrekturfaktoren verwendet. Als Abschätzung für den Fehler wurde der größte Fehler verwendet, der sich aus den Meßdaten ergab. In Abb. 4.23 findet sich eine Darstellung der Meßwerte im Vergleich zu den Monte-Carlo-Daten. Es zeigt sich eine Diskrepanz zwischen Monte-Carlo-Rechnung und Messung, die etwas größer ist als der angegebene Fehler der Messung. Die Ursachen für die Abweichung liegen darin, daß für die Monte-Carlo-Simulation nur idealisierte Bedingungen betrachtet werden konnten. Zum einen werden Bauungenauigkeiten nicht berücksichtigt. Z.B. sind die Austrittskollimatoren im realen Polarimeter mit einer hohen Toleranz gefertigt. Zum anderen beeinflussen bei hoher Polarisation Schwankungen der Akzeptanz eines Detektors relativ zu den anderen die gemessene mittlere Asymmetrie.

Die Schwankungen werden durch Strahleigenschaften und andere äußere Einflüsse verursacht und lassen sich nicht durch einen einheitlichen Korrekturfaktor berücksichtigen. Sie werden durch den Fehler der Korrekturfaktoren  $\Delta c$  beschrieben. Der Einfluß solcher Effekte auf die Asymmetrie wurde bereits in 3.3 diskutiert und anhand von Abb. 3.2 verdeutlicht. Bei einer Asymmetrie von 0,95 kann eine relative Schwankung von  $\pm 10\%$ , wie sie sich etwa durch den bei 4,7 keV bestimmten Fehler der Akzeptanzkorrekturen zeigt, zu einer Verringerung der Asymmetrie um 1% führen.

## 4.5 Zusammenfassung der Eigenschaften des Polarimeters

Dieses Kapitel beschreibt die Entwicklung, den Bau, den Test und die Kalibrierung eines Compton-Polarimeters für Röntgenstrahlung niedriger Energie. Die Analysierstärke des Polarimeters liegt nach Tabelle 4.4 bei 92% und wurde mit einer Genauigkeit von  $\pm(2-3\%)$  bestimmt. Der Polarisationswinkel kann bei 4,7 keV mit einem Fehler von  $\pm 1,5^\circ$  bestimmt werden, während sich der Fehler bei 6 keV auf  $\pm 0,3^\circ$  verringert.

Unter den Gegebenheiten eines PXR-Experiments ist die erreichbare Genauigkeit nicht durch die apparativen Ungenauigkeiten, sondern durch die erreichbare Statistik begrenzt. Bei gegebenem Photonenfluß ist die erzielbare Genauigkeit von Streuwahrscheinlichkeit und Analysierstärke des Polarimeters sowie von einem möglichen Untergrundbeitrag abhängig. Die Streuwahrscheinlichkeit beträgt bei 10 keV etwa  $7 \cdot 10^{-5}$ , während sich bei 4,7 keV  $5 \cdot 10^{-6}$  ergibt (Abb. 4.13).

Die erforderliche Photonenzahl für eine Messung mit gegebener Genauigkeit läßt sich mit Hilfe von Formel (3.15) bestimmen. Will man den Polarisations-

tionsgrad bei vollständiger Polarisation und ohne Störung durch Untergrund mit einer Genauigkeit von  $\pm 0,1$  bestimmen, so sind bei 4,7 keV  $3,6 \cdot 10^6$  Photonen, bei 10 keV nur  $2,6 \cdot 10^5$  Photonen erforderlich. Sind 30% Untergrund vorhanden, so werden bei 4,7 keV  $5,5 \cdot 10^7$  und bei 10 keV  $4 \cdot 10^6$  Photonen erforderlich. Für die Messung niedrigerer Polarisationsgrade mit gleicher Genauigkeit sind höhere Photonenflüsse erforderlich. Die Untergrundempfindlichkeit nimmt hier jedoch ab. Da das beschriebene Polarimeter vornehmlich zur Messung hoher Polarisationsgrade unter ungünstigen Untergrundbedingungen eingesetzt werden soll, ist der Einsatz der Silizium-Drift-Detektoren wegen ihrer hohen Energieauflösung und deswegen guter Trennung von Signal und Untergrund besonders zweckmäßig.

## Kapitel 5

# Messung unter einem Emissionswinkel von $20^\circ$

Unter einem Emissionswinkel von  $20^\circ$  wurden Messungen durchgeführt. Mit Hilfe eines Teils der gewonnenen Daten konnte bereits in [8] und [7] endgültig festgestellt werden, daß PXR ein hyperbolisches Polarisationsverhalten zeigt, wie in [9] und [6] vorhergesagt. Neben weiteren Messungen am Reflex der 111-Ebene wurde auch eine Polarisationsmessung am PXR-Reflex der 220-Ebene durchgeführt.

Für diese Arbeit wurden die bisher nicht analysierten Daten im Zentrum des PXR-Reflexes ausgewertet und zusammen mit den in [8] präsentierten dargestellt. Bedingt durch Untergrundbeiträge und die geringere PXR-Intensität lassen sich die gemessenen Polarisationen im Zentrum nicht allein durch die PXR-Theorie erklären. Um die PXR-Theorie auch im Zentrum zu überprüfen, ist daher zusätzlich eine Analyse der Untergrundbeiträge erforderlich. In Abb. 5.1 sind alle an dem Reflex der 111-Ebene gemessenen Polarisationen in Abhängigkeit von der Position relativ zum Zentrum des Reflexes eingetragen. Die Punkte A bis H wurden bereits in [8] ausführlich beschrieben. Diesen Punkten ist gemeinsam, daß sie in Bereichen hoher Intensität des Reflexes genommen wurden. Der farbige Hintergrund in der Abbildung gibt den Intensitätsverlauf wieder, der sich aus Formel (2.10) ergibt. Die übrigen Punkte, welche in dieser Arbeit ausgewertet wurden, wurden vornehmlich in Bereichen mit niedriger Intensität gemessen. In diesen Bereichen sind Beiträge anderer Strahlungsarten leichter auszumachen; letztere haben einen größeren Einfluß auf die Polarisation. Andererseits fällt in diesen Bereichen auch der Einfluß von Verschmierungseffekten, bedingt durch Vielfachstreuung im Kristall, Querschnitt und Divergenz des Elektronenstrahls sowie Größe des vom Polarimeter akzeptierten Bereiches, mehr ins Gewicht.

Die Darstellung der Meßpunkte in Abhängigkeit von der Winkeldifferenz

( $\Theta_X$  und  $\Theta_Y$ ) relativ zum Zentrum des Reflexes mit dem in Abb. 2.3 eingeführten Koordinatensystem ermöglicht eine gemeinsame Darstellung aller Daten auch dann, wenn sich der Beobachtungswinkel zwischen den unterschiedlichen Messungen geringfügig ändert. Sowohl Polarisation als auch Intensität sind in guter Näherung eine Funktion ausschließlich dieser Koordinaten. Zum Vergleich ist die nach Formel (2.14) berechnete Polarisationsrichtung in Form von Feldlinien in der Abbildung 5.1 dargestellt. Im Gegensatz zur berechneten Polarisation weist die gemessene einen Polarisationsgrad kleiner eins auf. Dieser Effekt ist zum einen durch die Mittelung der Polarisation über die Polarimeterakzeptanz und zum anderen durch Vielfachstreuung der Elektronen im Kristall sowie das Strahlprofil bedingt.

Gemessene Polarisationsrichtung und Polarisationsgrad sind durch Kreuze wiedergegeben. Der lange Balken zeigt dabei die Polarisationsrichtung an. Das Verhältnis zwischen kurzem und langem Balken gibt den Polarisationsgrad wieder (vgl. Bildunterschrift).

## 5.1 Experimentelles Vorgehen und Meßergebnisse für die 111-Ebene von Silizium

Eine Darstellung des experimentellen Aufbaus und eine detaillierte Beschreibung des Vorgehens bei den Messungen findet sich in [8] und [7]. Das verwendete Compton-Polarimeter war fest installiert. Der Kristall konnte mit Hilfe einer Drehvorrichtung beliebig im Raum orientiert werden, wodurch der PXR-Strahlungskegel über die Polarimeterakzeptanz geschwenkt werden konnte. Um die lokale Polarisation innerhalb des PXR-Reflexes messen zu können, muß zunächst die Position relativ zum Zentrum des Reflexes bestimmt werden. Dies geschieht durch Ausmessung des Intensitätsprofils in Abhängigkeit von den Winkeln  $\phi$  und  $\alpha$ . Abb. 5.2 zeigt die gemessenen Intensitätsprofile und Linienenergien. Aus dem Energieverlauf konnte der Nullpunkt des  $\phi$ -Winkels durch Anpassen einer Funktion gemäß Formel (2.9) gegenüber dem Stellmotorwinkel des Kristalls bestimmt werden. Aus der Kenntnis des  $\phi$ -Winkels im Zentrum des Reflexes konnte anschließend auch der Beobachtungswinkel bestimmt werden.

Die gemessenen Polarisationsgrade und -richtungen sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt und der Erwartung aus der kinematischen Theorie sowie Resultaten von MC-Simulation gegenübergestellt.

Für Positionen hoher PXR-Intensität (Punkt P bis T) stimmen die gemessenen lokalen Polarisationsvektoren generell mit der Erwartung überein und bestätigen insbesondere das hyperbolische Verhalten der Polarisationsrich-

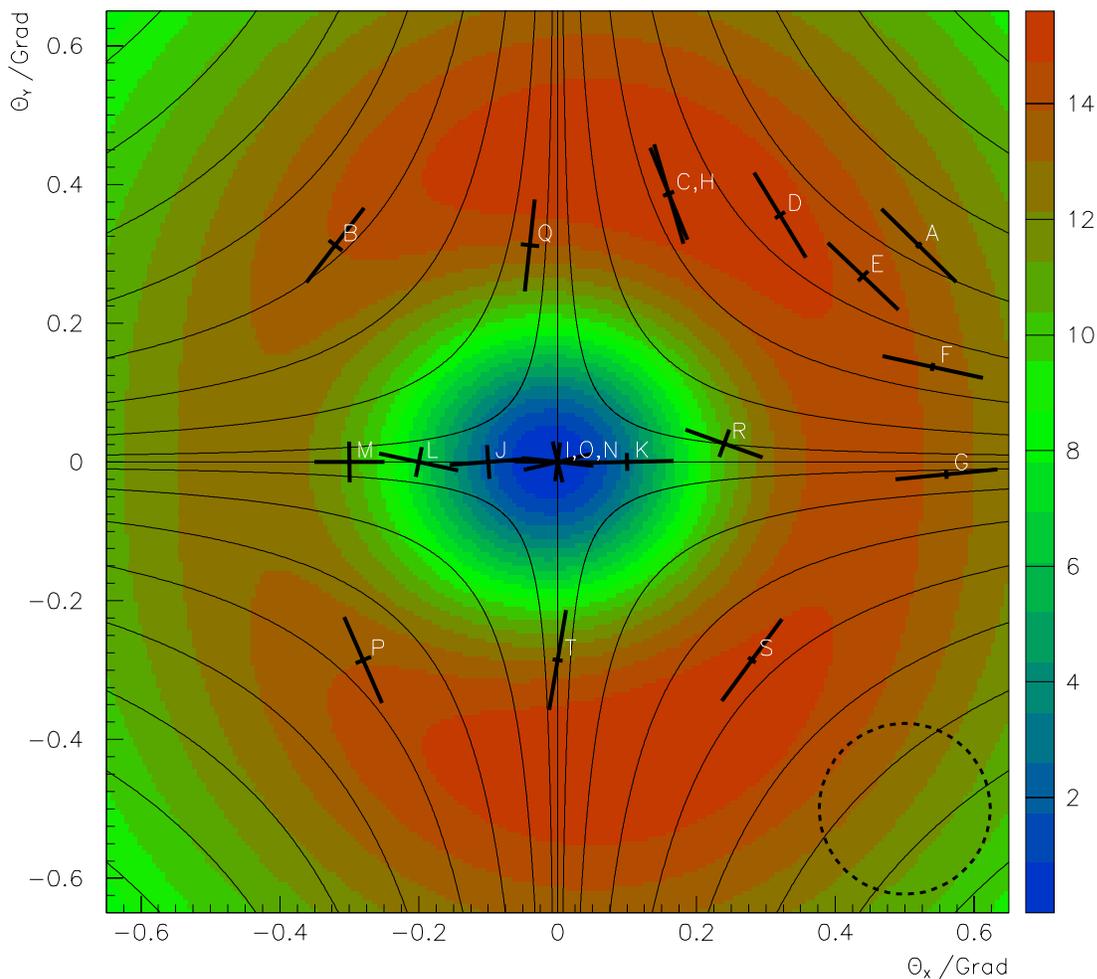


Abbildung 5.1: Polarisationsmessung von PXR unter einem Emissionswinkel von etwa  $21^\circ$ . Dargestellt ist die Polarisation und Intensität der PXR in Abhängigkeit vom Abstand zum Zentrum des PXR-Reflexes. Der farbige Hintergrund gibt den Photonfluß in relativen Einheiten wieder. Die berechnete Polarisation ist durch die eingezeichneten Feldlinien wiedergegeben. Die aus Messungen gewonnenen Werte sind durch die schwarzen Kreuze dargestellt. Die Richtung des langen Balkens gibt dabei die Polarisationsrichtung wieder. Das Verhältnis zwischen kurzem und langem Balken gibt den Polarisationsgrad wieder: Die Länge der Balken ist proportional zu der Wahrscheinlichkeit, Photonen im Polarisationszustand parallel zum Balken anzutreffen. Die Kreuze in der Mitte wurden aus Gründen der Übersichtlichkeit kleiner gewählt. Der Kreis rechts unten verdeutlicht die Größe der Apertur des Polarimeters.

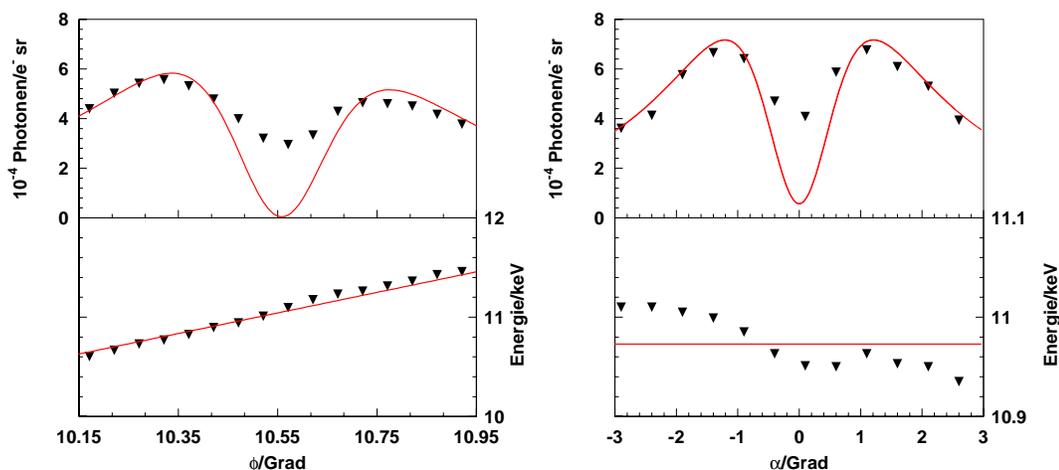


Abbildung 5.2: Intensität und Energie von PXR als Funktion von  $\phi$  (rechts) und  $\alpha$  (links) für die 111-Ebene. Die gemessenen Werte sind durch Dreiecke gekennzeichnet. Die durchgezogenen Graphen geben die angepassten theoretischen Werte wieder. Durch die Anpassungen wurden das Zentrum des Reflexes bestimmt und der Beobachtungswinkel  $\Theta$  festgestellt.

tung. Dagegen werden an Meßpunkten niedriger PXR-Intensität, d.h. nahe des Zentrums des Reflexes (Punkte I bis O, sämtlich innerhalb der Streuebene gelegen), einige deutliche Abweichungen von der Erwartung für PXR beobachtet. An diesen Punkten niedriger PXR-Intensität sind signifikante Beiträge weiterer polarisierter Strahlungsquellen denkbar. Im folgenden sollen diese möglichen Überlagerungen diskutiert werden. Dazu wird zunächst eine Diskussion der experimentellen Fehler durchgeführt.

## 5.2 Der Fehler der Messung

Die Fehler der Messungen des Polarisationswinkels und des Polarisationsgrades werden durch folgende drei Einflüsse bestimmt:

1. einen statistischen Fehler, der sich aus der begrenzten Zahl nachgewiesener Photonen von Signal und Untergrund ergibt,
2. einen systematischen Fehler, bedingt durch die begrenzte Genauigkeit der Kalibrierung des Polarimeters,
3. einen Fehler, der durch die Unsicherheit bei der Bestimmung des Ortes im PXR-Reflex gegeben ist.

Tabelle 5.1: Vergleich theoretischer und gemessener Werte des Polarisationswinkels  $\psi$  und des Polarisationsgrades P unter einem Beobachtungswinkel von  $21^\circ$  an der 111-Ebene von Silizium.

|   | Orientierung  |               | Theorie       |      | Monte Carlo   |      | Messung                           |                    |
|---|---------------|---------------|---------------|------|---------------|------|-----------------------------------|--------------------|
|   | $\Theta_X$    | $\Theta_Y$    | $\psi$        | P    | $\psi$        | P    | $\psi$                            | P                  |
| I | $0,0^\circ$   | $0,0^\circ$   | $0,0^\circ$   | 0,05 | $-89,7^\circ$ | 0,07 | $-0,3^\circ$<br>$\pm 18,3^\circ$  | 0,54<br>$\pm 0,08$ |
| J | $-0,1^\circ$  | $0,0^\circ$   | $0,0^\circ$   | 0,43 | $0,1^\circ$   | 0,15 | $4,2^\circ$<br>$\pm 15,4^\circ$   | 0,40<br>$\pm 0,08$ |
| K | $0,1^\circ$   | $0,0^\circ$   | $0,0^\circ$   | 0,53 | $-0,1^\circ$  | 0,22 | $-0,7^\circ$<br>$\pm 14,9^\circ$  | 0,68<br>$\pm 0,08$ |
| L | $-0,2^\circ$  | $0,0^\circ$   | $0,0^\circ$   | 0,78 | $-0,06^\circ$ | 0,51 | $-11,6^\circ$<br>$\pm 12,4^\circ$ | 0,44<br>$\pm 0,10$ |
| M | $-0,3^\circ$  | $0,0^\circ$   | $0,0^\circ$   | 0,90 | $0,0^\circ$   | 0,72 | $0,3^\circ$<br>$\pm 11,7^\circ$   | 0,26<br>$\pm 0,10$ |
| N | $0,0^\circ$   | $0,0^\circ$   | $0,0^\circ$   | 0,05 | $-89,7^\circ$ | 0,07 | $15,4^\circ$<br>$\pm 18,5^\circ$  | 0,25<br>$\pm 0,09$ |
| O | $0,0^\circ$   | $0,0^\circ$   | $0,0^\circ$   | 0,05 | $-89,7^\circ$ | 0,07 | $-6,3^\circ$<br>$\pm 18,5^\circ$  | 0,31<br>$\pm 0,09$ |
| P | $-0,28^\circ$ | $-0,29^\circ$ | $-48,4^\circ$ | 0,95 | $-48,7^\circ$ | 0,85 | $-66,5^\circ$<br>$\pm 7,8^\circ$  | 0,69<br>$\pm 0,08$ |
| Q | $-0,04^\circ$ | $0,31^\circ$  | $84,4^\circ$  | 0,93 | $84,4^\circ$  | 0,81 | $83,9^\circ$<br>$\pm 9,1^\circ$   | 0,66<br>$\pm 0,08$ |
| R | $0,24^\circ$  | $0,027^\circ$ | $-6,6^\circ$  | 0,87 | $-6,6^\circ$  | 0,67 | $-19,3^\circ$<br>$\pm 11,1^\circ$ | 0,48<br>$\pm 0,08$ |
| S | $0,28^\circ$  | $-0,29^\circ$ | $46,9^\circ$  | 0,95 | $46,9^\circ$  | 0,87 | $54,1^\circ$<br>$\pm 8,0^\circ$   | 0,86<br>$\pm 0,08$ |
| T | $0,0^\circ$   | $-0,29^\circ$ | $88,7^\circ$  | 0,92 | $88,1^\circ$  | 0,78 | $80,5^\circ$<br>$\pm 9,5^\circ$   | 0,83<br>$\pm 0,08$ |

Tabelle 5.2: Beiträge zum Meßfehler der Polarisation.

|   | Orientierung |            | Beiträge zum Fehler |              |             |              |              |
|---|--------------|------------|---------------------|--------------|-------------|--------------|--------------|
|   |              |            | Ort                 |              | statistisch |              | systematisch |
|   | $\Theta_X$   | $\Theta_Y$ | $\Delta\psi$        | $\Delta\psi$ | $\Delta P$  | $\Delta\psi$ | $\Delta P$   |
| I | 0,0°         | 0,0°       | 18,2°               | 1,7°         | 0,03        | 1,6°         | 0,074        |
| J | -0,1°        | 0,0°       | 14,7°               | 4,2°         | 0,04        | 1,6°         | 0,074        |
| K | 0,1°         | 0,0°       | 14,7°               | 1,4°         | 0,04        | 1,6°         | 0,074        |
| L | -0,2°        | 0,0°       | 12,0°               | 2,5°         | 0,06        | 1,6°         | 0,074        |
| M | -0,3°        | 0,0°       | 10,1°               | 5,7°         | 0,07        | 1,6°         | 0,074        |
| N | 0,0°         | 0,0°       | 18,2°               | 3,1°         | 0,05        | 1,6°         | 0,074        |
| O | 0,0°         | 0,0°       | 18,2°               | 2,8°         | 0,05        | 1,6°         | 0,074        |
| P | -0,28°       | -0,29°     | 7,5°                | 1,5°         | 0,03        | 1,6°         | 0,074        |
| Q | -0,04°       | 0,31°      | 8,7°                | 1,9°         | 0,03        | 1,6°         | 0,074        |
| R | 0,24°        | 0,027°     | 10,8°               | 1,9°         | 0,03        | 1,6°         | 0,074        |
| S | 0,28°        | -0,29°     | 7,5°                | 2,2°         | 0,04        | 1,6°         | 0,074        |
| T | 0,0°         | -0,29°     | 9,3°                | 1,3°         | 0,03        | 1,6°         | 0,074        |

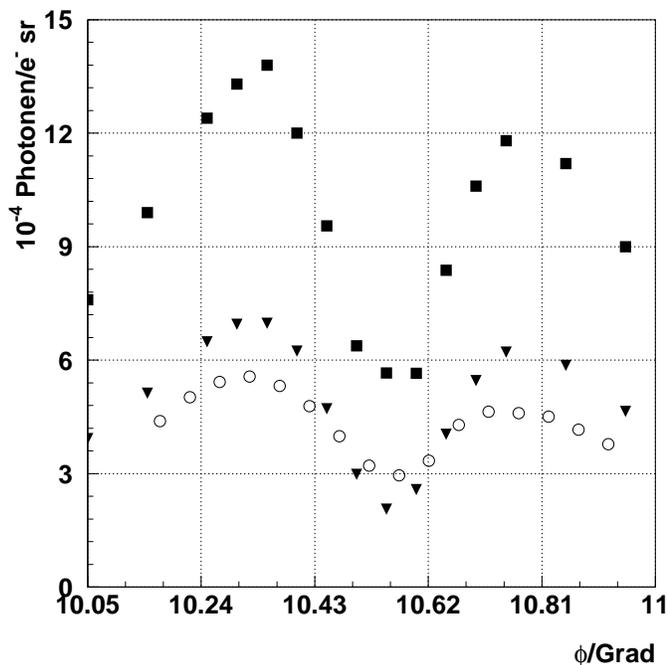


Abbildung 5.3: Vergleich der gemessenen Winkelverteilung (offene Kreise) mit Werten aus der Monte-Carlo-Simulation nach [9] (geschlossene Symbole). Bei der Monte-Carlo-Simulation wurden Kristalldicken von 20  $\mu m$  (Quadrate) und 10  $\mu m$  (Dreiecke) angenommen.

### 5.2.1 Fehler des Polarisationswinkels

Der statistische Fehler, der durch die begrenzte Zahl der nachgewiesenen Photonen bestimmt ist, wurde bereits allgemein hergeleitet und findet seinen Ausdruck in Formel (3.15). Die Kalibrierung des für diese Messung verwendeten Polarimeters ist ausführlich bei [8] beschrieben. Bei der Kalibrierungsmessung mit Synchrotronstrahlung wurden Korrekturfaktoren ermittelt, die eine Bestimmung des Polarisationswinkels mit einem Fehler  $< 0,3^\circ$  zuließen. Es blieb jedoch ungeklärt, inwieweit die Korrekturfaktoren auf Eigenschaften des Polarimeters und inwieweit sie auf Eigenschaften des Meßplatzes zurückzuführen waren. Daher muß der Fehler der Messung des Polarisationswinkels mit der Größe des Fehlers aus der unkorrigierten Messung abgeschätzt werden. Dieser Fehler läßt sich aus Abb. 3.13 von [8] mit  $\pm 1,6^\circ$  abschätzen.

Aus der Unsicherheit der Bestimmung des Meßortes ergibt sich ein Fehler, da die Polarisationsrichtung vom Meßort abhängig ist. Die Polarisation wird durch Formel (2.13) in Abhängigkeit von  $\Theta_X$  und  $\Theta_Y$  wiedergegeben. Mit den Fehlern  $\Delta\Theta_X$  und  $\Delta\Theta_Y$  ergibt sich folgende Beziehung:

$$\Delta\psi = \frac{|\cos\Theta| \sqrt{\Delta\Theta_X^2 \Theta_Y^2 + \Delta\Theta_Y^2 \Theta_X^2}}{\Theta_X^2 \cos^2\Theta + \Theta_Y^2} \quad (5.1)$$

Bei entsprechender Annäherung an das Zentrum des Reflexes wird der Fehler bei gleichbleibendem  $\Delta\Theta_X$  und  $\Delta\Theta_Y$  beliebig groß, weil sich die Polarisationsrichtung in der Nähe des Zentrums mit dem Winkel stärker verändert als weiter außerhalb.

Im Zentrum des Reflexes ( $\Theta_X = \Theta_Y = 0$ ) ist der Polarisationswinkel nach Formel (2.14) unbestimmt. Formel (5.1) ist deswegen für Positionen, bei denen die Braggrichtung  $\Theta_X = \Theta_Y = 0$  unter Berücksichtigung der Positionierungsfehler  $\Delta\Theta_X$  und  $\Delta\Theta_Y$  innerhalb der Polarimeterapertur liegt, nicht ohne weiteres anwendbar. Aus der Taylorentwicklung 1. Ordnung, die (5.1) zugrunde liegt, ergibt sich ein weiteres Problem, das bei Meßpunkten auftritt, die nominell auf einer Hauptachse des Koordinatensystems liegen. Nach Formel (5.1) geht der Fehler der entsprechenden Koordinate überhaupt nicht ein, da sich die Polarisation direkt auf der Achse nicht ändert. Tatsächlich liegt der Punkt jedoch im Rahmen des Fehlers der anderen Koordinate daneben, so daß sich auch hier ein Fehlerbeitrag ergibt.

Die Formel (5.1) läßt sich für die Abschätzung des Fehlers  $\Delta\psi$  des Polarisationswinkels für Messungen in der Nähe des Zentrums und von der Achse zwischen benachbarten Quadranten anpassen, indem man einen Mindestabstand  $d$  vom Zentrum und  $\frac{d}{\sqrt{2}}$  von jeder der beiden Achsen einführt.

Für den Fehler ergibt sich nun folgende Formel:

$$\Delta\psi = \frac{|\cos \Theta| \sqrt{\Delta\Theta_X^2 (\Theta_Y^2 + \frac{d^2}{2}) + \Delta\Theta_Y^2 (\Theta_X^2 + \frac{d^2}{2})}}{(\Theta_X^2 + \frac{d^2}{2}) \cos^2 \Theta + \Theta_Y^2 + \frac{d^2}{2}} \quad (5.2)$$

Der Mindestabstand  $d$  ist bestimmt durch den Radius der Apertur ( $0,12^\circ$ ), die Gewichtung mit der Intensitätsverteilung und die Größe der Fehler  $\Delta\Theta_X$  und  $\Delta\Theta_Y$ .  $d$  wurde mit  $0,28^\circ$  abgeschätzt.

Die Fehler  $\Delta\Theta_X$  und  $\Delta\Theta_Y$  lassen sich aus zwei Quellen gewinnen: Zum einen wurde die Winkelverteilung der PXR-Intensität vor und nach den Polarisationsmessungen ausgemessen und daraus eine mögliche Änderung der Lage des Zentrums bestimmt. Zum anderen liefert die im Vorwärtsdetektor des Polarimeters gemessene Energie der einfallenden PXR nach Formel (2.9) eine Information über den Beobachtungswinkel. Der Fehler  $\Delta\Theta_X$  kann durch Bestimmung der Energie ungestreuter Photonen im Vorwärtsdetektor während der Polarisationsmessung gewonnen werden.

Man erhält für  $\Theta_X$  eine Unsicherheit von  $\Delta\Theta_X = 0,09^\circ$ . Für  $\Theta_Y$  ist eine Abschätzung mittels Energiebestimmung nicht möglich, da die Energie von  $\Theta_Y$  nicht abhängig ist. Die Unsicherheit von  $\Theta_X$  und  $\Theta_Y$  ist jedoch ähnlich. Dies ist zum einen aus Ortsbestimmungen durch Messungen der Intensitätsverteilung bekannt, deren Schwankungen auch eine Übereinstimmung mit den Unsicherheiten aus der Energiemessung zeigen. Zum anderen ist die Unsicherheit von  $\Theta_X$  und  $\Theta_Y$  in Strahllageänderungen begründet, die bevorzugt in der horizontalen Ebene (X-Koordinate) erwartet werden. Die Abschätzung der Unsicherheit  $\Delta\Theta_X$  aus der beobachteten Energieänderung sollte deswegen auch eine sichere Abschätzung für  $\Delta\Theta_Y$  liefern.

## 5.2.2 Fehler des Polarisationsgrades

Die Fehlerquellen bei der Messung des Polarisationsgrades sind die gleichen wie bei der Richtungsbestimmung. Zusätzlich ist der Fehler der Analyserstärke des Polarimeters von  $\pm 0,03$  nach [8] zu berücksichtigen. Die Bestimmung des statistischen Fehlers wird mit Hilfe von Formel (3.10) und durch quadratische Addition der sich für die beiden Detektorpaare ergebenden Asymmetrien vorgenommen.

Es wird die pauschale Abschätzung des Fehlers aus [8] verwendet. Der systematische Fehler setzt sich aus folgenden Beiträgen zusammen:

1. einem Fehler  $\Delta_{Det} = \pm 0,06$ , verursacht durch apparative Polarimeterasymmetrie,

2. einem Fehler<sup>1</sup>  $\Delta_a = \pm 0,03$ , bedingt durch die Unsicherheit der bestimmten Analysierstärke,
3. einer systematischen Unsicherheit von  $\Delta_U = \pm 0,025$ , bedingt durch die Untergrundsubtraktion,
4. einem durch die Unsicherheit des Meßortes infolge von Strahllageschwankungen bedingten Fehler  $\Delta_{Ort} = 0,02$ .

Für den Fehler des Polarisationsgrades, bedingt durch die Unsicherheit des Meßortes  $\Delta_{Ort}$ , ist eine pauschale Abschätzung auch im Zentrum zulässig, da sich für den Polarisationsgrad im Gegensatz zum Polarisationswinkel keine abrupten Sprünge des Wertes ergeben.

Die pauschal abgeschätzten systematischen Fehler ergeben bei quadratischer Addition einen Betrag von  $\Delta_{Sys} = 0,074$ .

## 5.3 Theoretische Werte

Bedingt durch die Apertur des Polarimeters wird vom Polarimeter Strahlung unterschiedlicher Polarisationsrichtung akzeptiert. Außerdem ändert sich die Intensität im akzeptierten Bereich. Zusätzlich führen Vielfachstreuung im Kristall sowie der Querschnitt und die Divergenz des Elektronenstrahls zu einer Verschmierung der Meßergebnisse. Durch diese Einflüsse wird die gemessene Polarisationsrichtung verändert und ein effektiver Polarisationsgrad kleiner eins gemessen.

Um die gemessenen Ergebnisse mit der Theorie vergleichen zu können, ist es erforderlich, eine Vorhersage für die Auswirkung der instrumentellen Effekte zu bekommen. Dazu wurden zwei Methoden angewendet:

- Es wurde mit einem numerischen Mittelungsverfahren die mittlere Polarisationsrichtung und der effektive Polarisationsgrad innerhalb der Apertur des Polarimeters unter Berücksichtigung der Intensitätsverteilung berechnet. Die Strahleigenschaften und Vielfachstreuung im Kristall, die den gemessenen Polarisationsgrad weiter reduzieren, wurden dabei nicht berücksichtigt, so daß der so berechnete effektive Polarisationsgrad eine obere Grenze für die Meßwerte darstellen sollte.

---

<sup>1</sup>Dieser Fehler wird für die pauschale Abschätzung als absoluter Fehler behandelt, obwohl er eigentlich proportional zur Polarisation ist. Bei der Größe der gemessenen Polarisation ergibt sich jedoch immer noch ein Fehler in der richtigen Größenordnung ( $\Delta a \sim \frac{P}{a}$ ,  $a = 0,72$ ).

- Es wurde eine Monte-Carlo-Simulation durchgeführt, welche neben der Apertur auch Strahlprofil, -divergenz und Vielfachstreuung im Kristall berücksichtigt. Da das Monte-Carlo-Programm [9] im Gegensatz zu den theoretischen Berechnungen auch Verschmierungeffekte berücksichtigt, ergeben sich durch die Simulation niedrigere effektive Polarisationsgrade als theoretisch vorhergesagt.

Die ermittelten Werte der beiden Verfahren sind in Tabelle 5.1 den Meßwerten gegenübergestellt. Die Diskrepanz bezüglich der Polarisationsrichtung zwischen Monte-Carlo-Ergebnissen, theoretischen Werten und Messung im Zentrum des Reflexes hat ihre Ursache in der Unbestimmtheit des Polarisationswinkels und in der niedrigen zu erwartenden Polarisation. Kleine statistische Schwankungen im Experiment und in der Monte-Carlo-Simulation bestimmen daher die Polarisationsrichtung. Im Zentrum des Reflexes (Punkte I, N und O) ist  $\psi_{Theorie} = 0^\circ$ , während das Monte-Carlo-Programm  $\psi_{MC} = 90^\circ$  bestimmt. Im Experiment führen zudem geringfügige systematische Ablagen vom Zentrum zu großen Änderungen der Polarisationsrichtung.

Das Monte-Carlo-Programm liefert neben der Information über Polarisationsgrad und -richtung auch Angaben über die zu erwartende Intensität. In Abb. 5.3 ist die mittels Monte-Carlo-Rechnung gewonnene Winkelverteilung im Vergleich zu der mit dem Vorwärtsdetektor des Polarimeters gemessenen dargestellt. Für die Monte-Carlo-Rechnung wurden zwei unterschiedliche Kristalldicken ( $10 \mu m$ ,  $20 \mu m$ ) angenommen. Der Aufbau des Experiments war nicht für die Absolutmessung der Strahlungsintensität ausgelegt. Dennoch ist ein grober Vergleich mit der Monte-Carlo-Simulation möglich.

Die absoluten Werte der gemessenen Intensität entsprechen in etwa den Werten, die für eine Kristalldicke von  $10 \mu m$  vorhergesagt werden. Im Rahmen der Fehler sind sie jedoch auch mit den Monte-Carlo-Ergebnissen für  $20 \mu m$  vereinbar. Aufgrund der geometrischen Gegebenheiten im Polarimeter ergeben sich verschiedene Einflüsse auf die gemessene Photonenzahl. Der Vorwärtsdetektor befindet sich in einem Abstand von etwa 40 mm hinter dem Kollimator, so daß Parallaxeneffekte zur Abschattung führen können, wodurch sich eine Reduzierung der Akzeptanz von etwa 25% ergeben kann. Vor dem Vorwärtsdetektor befindet sich der Streukörper und das Austrittsfenster der Vakuumkammer. Fehler in der abgeschätzten Dicke des Materials können zu einem Fehlerbetrag von  $\pm 15\%$  führen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit führt zu einem weiteren Fehler von  $\pm 5\%$ . Der  $e^-$ -Strahlstrom kann mit einer Genauigkeit von  $\pm 20\%$  bestimmt werden. Die Unkenntnis der genauen Kristalldicke wird zu  $\pm 25\%$  abgeschätzt. Insgesamt führen diese Fehlerquellen zu einer Unsicherheit der gemessenen absoluten Intensität von wenigstens etwa  $\pm 50\%$ . Die beschriebenen Einflüsse sind während der Mes-

sung des gesamten Intensitätsprofils gleich, so daß die Form des Profils nicht direkt beeinflußt wird.

## 5.4 Rückschlüsse auf überlagernde Strahlung

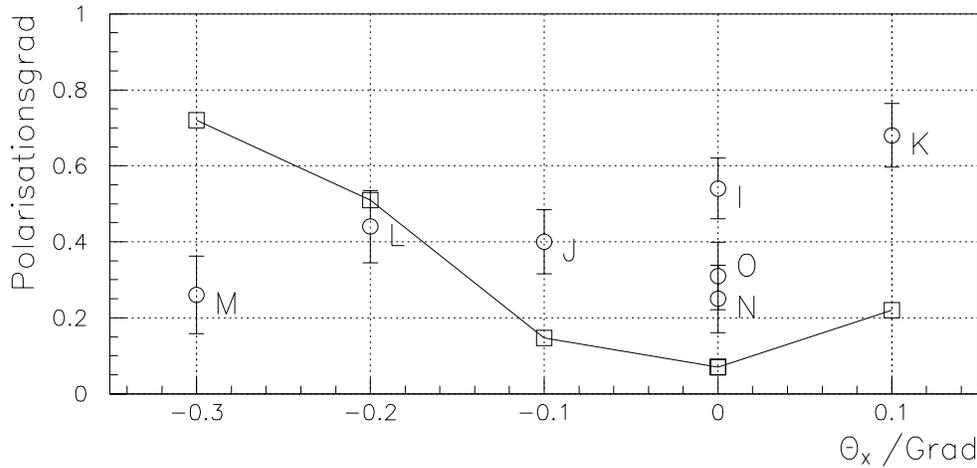


Abbildung 5.4: Gemessener und erwarteter Polarisationsgrad für die Meßpunkte in der Diffraktionsebene ( $\Theta_Y = 0$ ). Die erwarteten Werte (Quadrate) stammen aus der Monte-Carlo-Rechnung.

Während man für die außerhalb der Diffraktionsebene ( $\Theta_Y \neq 0$ ) und im Bereich hoher PXR-Intensität (Punkt P bis T in Abb. 5.1 und Tab. 5.1) gemessenen Polarisationsvektoren im Rahmen der Fehler Übereinstimmung mit den erwarteten Werten aus der Monte-Carlo-Simulation feststellen kann, erkennt man für die Messungen in der Diffraktionsebene ( $\Theta_Y = 0$ , Punkte I bis O) im Verlauf entlang der  $\Theta_X$ -Achse eine deutliche Diskrepanz zwischen erwartetem und gemessenem Polarisationsgrad (Abb. 5.4).

Es zeigt sich, daß der Polarisationsgrad nahe des Zentrums zu hoch und am Rand zu niedrig bestimmt wird. Als Ursache hierfür kommen Strahlungsphänomene in Betracht, welche die PXR überlagern. Eine generelle Unter- oder Überschätzung experimenteller Verschmierungseffekte scheidet als alleinige Ursache aus, da dies in allen Meßpunkten zu niedrige oder zu hohe Meßwerte der Polarisation liefern würde. Die marginal niedrigeren Werte gemessener Polarisation im Bereich hoher PXR-Intensität können dagegen wie auch in [8] auf geringfügig unterschätzte instrumentelle Einflüsse zurückgeführt werden.

Die Winkelabhängigkeit der Energie der möglichen Hintergrundstrahlung muß im Rahmen der Meßgenauigkeit des Vorwärtsdetektors (FWHM = 220 eV) gleich der von PXR sein, da sich im Spektrum des Vorwärtsdetektors nur eine Linie zeigt. Aus diesem Umstand ergibt sich unmittelbar, daß die Energie von der Orientierung der Gitterebenen des Kristalls und der Strahlrichtung bestimmt wird, da diese auch für die Energie der PXR verantwortlich ist. Diese Abhängigkeit kann zum einen im Erzeugungsmechanismus der Strahlung begründet sein und zum anderen durch Braggstreuung von vorwärts gerichteter Strahlung, deren Energiespektrum das PXR-Energieband enthält, zustandekommen.

Wäre es möglich, die Intensität der auftretenden Strahlung hinreichend genau zu messen, ließe sich der Anteil des Untergrundes durch Subtraktion der Monte-Carlo-Ergebnisse von den Meßdaten ermitteln. Das Experiment war, wie bereits erwähnt, für eine Absolutmessung der Intensität nicht ausgelegt. Geht man jedoch davon aus, daß in Bereichen hoher PXR-Intensität lediglich ein geringer Betrag durch überlagernde Strahlung zu erwarten ist, so ist es gerechtfertigt, die gemessene Intensität dort auf die Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulation zu normieren. Anhand der so normierten Daten lassen sich Aussagen über den Untergrundbeitrag im Zentrum des Reflexes machen, da der Untergrundanteil dort wesentlich größer ist. Der Untergrund ergibt sich aus der Differenz der Monte-Carlo-Daten und der gemessenen Werte. Monte-Carlo-Daten, die darauf normierten Meßergebnisse und der aus der Differenz bestimmte Untergrund sind in Abb. 5.5 dargestellt. Im Minimum der Verteilung wird der Untergrundbeitrag maximal und erreicht 22% der gemessenen Gesamtintensität.

Obwohl die Bestimmung des Untergrundanteils mit erheblichen Fehlern behaftet ist, läßt sich feststellen, daß er im wesentlichen auf einen engen Winkelbereich um die Braggrichtung beschränkt ist.

Kennt man die Intensitätsverhältnisse von PXR und Untergrund hinreichend genau, so läßt sich auch die Polarisation des Untergrundes berechnen.

Aus der Definition des Polarisationsgrades ergibt sich, falls die Polarisationsrichtung der überlagerten Strahlung mit der von PXR übereinstimmt, unmittelbar die Beziehung

$$I_{Gesamt}P_{Gesamt} = I_{PXR}P_{PXR} + I_U P_U \quad (5.3)$$

Dabei ist  $I_{PXR}$  der Strahlungsbeitrag durch PXR,  $I_U$  der Strahlungsbeitrag durch den Untergrund und  $I_{Gesamt}$  die Gesamtintensität. Die Polarisationsgrade sind bezeichnet durch  $P_{Gesamt}$  für die gemessene Polarisation bzw. Gesamtpolarisation,  $P_{PXR}$  für die PXR-Polarisation und  $P_U$  für die Polarisation des Untergrundes. Die Annahme, daß die Polarisationsrichtung

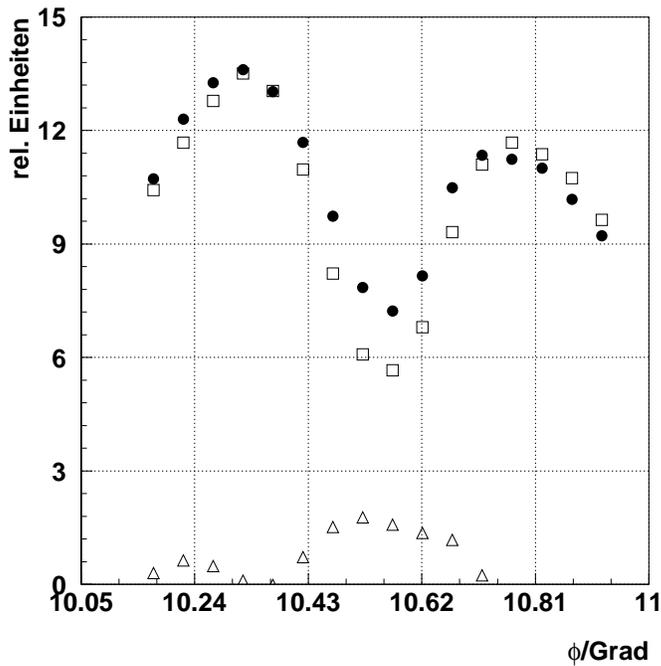


Abbildung 5.5: Gemessene Intensität (geschlossene Kreise), Monte-Carlo-Vorhersagen für PXR (offene Quadrate), in den Maxima normiert auf die gemessenen Werte und Untergrund (offene Dreiecke), der sich aus der Differenz zwischen Monte-Carlo-Daten und gemessenen Werten ergibt.

von PXR und der überlagernden Strahlung gleich sind, ist für  $\Theta_Y = 0$  aus Symmetriegründen naheliegend.

Mit dem bestimmten Untergrundanteil ergeben sich im Rahmen der Fehler für alle Meßwerte physikalisch sinnvolle Polarisationsgrade der Untergrundstrahlung zwischen -1 und +1 (dabei bedeuten negative Werte, daß die Polarisation des Untergrundes senkrecht auf der PXR-Polarisation steht). Die Messungen I,J,K (Abb. 5.4) sind nur mit einem sehr stark polarisierten Untergrund vereinbar, der die gleiche Richtung wie die PXR haben muß. Die Messungen N und O erfordern keine so ausgeprägte Polarisation des Untergrundes, obwohl die Kristallorientierung gleich war. Dieses Verhalten deutet darauf hin, daß die Erzeugung des Untergrundes nicht von den gleichen Bedingungen abhängt wie die von PXR. Der Untergrund in Punkt M erfordert eine Polarisation, die senkrecht auf der der PXR steht.

Im folgenden sollen die Prozesse diskutiert werden, die als Erzeugungsmechanismen für den Strahlungsuntergrund in Frage kommen.

Als Strahlung, die bedingt durch ihren Erzeugungsprozeß die gleiche Winkelabhängigkeit der Energie wie PXR aufweist, kommt ausschließlich kohärente Bremsstrahlung (CBS) in Betracht. Die Erzeugungsprozesse von PXR und CBS überlagern sich kohärent. Eine ausführliche Beschreibung

dieses Zusammenhangs findet sich in [35]. CBS entsteht durch die Bewegung des beschleunigten Teilchens im periodischen Feld der Ladungsträger des Kristalls, während PXR von den Ladungsträgern des Kristalls ausgeht. In beiden Fällen ergibt sich die Strahlungsenergie aus der periodischen Verteilung der Ladungen im Kristall. Deshalb zeigen PXR und CBS dieselbe Winkelabhängigkeit der Energie. Beide Strahlungsarten unterscheiden sich jedoch in der Intensitätsverteilung. Die Intensität der CBS weist ein Maximum in Vorwärtsrichtung auf, das auf den Winkelbereich  $\pm\gamma^{-1}$  beschränkt ist. Mit zunehmender Teilchenenergie wird der Winkelbereich hoher Intensität kleiner. Bei der Teilchenenergie von 72 MeV und dem Beobachtungswinkel dieses Experiments ( $\Theta = 21^\circ \hat{=} \frac{51.6}{\gamma}$ ) ist kein Beitrag in der beobachteten Größenordnung zu erwarten.

Strahlung, die durch Braggstreuung in die Richtung des PXR-Reflexes gestreut wird, muß parallel zum Elektronenstrahl bzw. in einem kleinen Winkel dazu verlaufen, um die Braggbedingung zu erfüllen. Die Strahlung kann entweder im Kristall selber oder außerhalb des Kristalls im Beschleuniger erzeugt werden.

Bremsstrahlung, kohärente Bremsstrahlung, Channelingstrahlung und Übergangsstrahlung sind Phänomene, die zu Emission von Photonen in einem kleinen Winkelbereich um die Bewegungsrichtung des geladenen Teilchens führen. Vor dem Kristall kann in Dipol- und Quadrupolmagneten der Strahlführung Synchrotronstrahlung entstehen, die sich ebenfalls parallel zum Elektronenstrahl ausbreitet.

Für Strahlung, die durch Braggstreuung in die Richtung der PXR gestreut wird, ist eine bestimmte Ausgangsintensität erforderlich, um zum beobachteten Untergrundbeitrag in der Größenordnung von  $10^{-4}$  Photonen pro Sterad und Elektron zu führen: Von dem weißen Spektrum wird nach [36] nur ein Energieintervall von  $\Delta E = 1,5$  eV bei 11 keV gestreut. Da der Kristall in Lauegeometrie angeordnet ist, wird durch Diffraktion nur ein Anteil von maximal 50% gestreut. (Dies gilt für einen unendlich dicken Kristall ohne Absorption.) Um einen Untergrund von  $10^{-4}$  Photonen pro Sterad und Elektron zu erhalten, ist daher ein Fluß von wesentlich mehr als  $10^{-4}$  Photonen pro Sterad, eV und Elektron erforderlich.

**Bremsstrahlung** ist in Vorwärtsrichtung unpolarisiert. Der Polarisationsgrad steigt hin zu einem Emissionswinkel  $\gamma^{-1}$  auf eins an und fällt für größere Winkel wieder ab. Bei der Braggstreuung ergibt sich ein Intensitätsmaximum im Zentrum des Reflexes, ähnlich dem hier festgestellten Intensitätsprofil der Hintergrundstrahlung. Jedoch ist die Intensität der im Kristall erzeugten Bremsstrahlung um Größenordnungen zu gering, um nach der Braggstreu-

ung einen meßbaren Beitrag zur unter  $21^\circ$  beobachteten Strahlung zu liefern. Im Kristall werden nach [37] bei der Dicke des hier verwendeten Kristalls lediglich  $10^{-7}$  Photonen pro Elektron und eV produziert.

Bremsstrahlung, die durch Elektronen entsteht, die auf die Strahlrohrwand treffen, kann jedoch Bremsstrahlung erzeugen, die den geforderten Eigenschaften entspricht. Da der Ort des Auftreffens unbekannt ist, können keine weiteren Aussagen über die Beschaffenheit der Strahlung gemacht werden. Ein möglicher Beitrag von externer Bremsstrahlung zum Untergrund ist nicht auszuschließen.

**Kohärente Bremsstrahlung** hat nur unter dem gleichen Emissionswinkel wie PXR auch die gleiche Energie. Als bragggestreute Strahlung kommt sie daher nicht in Frage. Eine ausführliche Diskussion findet sich in [38].

**Übergangsstrahlung** entsteht in dem hier beschriebenen Experiment an der Grenzfläche zwischen Vakuum und dem Siliziumkristall. Nach Formel (2.15) ist die Intensität für die Energie der gemessenen PXR jedoch zu gering, um nach der Braggstreuung zu einer meßbaren Überlagerung zu führen. Für die Bedingungen, die unter einem Beobachtungswinkel von  $90^\circ$  zu erwarten sind, wäre ein Beitrag durch Übergangsstrahlung hingegen möglich.

**Channelingstrahlung** entsteht, wenn sich hochenergetische geladene Teilchen entlang der Gitterebenen des Kristalls bewegen. Die Teilchen haben dabei die Neigung, sich im Bereich des niedrigsten Potentials zu bewegen. Ein anfänglich vorhandener Impuls senkrecht zu den Ebenen wird durch Abgabe von Photonen gedämpft. Eine ausführliche Diskussion dieses Effektes findet sich in [15, 32, 40]. Wird das Teilchen von einer Ebene geleitet, so ergibt sich eine lineare Polarisation der emittierten Strahlung senkrecht zur Ebene, da die Beschleunigung des Teilchens auch senkrecht zur Ebene stattfindet. Der Polarisationsgrad ist für kleine Beobachtungswinkel bezüglich der Kristallebene ( $\Theta < \frac{1}{\gamma}$ ) nahezu vollständig. Eine ausführliche Beschreibung findet sich in [32, 39].

Voraussetzung für das Auftreten planarer Channelingstrahlung ist, daß der Elektronenstrahl entlang einer Gitterebene des Kristalls verläuft. In dem hier beschriebenen Experiment lagen solche Bedingungen vor: Es bestand die Möglichkeit, durch Drehung um den Winkel  $\phi$  unter gleichem Beobachtungswinkel von einem 220-Reflex von PXR zu einem 111-Reflex zu schwenken (siehe auch Abb. 5.6). Im kubischen Kristall existiert eine 110-Ebene, die senkrecht auf diesen beiden Ebenen steht. Die  $\phi$ -Achse steht senkrecht auf dieser Ebene. Da die  $\phi$ -Achse auch senkrecht auf der Strahlachse steht,

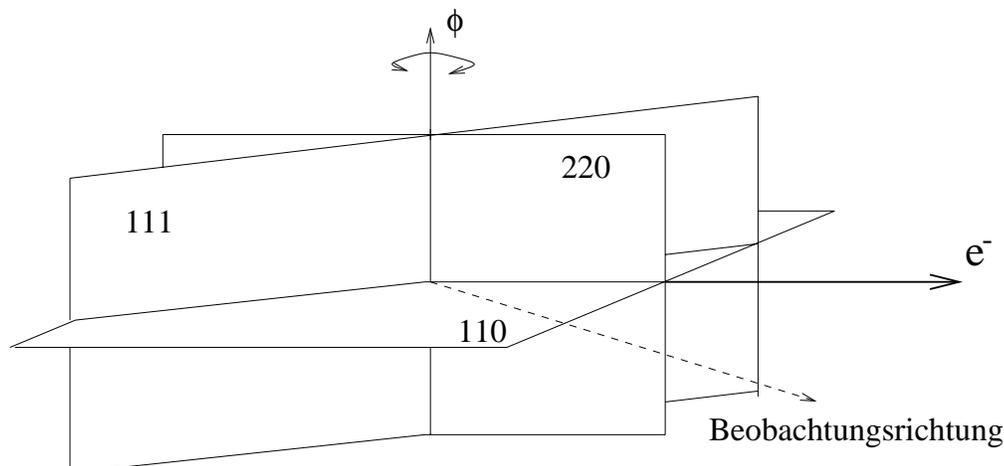


Abbildung 5.6: Orientierung der Channelingebene (110) (siehe Text).

muß die Strahlachse in der 110-Ebene liegen. Weil die Ebenen, die für die PXR-Erzeugung verantwortlich sind, senkrecht auf der 110-Ebene stehen, fällt letztere auch in etwa mit der Streuebene zusammen.

An dieser 110-Ebene kann Channelingstrahlung entstehen, sofern der Winkel zwischen Elektronenstrahl und Ebene nach [32] weniger als etwa  $0,05^\circ$  Grad beträgt.

Da die Polarisation senkrecht zur Streuebene ist, ergibt sich nach der Braggstreuung eine Polarisation parallel zur  $\Theta_Y$ -Achse. Um die in Punkt M gemessene Abweichung zu erklären, ist eine entsprechend orientierte Polarisation erforderlich. Eine definitive Aussage darüber, ob die im Punkt M beobachtete niedrige Linearpolarisation in der Streuebene (s. Abb. 5.4) durch einen entsprechenden Beitrag orthogonal polarisierter Channelingstrahlung verursacht wird, ist nicht möglich, da die hierzu notwendige genaue Ausrichtung der Channelingebene nicht überprüft wurde. Eine theoretische Betrachtung der Emission von PXR unter Channelingbedingungen entsprechend der hier vorliegenden Situation findet sich in [41].

**Synchrotronstrahlung** entsteht in den Magneten der Strahloptik des Beschleunigers. Die Polarisationsrichtung hängt von den Eigenschaften der Strahloptik ab.

Synchrotronstrahlung von vier Magneten, drei Quadrupolmagneten und einem Ablenkmagneten, kann den Kristall erreichen. Die Energie der erzeugten Photonen ist jedoch sehr viel geringer als die Energie der von PXR erzeugten Photonen. Der Ablenkmagnet hat einen Bahnradius von  $0,58$  m.

Bei einer kinetischen Energie der Elektronen von 72 MeV ergibt sich eine kritische Energie 2,8 eV. Die Felder in den Quadrupolmagneten betragen maximal 0,37 T. Daraus ergibt sich eine kritische Energie von 1,3 eV. Die mittlere pro Elektron im Ablenkmagneten abgestrahlte Energie beträgt 342 eV. Ein Betrag der Synchrotronstrahlung ist daher ausgeschlossen.

Zusammenfassend läßt sich erkennen, daß als Ursache für die Abweichung im Zentrum des PXR-Reflexes bragggestreute Photonen in Betracht kommen, die durch Prozesse außerhalb des Kristalls erzeugt werden. Bremsstrahlung, die an der Strahlrohrwand des Beschleunigers entsteht, ist eine mögliche Quelle. Die Abweichungen im Punkt M können durch Effekte erklärt werden, die bei Vorliegen bestimmter Bedingungen auftreten, deren Erfüllung während des Experiments nicht kontrolliert werden konnte. Eine Veränderung der Lage und Intensität einer Bremsstrahlungsquelle durch Veränderung der Strahlage oder das Auftreten von Channelingstrahlung kommt hier in Betracht.

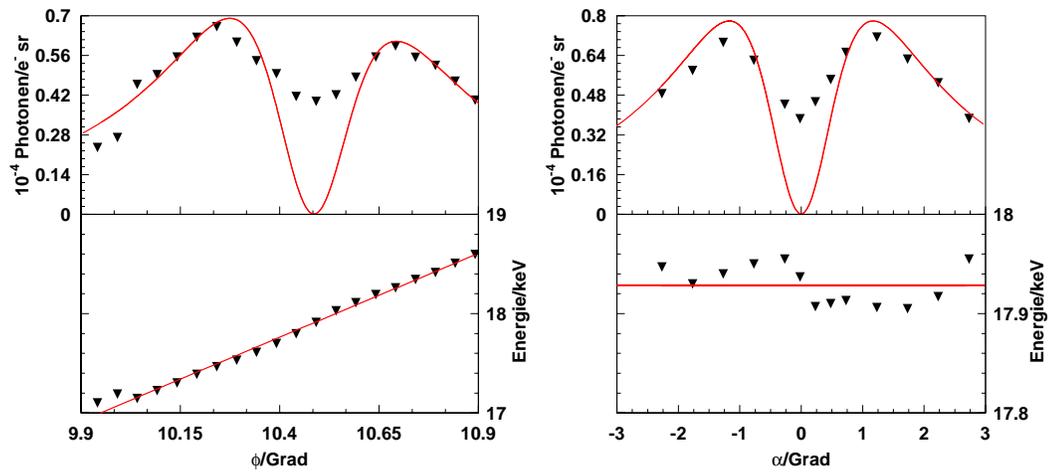
## 5.5 Polarisationsmessung an der 220-Ebene

Während die bisher diskutierten Messungen an der 111-Ebene durchgeführt wurden, wurde eine Polarisationsmessung im Bereich hoher Intensität auch an der 220-Ebene vorgenommen. An der 220-Ebene ist nach (2.10) lediglich 23% der Intensität des Reflexes der 111-Ebene zu erwarten. Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren für die höherenergetische 220-Strahlung (18 keV) beträgt nur etwa 40% derjenigen für PXR der 111-Ebene (11 keV) [8], so daß sich insgesamt eine Reduzierung der nachgewiesenen PXR-Intensität auf 10% ergab, wodurch bei dieser Messung das Signal-Untergrund-Verhältnis entsprechend ungünstiger ist. Außerdem muß eine längere Meßzeit gewählt werden, weshalb die Empfindlichkeit gegenüber Strahllageschwankungen größer wird.

Um die Größe der strahlbedingten Änderung von Beobachtungswinkel und Kristallorientierung abschätzen zu können, wurde die Intensitätsverteilung vor und nach der Messung aufgenommen (Abb. 5.7). Hieraus ergeben sich die in Tabelle 5.3 angegebenen Winkel. In der Tabelle finden sich auch die mittels Monte-Carlo-Rechnung theoretisch ermittelten Werte für die zu erwartenden Eigenschaften der PXR für die gemessenen Winkel. Dem gegenübergestellt sind die tatsächlichen Meßwerte. Der gemessene hohe Polarisationsgrad ( $P = 0,83 \pm 0,06$ ) stimmt gut mit der Erwartung überein.

Während die gemessene Polarisationsrichtung mit der Monte-Carlo-Vorhersage für die Position, die nach der Polarisationsmessung bestimmt wurde, vereinbar ist, zeigt sich eine signifikante Abweichung für die vorher gemessene

A



B

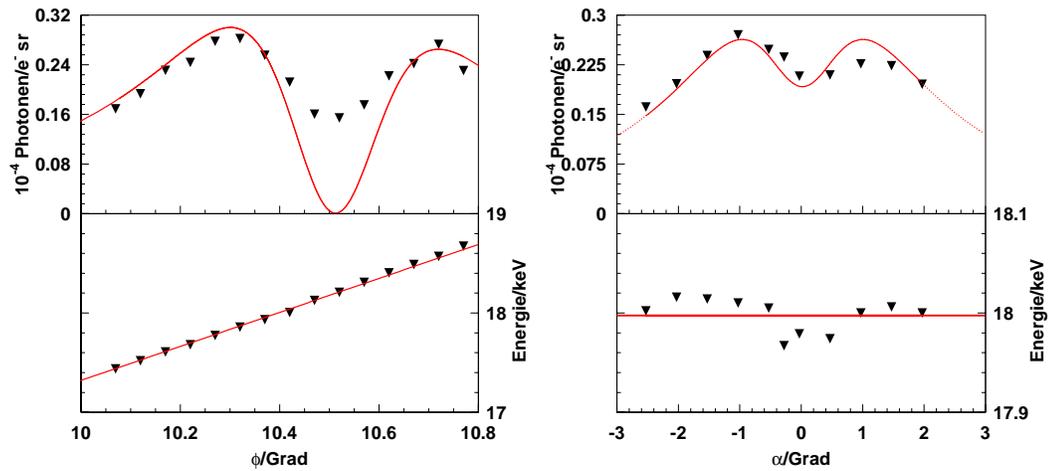


Abbildung 5.7: Intensität und Energie von PXR als Funktion von  $\phi$  (links) und  $\alpha$  (rechts) für die 220-Ebene. Die gemessenen Werte sind durch Dreiecke gekennzeichnet. Die durchgezogenen Graphen geben die angepaßten theoretischen Werte wieder. Durch die Anpassungen wurden der Nullpunkt für  $\phi$  und  $\alpha$  bestimmt und der Beobachtungswinkel  $\Theta$  festgestellt. A gibt die gemessene Intensitätsverteilung vor und B nach der Polarisationsmessung wieder.

Tabelle 5.3: Vergleich zwischen Meßergebnis und Monte-Carlo-Vorhersage für Polarisation von PXR an der 220-Ebene von Silizium. Der Fehler der Messung des Polarisationswinkels  $\psi$  ist vom angenommenen Meßort abhängig, da sich die Ortsunsicherheit je nach Position unterschiedlich auf den Fehler auswirkt.

|                   | Position vor             | Position nach   |
|-------------------|--------------------------|-----------------|
|                   | der Polarisationsmessung |                 |
| $\Theta_X$        | $-0,28^\circ$            | $-0,19^\circ$   |
| $\Theta_Y$        | $-0,32^\circ$            | $-0,52^\circ$   |
| $\Theta$          | $20,96^\circ$            | $21,02^\circ$   |
|                   | Monte Carlo              |                 |
| $\psi$            | $42,7^\circ$             | $20,7^\circ$    |
| Polarisationsgrad | 0,846                    | 0,901           |
|                   | Messung                  |                 |
| $\psi$            | $13,4^\circ$             |                 |
|                   | $\pm 8,1^\circ$          | $\pm 6,4^\circ$ |
| Polarisationsgrad | 0,83                     |                 |
|                   | $\pm 0,06$               |                 |

Position. Die Abweichungen können durch Änderung der Strahlage während der mehr als acht Stunden dauernden Messung erklärt werden. In dieser Zeit wurde der Beschleuniger mehrmals nachjustiert.

Das Ergebnis dieser Messung ist mit einem hyperbolischen Polarisationsmuster von PXR vereinbar und nicht mit einem radialen. Damit ist die Messung eine direkte Bestätigung für frühere Messungen [6], die mit Hilfe einer CCD-Kamera an der 220-Ebene durchgeführt wurden und zum ersten Mal das hyperbolische Polarisationsverhalten von PXR experimentell gezeigt haben.



# Kapitel 6

## Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit werden zwei Themen zur Polarimetrie von PXR behandelt:

- Bau eines Compton-Polarimeters für kleine Röntgenenergien,
- Analyse einer Polarisationsmessung bei einem Emissionswinkel von  $20^\circ$ .

Zum ersten Thema beschreibt die Arbeit die Entwicklung, den Bau und die Kalibrierung eines Compton-Polarimeters, das geeignet ist für die Analyse der Linearpolarisation von Röntgenstrahlung bis hinunter zu weniger als 5 keV. Das Polarimeter ermöglicht so Messungen an PXR unter einem Emissionswinkel um  $90^\circ$ . Bei niedriger Energie spielt die Absorption im Streukörper eine zentrale Rolle. Durch sie werden die Streuraten reduziert und die systematischen Fehlerbeiträge der Bauungenauigkeiten und inhomogen verteilten Verunreinigungen im Streukörper erhöht. Durch die Wahl eines kegelförmigen Streukörpers ließen sich diese Effekte hinreichend gering halten. Mit Hilfe von eigens entwickelten Gütekriterien, die den Zusammenhang zwischen statistischem Fehler der gemessenen Polarisation, Streuwahrscheinlichkeit in die Detektoren, Analysierstärke und Beitrag des zu erwartenden Untergrundes angeben, wurde das Polarimeter so optimiert, daß bei gegebenem Photonenfluß eine möglichst hohe Meßgenauigkeit erzielt wird. Durch den Einsatz von Silizium-Drift-Detektoren hoher Energieauflösung (FWHM = 180 eV bei 6 keV) ließ sich eine gute Trennung des Signals vom Untergrund erreichen. Mit dem hier beschriebenen Polarimeter wird der Einsatzbereich von Compton-Polarimetern hin zu kleinen Energien von bisher etwa 10 keV auf weniger als 5 keV erweitert. Anhand von ausführlichen Messungen - vor allem mit Synchrotronstrahlung - wurde das Polarimeter kalibriert und getestet. Die theoretischen Vorhersagen konnten so bestätigt werden.

Zum zweiten Thema wird hier eine weitere Analyse der in [7, 8] beschriebenen Messungen zur Polarisation von PXR vorgestellt. Sie bezieht sich

auf Bereiche geringer PXR-Intensität nahe des Zentrums des Reflexes, in dem Beiträge anderer Strahlungsquellen nicht vernachlässigt werden können. Tatsächlich wurden Abweichungen von den theoretischen Erwartungen für PXR in Intensität und Polarisation beobachtet. Es ließ sich zeigen, daß diese Abweichungen durch Beiträge anderer Strahlungsarten erklärbar sind. Damit ist gezeigt, daß die beobachteten Phänomene nicht als Abweichung von der PXR-Theorie interpretiert werden dürfen.

Bisher liegen Polarisationsmessungen an PXR nur unter dem Beobachtungswinkel von  $20^\circ$  vor, und zwar von drei Experimenten [5, 6, 7]. Das erste Experiment [5], durchgeführt mit einem Compton-Polarimeter, stand mit seinen Ergebnissen im Widerspruch, die beiden späteren Experimente jedoch im Einklang mit den theoretischen Vorhersagen. Dabei verwendete Experiment [6] eine CCD-Kamera, Experiment [7] unter Erhöhung der Präzision wieder ein Compton-Polarimeter zur Polarisationsmessung. In Experiment [7] wurden Messungen in verschiedenen Bereichen des PXR-Reflexes durchgeführt. Für Messungen im Bereich des Zentrums des Reflexes wurde in der vorliegenden Arbeit gezeigt, daß sie nicht im Widerspruch zur theoretischen Vorhersage stehen.

Nachdem das Polarisationsverhalten von PXR für den Beobachtungswinkel  $20^\circ$  ausführlich untersucht wurde, sind Messungen unter größeren Beobachtungswinkeln wünschenswert, insbesondere unter Winkeln  $> 90^\circ$  und unter  $90^\circ$ . Für Beobachtungswinkel  $> 90^\circ$  wird ein radiales Verhalten vorhergesagt und bei  $90^\circ$  soll die Polarisation senkrecht auf der Streuebene stehen, weil der in der Streuebene polarisierte Intensitätsbeitrag verschwindet. Dieser Effekt wurde bisher nur indirekt durch Ausmessen der Intensitätsverteilung [16] experimentell untersucht. Zudem wird beim Übergang des hyperbolischen Verhaltens in der Vorwärtsrichtung auf das radiale Verhalten in der Rückwärtsrichtung für Beobachtungswinkel nahe  $90^\circ$  eine Feinstruktur vorhergesagt [17, 18], die detailliert überprüft werden kann.

Die Anforderungen an die experimentelle Ausrüstung sind für große Beobachtungswinkel wesentlich höher als für Winkel nahe der Elektronenstrahlrichtung. Mit größer werdendem Beobachtungswinkel nimmt die Intensität und die Photonenenergie ab. Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Polarimeter erfüllt die Anforderungen für eine solche Messung. Aber auch an den Elektronenstrahl werden hohe Anforderungen gestellt: Ein hoher Strahlstrom, eine niedrige Emittanz, Dauerstrich-Betrieb und eine ausgezeichnete Langzeitstabilität sind Voraussetzungen für das Experiment.

# Anhang A

## Analytische Berechnung der Streuung im Kegel

Die Streuung der Photonen im kegelförmigen Be-Streukörper des Polarimeters kann in guter Näherung durch eine analytische Formel beschrieben werden. Dabei wird die Streuwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Eintrittsposition beschrieben.

### A.1 Ansatz

Die Herleitung und die verwendeten vereinfachenden Annahmen sind im folgenden dargestellt:

1. Es wird nur Einfachstreuung berücksichtigt.
2. Der Streuwinkel für die Comptonstreuung wird mit  $90^\circ$  angenommen.
3. Es wird angenommen, daß alle Photonen, die den Detektor erreichen, nach der Streuung parallel zueinander sind.
4. Die Ausdehnung des Detektors geht lediglich durch Gewichtung des Raumwinkelements, welches von ihm bezüglich des Streuzentrums überdeckt wird, ein.

Mit diesen Annahmen ergibt sich für die Wahrscheinlichkeit, daß ein einfallendes Photon an einem bestimmten Punkt des Streuers in den Detektor gestreut wird:

$$\frac{dW_{Streu}}{dz} = \exp\left(-\frac{l_1}{a}\right) C_{Compton} \exp\left(-\frac{l_2}{a}\right) C_{Raum} \quad (A.1)$$

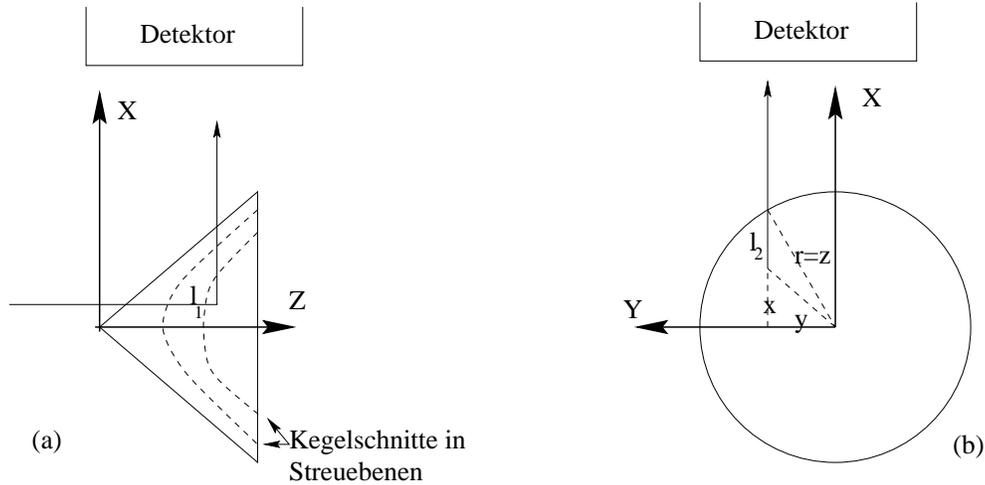


Abbildung A.1: Streugeometrie und Koordinatensystem.

Dabei sind  $C_{Compton}$  und  $C_{Raum}$  Konstanten für die Comptonstreuwahrscheinlichkeit und für das durch den Detektor abgedeckte Raumwinkelelement.  $l_1$  ist die Strecke vom Eintritt in den Kegel bis zum Streuort.  $l_2$  ist der Weg zwischen Streuort und Austrittsort.  $a$  ist die Absorptionslänge des Strahls im Material des Streuers. Für die Rechnung wird ein kartesisches Koordinatensystem verwendet, dessen Ursprung in der Kegelspitze liegt (vgl. Abb. A.1). Die z-Koordinate ist parallel zum einfallenden Photonenstrahl. Die x-Koordinate ist parallel zum Weg der gestreuten Photonen, welche den Detektor erreichen.

Auf dem Kegelmantel gilt die Beziehung:

$$z^2 = x^2 + y^2 = r^2 \quad (\text{A.2})$$

Für den Streupunkt  $(x, y, z)$  ergeben sich für  $l_1$  und  $l_2$  folgende Beziehungen:

$$l_1 = z - \sqrt{x^2 + y^2} \quad (\text{A.3})$$

$$l_2 = \sqrt{z^2 - y^2} - x \quad (\text{A.4})$$

(vgl. Abb. A.1)

Um die Streuwahrscheinlichkeit  $W_{Streu}(x, y)$  zu erhalten, muß man A.1 über die gesamte Strecke im Kegel integrieren. Dabei ist die Untergrenze die z-Position des Eintrittsortes in den Kegel  $z_1 = \sqrt{x^2 + y^2}$ , die Obergrenze die z-Position des Kegelbodens,  $z_2$ .

## A.2 Rechnung

Man erhält folgenden Ausdruck für die Streuwahrscheinlichkeit:

$$\begin{aligned}
 W_{Streu}(x, y) &= \int_{\sqrt{x^2+y^2}}^{z_2} \frac{dW_{Streu}}{dz} dz & (A.5) \\
 &= \int_{\sqrt{x^2+y^2}}^{z_2} \exp\left(-\frac{z - \sqrt{x^2+y^2}}{a}\right) \exp\left(-\frac{\sqrt{z^2-y^2} - x}{a}\right) C_{Raum} C_{Compton} dz \\
 &= \exp\left(\frac{\sqrt{x^2+y^2} + x}{a}\right) C_{Raum} C_{Compton} \underbrace{\int_{\sqrt{x^2+y^2}}^{z_2} \exp\left(-\frac{z + \sqrt{z^2-y^2}}{a}\right) dz}_{=: I(x,y)}
 \end{aligned}$$

Das Integral  $I(x, y)$  läßt sich durch Variablensubstitution geeignet umformen:

Man wählt den Exponenten als Substitutionsvariable

$$u = z + \sqrt{z^2 - y^2}$$

und erhält für  $z$  :

$$z = \frac{1}{2}u + \frac{1}{2}\frac{y^2}{u}$$

die Ableitung:

$$\frac{dz}{du} = \frac{1}{2} - \frac{1}{2}\frac{y^2}{u^2}$$

die Grenzen:

$$u(z_1) = x + \sqrt{x^2 + y^2}$$

und

$$u(z_2) = \sqrt{z_2^2 - y^2} + z_2$$

Einsetzen ergibt für das Integral:

$$I(x, y) = \int_{x + \sqrt{x^2 + y^2}}^{\sqrt{z_2^2 - y^2} + z_2} \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{2}\frac{y^2}{u^2}\right) \exp\left(-\frac{1}{a}u\right) du \quad (A.6)$$

Der erste Term läßt sich leicht integrieren; für den zweiten findet sich eine Lösung in [42] Band 1 S. 127. Man erhält:

$$\left[ -\frac{1}{2}a \exp\left(-\frac{u}{a}\right) + \frac{\exp\left(-\frac{u}{a}\right)y^2}{2u} + \frac{y^2}{2a} Ei\left(-\frac{u}{a}\right) \right]_{x+\sqrt{x^2+y^2}}^{\sqrt{z_2^2-y^2+z_2}} \quad (\text{A.7})$$

Dieser Ausdruck läßt sich nicht mehr sinnvoll vereinfachen.

### A.3 Comptonstreuung

Aus der Klein-Nishina-Formel ergibt sich mit den oben gemachten Annahmen folgendes:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \underbrace{\frac{k^2}{k_0^2}}_1 \underbrace{\left( \frac{k}{k_0^2} + \frac{k_0}{k} \right)}_2 \underbrace{-2 \sin^2(\Theta)}_{\Theta=90^\circ} \overbrace{\cos^2(\psi)}^{=\frac{1}{2}, \text{unpolarisiert}} = \frac{r_0^2}{2} \quad (\text{A.8})$$

*Energie < 20 keV*

Die Streuwahrscheinlichkeit erhält man durch Multiplikation des Wirkungsquerschnitts mit der Elektronendichte in Beryllium:

$$C_{Compton} = \frac{d\sigma}{d\Omega} \frac{N_{Elek}}{V} \quad (\text{A.9})$$

Die Konstante  $C_{Raum}$  für das vom Detektor bedeckte Raumwinkelelement ergibt sich aus der Detektorfläche  $A_{Det}$  dividiert durch die Fläche einer Kugel,  $A_{Kugel}$ , deren Radius dem Abstand  $d_{Det}$  des Detektors vom Streukörper entspricht:

$$C_{Raum} = \frac{A_{Det}}{A_{Kugel}} = \frac{A_{Det}}{4\pi d_{det}^2} \quad (\text{A.10})$$

| Konstante                      | Bezeichnung          | Wert                        |
|--------------------------------|----------------------|-----------------------------|
| Klassischer Elektronenradius   | $r_0$                | $2.82e-12$ mm               |
| Detektorfläche                 | $A_{Det}$            | $5$ mm <sup>2</sup>         |
| Abstand Detektor - Streukörper | $d_{Det}$            | $17,5$ mm                   |
| Elektronendichte von Be        | $\frac{N_{Elek}}{V}$ | $4.95e+20$ mm <sup>-3</sup> |

## A.4 Ergebnis

Man kann nun die Streuwahrscheinlichkeit in der folgenden Formel zusammenfassen:

$$W_{Streu}(x, y) = \exp\left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2} + x}{a}\right) C_{Streu} C_{Compton} \quad (\text{A.11})$$

$$\left[ -\frac{1}{2}a \exp\left(-\frac{u}{a}\right) + \frac{\exp\left(-\frac{u}{a}\right)y^2}{2u} + \frac{y^2}{2a} Ei\left(-\frac{u}{a}\right) \right]_{x+\sqrt{x^2+y^2}}^{\sqrt{z_2^2-y^2+z_2}}$$

Die Streuwahrscheinlichkeit ist bereits in Abb. 4.9 dargestellt.



# Anhang B

## Absorptionsverluste und Nachweiswahrscheinlichkeit bei der Polarisationsmessung unter $20^\circ$

Bei den PXR-Messungen unter einem Emissionswinkel von  $20^\circ$  befindet sich das verwendete Polarimeter außerhalb des Vakuums. Deshalb müssen die zu untersuchenden Photonen einige Materialien durchdringen, bis sie Streukörper und Detektoren erreichen. Außerdem müssen die Photonen aus dem Siliziumkristall, in dem die PXR entsteht, austreten. In der Reihenfolge müssen also einige Materialien durchdrungen werden: das Silizium des Kristalls, eine Kaptonfolie, welche das Austrittsfenster bildet, Luft und das Beryllium der Detektoreintrittsfenster.

Dichte und Dicke der Schichten sind in Tabelle B.1 zusammengestellt. Die Transmissionswahrscheinlichkeit kann über die Formel

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{t}{\lambda}\right) \quad (\text{B.1})$$

berechnet werden. Dabei ist  $t$  die im Material zurückgelegte Strecke und  $\lambda$

Tabelle B.1: Dichte und Dicke der zu durchdringenden Materialien (Daten für Luft aus [43]).

| Material                  | Si                 | Kapton<br>( $C_{22}H_{10}N_2O_5$ ) | Luft                | Be    | Fe                 |
|---------------------------|--------------------|------------------------------------|---------------------|-------|--------------------|
| Dicke / cm                | $20 \cdot 10^{-4}$ | $10 \cdot 10^{-4}$                 | 30                  | 0,2   | $10 \cdot 10^{-4}$ |
| Dichte / $\frac{g}{cm^3}$ | 2,33               | 1.19(19)                           | $1.2 \cdot 10^{-2}$ | 1.848 | 7.874              |

die Absorptionslänge im Material.  $I$  und  $I_0$  sind die Photonenströme vor und nach dem Durchdringen der Materialien. Die Absorption im Material und die zu erwartende Transmission im Energiebereich von PXR der 220-Ebene von Silizium sind in Tab. B.2 aufgeführt.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für die Photonen in den Detektoren wird ebenfalls von der Absorption der Photonen im Material bestimmt: Alle Photonen, die im Detektor absorbiert werden, werden nachgewiesen. Die Detektoren haben eine Dicke von 0,3 mm. Die sich ergebenden Nachweiswahrscheinlichkeiten im Energiebereich von PXR der 220-Ebene von Silizium sind in Tabelle B.3 dargestellt. Die Absorptionslängen wurden aus [31] entnommen.

Tabelle B.2: Absorption im Aufbau des Experiments.

| Energie<br>/keV | Absorptionslängen / $\mu\text{m}$ |         |                          |         |         | gesamt / $\frac{1}{\mu\text{m}}$ |
|-----------------|-----------------------------------|---------|--------------------------|---------|---------|----------------------------------|
|                 | Si                                | Kapton  | Luft<br>/10 <sup>6</sup> | Be      | Fe      | $I/I_0$                          |
| 17,00           | 641,482                           | 12795,2 | 8,16                     | 24587,5 | 320,845 | 0,8316                           |
| 17,05           | 647,090                           | 12888,2 | 8,23                     | 24662,9 | 323,522 | 0,8326                           |
| 17,10           | 652,730                           | 12981,3 | 8,29                     | 24737,8 | 326,215 | 0,8335                           |
| 17,15           | 658,406                           | 13074,6 | 8,36                     | 24812,1 | 328,923 | 0,8344                           |
| 17,20           | 664,114                           | 13168,1 | 8,42                     | 24885,9 | 331,648 | 0,8352                           |
| 17,25           | 669,854                           | 13261,6 | 8,49                     | 24959,1 | 334,387 | 0,8361                           |
| 17,30           | 675,626                           | 13355,3 | 8,56                     | 25031,8 | 337,140 | 0,8370                           |
| 17,35           | 681,428                           | 13449,2 | 8,62                     | 25103,9 | 339,908 | 0,8378                           |
| 17,40           | 687,265                           | 13543,1 | 8,69                     | 25175,4 | 342,691 | 0,8387                           |
| 17,45           | 693,134                           | 13637,2 | 8,76                     | 25246,3 | 345,491 | 0,8395                           |
| 17,50           | 699,037                           | 13731,3 | 8,82                     | 25316,7 | 348,305 | 0,8403                           |
| 17,55           | 704,970                           | 13825,6 | 8,89                     | 25386,6 | 351,134 | 0,8411                           |
| 17,60           | 710,936                           | 13920,0 | 8,96                     | 25455,9 | 353,978 | 0,8420                           |
| 17,65           | 716,934                           | 14014,4 | 9,03                     | 25524,6 | 356,837 | 0,8428                           |
| 17,70           | 722,970                           | 14109,0 | 9,10                     | 25592,9 | 359,713 | 0,8435                           |
| 17,75           | 729,041                           | 14203,8 | 9,16                     | 25660,6 | 362,606 | 0,8443                           |
| 17,80           | 735,145                           | 14298,6 | 9,23                     | 25727,8 | 365,515 | 0,8451                           |
| 17,85           | 741,280                           | 14393,5 | 9,30                     | 25794,4 | 368,437 | 0,8458                           |
| 17,90           | 747,448                           | 14488,4 | 9,37                     | 25860,5 | 371,375 | 0,8466                           |
| 17,95           | 753,648                           | 14583,5 | 9,44                     | 25926,0 | 374,328 | 0,8474                           |
| 18,00           | 759,886                           | 14678,6 | 9,51                     | 25991,1 | 377,299 | 0,8481                           |
| 18,05           | 766,158                           | 14773,8 | 9,58                     | 26055,6 | 380,286 | 0,8489                           |
| 18,10           | 772,461                           | 14869,0 | 9,65                     | 26119,5 | 383,287 | 0,8496                           |
| 18,15           | 778,798                           | 14964,3 | 9,72                     | 26183,0 | 386,303 | 0,8503                           |
| 18,20           | 785,166                           | 15059,6 | 9,79                     | 26245,9 | 389,335 | 0,8510                           |
| 18,25           | 791,569                           | 15155,1 | 9,86                     | 26308,3 | 392,383 | 0,8517                           |
| 18,30           | 798,012                           | 15250,5 | 9,93                     | 26370,2 | 395,449 | 0,8524                           |
| 18,35           | 804,487                           | 15346,0 | 1,00                     | 26431,6 | 398,530 | 0,8531                           |
| 18,40           | 810,995                           | 15441,5 | 1,01                     | 26492,4 | 401,627 | 0,8538                           |
| 18,45           | 817,537                           | 15537,1 | 1,01                     | 26552,8 | 404,740 | 0,8544                           |
| 18,50           | 824,112                           | 15632,8 | 1,02                     | 26612,6 | 407,868 | 0,8551                           |
| 18,55           | 830,721                           | 15728,4 | 1,03                     | 26672,0 | 411,013 | 0,8558                           |
| 18,60           | 837,370                           | 15824,1 | 1,04                     | 26730,8 | 414,176 | 0,8564                           |
| 18,65           | 844,053                           | 15919,7 | 1,04                     | 26789,2 | 417,354 | 0,8564                           |
| 18,70           | 850,771                           | 16015,4 | 1,05                     | 26847,1 | 420,550 | 0,8577                           |
| 18,75           | 857,521                           | 16111,2 | 1,06                     | 26904,4 | 423,760 | 0,8583                           |
| 18,80           | 864,304                           | 16206,9 | 1,06                     | 26961,3 | 426,985 | 0,8590                           |
| 18,85           | 871,122                           | 16302,6 | 1,07                     | 27017,7 | 430,228 | 0,8596                           |
| 18,90           | 877,981                           | 16398,3 | 1,08                     | 27073,6 | 433,489 | 0,8602                           |
| 18,95           | 884,873                           | 16494,0 | 1,09                     | 27129,0 | 436,766 | 0,8608                           |
| 19,00           | 891,799                           | 16589,7 | 1,09                     | 27183,9 | 440,059 | 0,8614                           |

Tabelle B.3: Nachweiswahrscheinlichkeit im Detektor.

| Energie<br>/keV | Absorptionslänge<br>in Si/ $\mu\text{m}$ | Dicke in<br>Absorptionslängen | Nachweiswahrscheinlichkeit |
|-----------------|--|-------------------------------|----------------------------|
| 17,00           | 641,482                                  | 0,4677                        | 0,3735                     |
| 17,05           | 647,090                                  | 0,4636                        | 0,3710                     |
| 17,10           | 652,730                                  | 0,4596                        | 0,3685                     |
| 17,15           | 658,406                                  | 0,4556                        | 0,3660                     |
| 17,20           | 664,114                                  | 0,4517                        | 0,3635                     |
| 17,25           | 669,854                                  | 0,4479                        | 0,3610                     |
| 17,30           | 675,626                                  | 0,4440                        | 0,3586                     |
| 17,35           | 681,428                                  | 0,4402                        | 0,3561                     |
| 17,40           | 687,265                                  | 0,4365                        | 0,3537                     |
| 17,45           | 693,134                                  | 0,4328                        | 0,3513                     |
| 17,50           | 699,037                                  | 0,4292                        | 0,3489                     |
| 17,55           | 704,970                                  | 0,4256                        | 0,3466                     |
| 17,60           | 710,936                                  | 0,4220                        | 0,3443                     |
| 17,65           | 716,934                                  | 0,4184                        | 0,3419                     |
| 17,70           | 722,970                                  | 0,4150                        | 0,3396                     |
| 17,75           | 729,041                                  | 0,4115                        | 0,3373                     |
| 17,80           | 735,145                                  | 0,4081                        | 0,3351                     |
| 17,85           | 741,280                                  | 0,4047                        | 0,3328                     |
| 17,90           | 747,448                                  | 0,4014                        | 0,3306                     |
| 17,95           | 753,648                                  | 0,3981                        | 0,3284                     |
| 18,00           | 759,886                                  | 0,3948                        | 0,3262                     |
| 18,05           | 766,158                                  | 0,3916                        | 0,3240                     |
| 18,10           | 772,461                                  | 0,3884                        | 0,3218                     |
| 18,15           | 778,798                                  | 0,3852                        | 0,3197                     |
| 18,20           | 785,166                                  | 0,3821                        | 0,3176                     |
| 18,25           | 791,569                                  | 0,3790                        | 0,3155                     |
| 18,30           | 798,012                                  | 0,3759                        | 0,3134                     |
| 18,35           | 804,487                                  | 0,3729                        | 0,3113                     |
| 18,40           | 810,995                                  | 0,3699                        | 0,3092                     |
| 18,45           | 817,537                                  | 0,3670                        | 0,3072                     |
| 18,50           | 824,112                                  | 0,3640                        | 0,3051                     |
| 18,55           | 830,721                                  | 0,3611                        | 0,3031                     |
| 18,60           | 837,370                                  | 0,3583                        | 0,3011                     |
| 18,65           | 844,053                                  | 0,3554                        | 0,2991                     |
| 18,70           | 850,771                                  | 0,3526                        | 0,2971                     |
| 18,75           | 857,521                                  | 0,3498                        | 0,2952                     |
| 18,80           | 864,304                                  | 0,3471                        | 0,2932                     |
| 18,85           | 871,122                                  | 0,3444                        | 0,2913                     |
| 18,90           | 877,981                                  | 0,3417                        | 0,2894                     |
| 18,95           | 884,873                                  | 0,3390                        | 0,2875                     |

# Literaturverzeichnis

- [1] Stellar and Solar X-Ray Polarimetry, R. Novick, in: Planets, Stars, Nebulae studied with photopolarimetry, T. Gehrels (ED), The Univ. of Arizona Press (1974).
- [2] A Study of Polarization-Direction Correlation of Successive Gamma-Ray Quanta, F. Metzger, M. Deutsch, Phys. Rev. 78 (1950) 551-558.
- [3] High-Energy Electromagnetic Processes in Condensed Media, M. L. Ter-Mikaelian, Wiley, New York, (1972).
- [4] Detection of monochromatic x-ray emission in the interaction of ultra-relativistic electrons with a diamond single crystal, S. A. Vorobiev, B. N. Kalinin, S. Pak and A. P. Potylitsin, JETP Lett. 41 (1985) 1-4.
- [5] Experimental observation of the linear polarization of parametric x-ray emission, Yu. N. Adischev, V. A. Verzilov, S. A. Vorobyev, A. P. Potylitsyn and S. R. Uglov, JETP Lett. 48 (1988) 342-346.
- [6] Polarization of Parametric X-Radiation, V. V. Morokhovskii, K. H. Schmidt, G. Buschhorn, J. Freudenberger, H. Genz, R. Kotthaus, A. Richter, M. Rzepka and P. M. Weinmann, Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 4389-4392.
- [7] Polarization properties of coherent polarization radiation of relativistic electrons in a crystal, D. Pugachov, G. Buschhorn, R. Kotthaus, V. L. Morokhovskii, J. They, Phys. Lett. A 286 (2001) 70-75.
- [8] Polarization properties of coherent polarization radiation of relativistic electrons in a crystal, D. Pugachov, Dissertation, Technische Universität München (2001).

- [9] Untersuchung der parametrischen Röntgenstrahlung am S-DALINAC: Spektrale Verteilung, Polarisation und Interferenz mit kohärenter Bremsstrahlung sowie Konstruktion, Bau und Test eines Strahlfängers, V. V. Morokhovskiy, Dissertation, Technische Universität Darmstadt, D17 (1998).
- [10] Theoretical notes on parametric X-ray radiation, H. Nitta, Nucl. Instr. and Meth. B 115 (1996) 401-404.
- [11] Parametric X-rays from ultrarelativistic electrons in a crystal: theory and possibilities of practical utilization, V. G. Baryshevsky and I. D. Feranchuk, J. Physique 44 (1983) 913-922.
- [12] Kinematical theory of parametric X-ray Radiation, H. Nitta, Phys. Lett. A 158 (1991) 270-274.
- [13] Parametric X-Rays, A. V. Shchagin and X. K. Maruyama, in: Accelerator-Based Atomic Physics Applications, American Institute of Physics Press, Woodbury, New York, (1997) 279-307.
- [14] Current status of parametric X-ray radiation research, A. V. Shchagin, Radiation Physics and Chemistry, Vol. 61, (2001) 283-291.
- [15] Novel radiation sources using relativistic electrons, P. Rullhusen, X. Artru, P. Dhez, World Scientific (1998).
- [16] Polarized angular distribution of parametric x-radiation and vacuum-ultraviolet transition radiation from relativistic electrons, R. B. Fiorito et al., Phys. Rev. E 51 (1995) 2759-2762.
- [17] Linear polarization of parametric X-rays, A. V. Shchagin, Phys. Lett. A 247 (1998) 27-36.
- [18] Parametric X-rays at the right angle to the particle beam, A. V. Shchagin, Phys. Lett. A 262 (1999) 383-388.
- [19] Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac, O. Klein, Y. Nishina, Z. Physik 52 (1929) 853-868.
- [20] A figure of merit for gamma-ray polarimeters, B. A. Logan, R. T. Jones and A. Ljubicic, Nucl. Instr. and Meth. 108 (1973) 603-604.

- [21] A compact Compton polarimeter utilizing silicon drift detectors, J. They, G. Buschhorn, R. Kotthaus, V. L. Morokhovskii, D. Pugachev, SPIE Vol. 4138 (1999) 193-202.
- [22] Two Compton polarimeter constructions for modern standard  $\gamma$ -spectroscopy, A. von der Werth, F. Becker, J. Eberth, S. Freund, U. Hermkens, T. Mylaeus, S. Skoda, H. G. Thomas, W. Teichert, Nucl. Instr. and Meth. A 357 (1995) 458-466.
- [23] High-resolution integrated Germanium Compton polarimeter for the  $\gamma$ -ray energy range 80 keV - 1 MeV, R. A. Sareen, W. Urban, A. R. Barnett and B. J. Varley, Rev. Sci. Instrum. 66 (1995) 3653-3661.
- [24] Application of a sectored Ge(Li) Detector as a Compton Polarimeter, J. Simpson, P. A. Butler, L. P. Ekström, Nucl. Instr. and Meth. 204 (1983) 463-469.
- [25] Construction and use of a three Ge(Li) Compton Polarimeter, P. A. Butler, P. E. Carr, L. L. Gadeken, A. N. James, P. J. Nolan, J. F. Sharpey-Schafer, P. J. Twin and D. A. Viggars, Nucl. Instr. and Meth. 108 (1973) 497-502.
- [26] A Compton polarimeter constructed with large Si(Li) scatterer and two Ge analysers, S. Ohya, H. Miura, K. Nishimura, N. Musturo and T. Aoki, Nucl. Instr. and Meth. A 276 (1989) 223-227.
- [27] A Compton polarimeter for synchrotron radiation in the X-ray energy range, F. Smend, D. Schaupp, H. Czerwinski, A. H. Millhouse and H. Schenk-Strauss, Nucl. Instr. and Meth. A 241 (1985) 290-294.
- [28] Silicon drift detectors for high resolution room temperature x-ray spectroscopy, P. Lechner et al. , Nucl. Instr. and Meth. A 377 (1996) 346-351.
- [29] Semiconductor drift chamber - an application of a novel charge transport scheme , E. Gatti and P. Rehak, Nucl. Instr. and Meth. 225 (1984) 608-614.
- [30] Electronics for the Physicist with Applications, C. F. G. Delaney, Ellis Horwood Limited, Chichester (1980).
- [31] [www.cxro.lbl.gov/optical\\_constants](http://www.cxro.lbl.gov/optical_constants)
- [32] Untersuchung der Linearpolarisation von Channelingstrahlung von 62 MeV Elektronen in Silizium, M. Rzepka, Dissertation, Technische Universität München (1994).

- [33] Monochromatic X-ray source for calibrating X-ray telescopes, V. Arkadiev, H. Bräuninger, W. Burkert, A. Bzhaumikhov, H. -E. Gorny, N. Langhoff, A. Oppitz, J. Rabe, Nucl. Instr. and Meth. A 455 (2000) 589-595.
- [34] Theory of X-ray diffraction in crystals, William H. Zachariasen, John Wiley and Sons, Inc. New York (1945).
- [35] Interference effect in coherent X-Radiation, V. B. Gavrikov, V. P. Linkhachev, V. A. Romanov, Nucl. Instr. and Meth. A 457 (2001) 411-414.
- [36] X-Ray Monochromators, T. Matsushita, H. Hashizume, in: Handbook on synchrotron radiation North Holland Publishing Company, Amsterdam (1983).
- [37] Classical Electrodynamics, J. D. Jackson, John Wiley and Sons Inc. , New York, Chicester, Brisbane, Toronto, Singapore (1975), 2. Aufl. , Kap. 15.
- [38] Theoretical description and experimental detection of the interference between parametric X-radiation and coherent Bremsstrahlung, V. V. Morokhovskii, J. Freudenberger, H. Genz, V. L. Morohovskii, A. Richter and J. P. F. Sellschop, Phys. Rev. B 61 (2000) 3347-3352.
- [39] Calculation of electron channeling radiation with a relativistic potential, A. W. Saenz, H. Überall und A. Nagl, Nucl. Phys. A 372 (1981) 90.
- [40] Measurement of the linear polarization of channeling radiation in silicon and diamond, M. Rzepka, G. Buschhorn, E. Diedrich, R. Kotthaus, W. Kufner, W. Rössl, K. H. Schmidt, P. Hoffmann-Stascheck, H. Genz, U. Nething, A. Richter, J. P. F. Sellschop, Phys. Rev. B 52 (1995) 771-777.
- [41] Parametric X-ray radiation by relativistic channeled particles, T. Ikeda, Y. Matsuda, H. Nitta, Y. H. Ohtsuki, Nucl. Instr. and Meth. B 115 (1996) 380-383.
- [42] Ritschig Gradstein Tafeln, Verlag H. Deutsch, Frankfurt/M. (1981).
- [43] Handbook of CHEMISTRY and PHYSICS, David R. Linde Ph. D., CRC Press, Raton, New York, Tokyo, Ausgabe 46 (1965).

# Danksagung

Zunächst sei Herrn Prof. Dr. G. Buschhorn gedankt, der mir die Gelegenheit gab, am Max-Planck-Institut für Physik in München zu forschen. Für die Hilfe bei der Durchführung der Arbeit danke ich Herrn Dr. R. Kotthaus.

Zudem spreche ich Herrn Prof. Dr. Dr. h. c. mult. A. Richter und den Mitgliedern seiner Arbeitsgruppe, Institut für Kernphysik, Technische Hochschule Darmstadt, meinen Dank aus: Am Beschleuniger S-DALINAC wurden die in dieser Arbeit ausgewerteten PXR-Messungen durchgeführt.

Ferner möchte ich mich bei den Mitarbeitern des HASYLABs am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg für die Ermöglichung der Kalibrierungsmessung bedanken.

In guter Erinnerung ist mir die Zeit, in der ich mit Herrn Dr. D. Pugachov das Büro teilte: Er erwies sich als ein angenehmer Kollege.

Mein besonderer Dank gilt den Menschen, auf die ich privat zählen konnte - allen voran meine Eltern, mit deren Unterstützung - sei sie nun finanzieller oder ideeller Art - ich jederzeit rechnen konnte.