
**Erzeugung linear polarisierter
Photonen für das
BGO-OD-Experiment**

Bachelorarbeit in Physik

von
Björn-Eric Reitz

angefertigt am
Physikalisches Institut der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

Juli 2013

1. Gutachter: **Prof. Dr. Hartmut Schmieden**
2. Gutachter: **PD Dr. Stefan Goertz**

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das BGO-OD-Experiment	2
3	Taggingsystem	4
4	Goniometersystem	5
4.1	Kristallhalterung	6
5	Bremsstrahlung	7
5.1	Allgemeine Kinematik	7
5.2	Inkohärente Bremsstrahlung	9
5.2.1	Wirkungsquerschnitt	9
5.3	Kohärente Bremsstrahlung	9
5.3.1	Kinematik beim kohärenten Bremsstrahlprozess	9
5.3.2	Wirkungsquerschnitt	10
6	Stonehenge-Technik	13
6.1	Definition der Winkel und -differenzen	13
6.2	Die Stonehenge-Technik	14
7	Kristallausrichtung zum Elektronstrahl	16
8	Untersuchung der Diamantstruktur mittels Röntgenstrahlung	19
9	Fazit und Ausblick	20
	Abbildungsverzeichnis	21
	Literatur	22
A	Bilder der Diamanthalterung	23
B	Stonehengeplots	24

Was einmal gedacht wurde, kann nicht mehr zurückgenommen werden.

Möbius in Friedrich Dürrenmatts „Die Physiker“

1 Einleitung

Die Teilchenphysik ist zu einem sehr stark beforschten Gebiet in der Physik geworden. Ihr Ziel ist es, die fundamentalsten Bausteine zu entdecken, welche die physikalischen Eigenschaften unserer Welt bestimmen. Dazu werden in technisch hoch komplexen Aufbauten Teilchen wie etwa Elektronen oder Protonen beschleunigt und anschließend auf ein Target geführt oder mit einem anderen Teilchenstrahl zur Kollision gebracht. Dadurch ist es möglich, Resonanzen anzuregen und so auf die Substruktur der Teilchen zu schließen. Die aus dem Zerfall der angeregten Zustände resultierenden Zerfallsprodukte oder Austauscheteilchen der Wechselwirkung, können dann mit Hilfe von Detektoren untersucht werden. Speziell beim BGO-OD-Experiment¹ in Bonn sollen mit Hilfe von Meson-Photoproduktion am Nukleon, Baryon-Resonanzen untersucht werden. Dazu werden aus dem vom Beschleuniger ELSA eingespeisten Elektronen, Photonen erzeugt, welche auf ein Nukleon Target geleitet werden, um dieses anzuregen. Die beim Abregungsvorgang entstehenden Zerfallsprodukte werden von verschiedenen Detektoren nachgewiesen und identifiziert.

Wie schon in der Atomphysik, besitzen auch diese Resonanzen gewisse Breiten. Allerdings kann man hier auf Grund ihrer Breite nicht mehr von „Linien“ reden. Zum Beispiel die Breite der Δ -Resonanz entspricht mit $\Delta m_\Delta \approx 117$ MeV schon $\approx 10\%$ von $m_\Delta \approx 1232$ MeV. Sind viele Resonanzen vorhanden, so kommt es zu Überlagerungen, was letztendlich dazu führt, dass wenig intensive Resonanzen nicht mehr voneinander zu trennen sind, und deshalb nicht oder nur schwer identifiziert werden können. Man spricht bei diesem Phänomen von Fehlenden-Resonanzen. Um verschiedene Resonanzzustände voneinander trennen zu können, ist die Messung von (Doppel-)Polarisationsvariablen unabdingbar. Für diese Art von Messungen werden beim BGO-OD-Experiment linear und zirkular polarisierte Photonen benötigt.

Diese Bachelorarbeit beschäftigt sich mit der Thematik der Erzeugung linear polarisierter Photonen. Da linear polarisierte Photonen durch kohärente Bremsstrahlung von Elektronen im Kristall entstehen, musste zunächst ein geeigneter Kristall beschafft werden. Zeitgleich wurde eine Halterung für diesen entwickelt, die einerseits sicherstellt, dass sich möglichst wenig Fremdmaterial im Strahlengang befindet, um inkohärente Beiträge im Bremsstrahlungsspektrum zu verringern. Die Gesamtkonstruktion wurde anschließend in ein Goniometersystem eingebaut, welches ermöglichen soll, dass der Kristall exakt ausgerichtet werden kann, da der Grad der Polarisation stark von der Orientierung des Kristalls zum Elektronenstrahl abhängt. Insbesondere ist eine Eichung der Kristallorientierung notwendig, da sichergestellt werden muss, dass die Kristallebenen relativ zum Elektronenstrahl richtig ausgerichtet sind. Dafür wurde die sogenannte Stonehenge-Technik verwendet.

Die Arbeit beginnt mit einem kurzen Überblick über das BGO-OD-Experiment in Kapitel 2. In Kapitel 3 wird die Vorrichtung zur Bestimmung der Photonenenergie kurz erklärt. Das darauf folgende Kapitel 4 beinhaltet die Funktionsweise sowie Eigenschaften des Goniometers. Des Weiteren wird die Radiatorhalterung für den Diamanten vorgestellt. Daraufhin wird in Kapitel 5 die Theorie von inkohärenter und kohärenter Bremsstrahlung behandelt. Kapitel 6 erläutert die Idee und das Konzept der Stonehenge-Technik, welche in Kapitel 7 ihre Anwendung findet, um den Kristall relativ zum Elektron-Strahl auszurichten. Des Weiteren werden in diesem Kapitel die Messergebnisse analysiert und diskutiert. Kapitel 8 befasst sich darüber hinaus noch mit der Untersuchung der Kristallstruktur durch Röntgenbeugung. Den Abschluss dieser Arbeit bildet das Fazit in Kapitel 9.

¹BGO steht dabei für das Szintillatormaterial $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ im Hauptdetektor, OD resultiert aus der Verwendung eines offenen Dipolmagneten.

2 Das BGO-OD-Experiment

Das Ziel des BGO-OD-Experiments ist es, die Nukleonstruktur mittels Meson-Photoproduktion zu untersuchen. Um dies zu bewerkstelligen, werden Elektronen aus der Strecher-Anlage ELSA dazu benutzt, mittels Bremsstrahlung reelle Photonen zu erzeugen, welche dann auf ein flüssiges Wasserstoff- oder Deuterium-Target treffen. Welches Target verwendet wird, hängt davon ab, ob man Protonen (Wasserstoff) oder Neutronen (Deuterium) untersuchen möchte. Es ist möglich, mittels kohärenter Bremsstrahlung oder Möller-Streuung, polarisierte Photonen bestimmter Polarisationsrichtungen zu erzeugen. Dadurch ist es möglich, Polarisationsobservablen zu messen, welche für die Bestimmung der Reaktionsmechanismen sowie der Identifizierung der verschiedenen Resonanzen notwendig sind. Die Teilchen welche in der Strahl-Target-Wechselwirkung erzeugt werden, können mit einer Vielzahl von Detektoren nachgewiesen werden. Der BGO-Ball bildet dabei die zentrale Detektoreinheit und wird von dem Vorwärtsspektrometer ergänzt. Der Gesamtaufbau des Experiments ist in Abbildung 2.1 zu sehen.

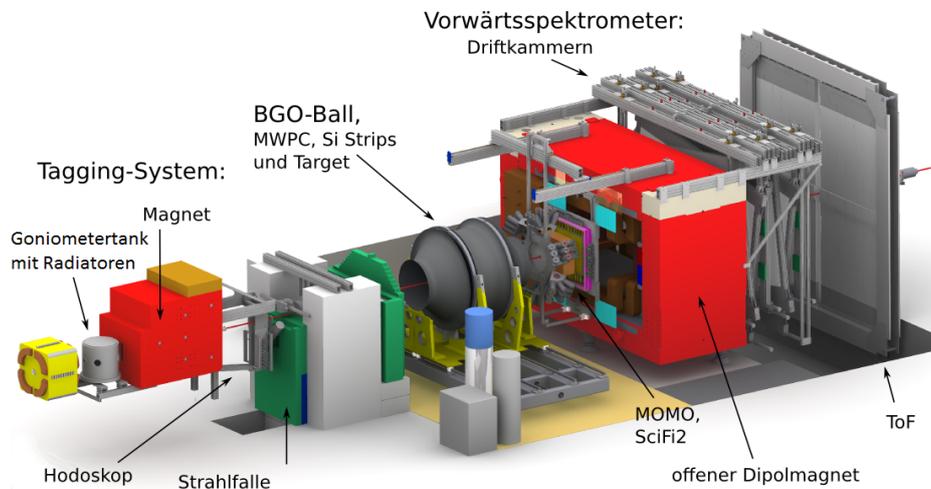


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau des BGO-OD-Experiments. Der Elektronenstrahl von ELSA trifft von unten links in den Versuchsaufbau ein.

Zunächst wird mittels des Elektronenstrahls von ELSA ein Photonstrahl erzeugt. Dies geschieht durch Bremsstrahlung der Elektronen an unterschiedlichen Radiatoren, welche sich auf einem Goniometer in einer Vakuumkammer befinden. Das Vakuum ist wichtig, um so Wechselwirkung der Elektronen mit der Luft zu verhindern. Es würde sonst zu Vielfachstreuung kommen, welche zum einen die Breite des Elektronenstrahls erhöht, zum anderen die Energie der Elektronen verringert. Dies würde in einer falschen Energiezuordnung resultieren. Abhängig von der Art des verwendeten Radiators, besitzen die Photonen eine bestimmte Polarisation. Unpolarisierte Photonen entstehen bei der Streuung des unpolarisierten Elektronenstrahls an einem amorphen Radiator, was hier einer Kupferplatte entspricht. Auf Grund von Helizitätserhaltung muss man, damit zirkular polarisierte Photonen erzeugt werden, einen longitudinalen Elektronenstrahl an einem amorphen Radiator streuen. Zur Erzeugung von linear polarisierten Photonen werden unpolarisierte Elektronen an einem Kristall gestreut.

Hinter dem Goniometertank befindet sich die Photonenmarkierungsanlage, kurz Tagger², welche dazu verwendet wird, die Energie der an Bremsstrahlprozessen teilgenommenen Elektronen zu bestimmen, wodurch auf die Photonenergie zurückgeschlossen werden kann. Die Elektronen der Bremsstrahlprozesse werden dazu durch einen Dipolmagneten abgelenkt und treffen entsprechend ihres Impulses auf einen der Taggerkanäle (siehe Kapitel 3). Der unabgelenkte Photonstrahl gelangt nun in den BGO-Ball, in dem sich das Target, MWPC³ Spur-Detektoren sowie Si-Strips befinden. Der BGO-Ball besteht aus 480 BGO Szintillationskristallen, welche fast den kompletten Raumwinkelbereich abdecken ($0.9 - 4\pi$). Vor dem offenen Dipolmagneten befinden sich die aus szintillierenden Fasern aufgebauten Detektoren MOMO⁴ und SciFi2⁵. Der offene Dipolmagnet wird dazu

²aus dem engl.: to tag = markieren

³engl. Multi-wire proportional chamber

⁴engl. Monitor of Mesonic Observables

⁵engl. Scintillating Fibers

verwendet, die geladenen Teilchen, die aus der Wechselwirkung mit dem Target stammen, abzulenken. Damit eine Rekonstruktion der Flugbahn der Teilchen möglich ist, werden die Detektoren vor und hinter dem offenen Dipolmagneten verwendet. Hinter dem Magneten werden dazu acht Driftkammern verwendet. Das Ende des Experiments bilden die wichtigen Time-of-Flight Detektoren, die zum einen die Flugzeit der Teilchen bestimmen als auch deren Auftreffort. Dazu wurden lange Szintillationszähler verwendet, welche, um einen großen Bereich abzudecken, zu einer Wand angeordnet wurden. Vertiefende Informationen zum BGO-OD-Experiment finden sich in [So13].

3 Taggingsystem

Um die Energie der Photonen zu bestimmen, wird mit der Energie der Elektronen gearbeitet. Für die Beziehung zwischen den Energien beim Bremsstrahlprozess gilt:

$$E_0 = E + E_\gamma \quad (3.1)$$

$$\implies E_\gamma = E_0 - E \quad (3.2)$$

Die Ausgangsenergie der Elektronen E_0 ist durch den Beschleuniger gegeben. Die Energie nach dem ein reelles Photon emittiert wurde, wird mit Hilfe des Taggers bestimmt. Eine schematische Darstellung des Taggingprinzips ist in Abbildung 3.1 zu sehen.

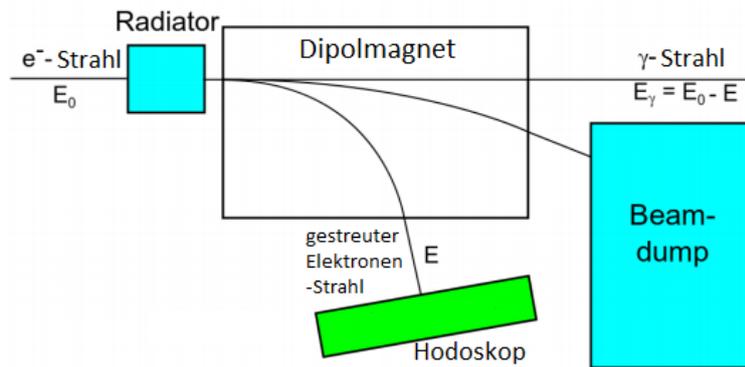


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau eines Taggers.

Elektronen, die von links einlaufen, verlieren einen Teil ihrer Energie bei der Erzeugung eines Photons im Radiator. Anschließend durchlaufen sie das Magnetfeld eines Dipolmagneten. Da für den Impuls $p_e = e \cdot B \cdot r$ gilt, werden die Elektronen entsprechend ihrer Energie unterschiedlich abgelenkt. Sie treffen anschließend auf ein Hodoskop, in dem ihre Position detektiert und damit der zugehörige Radius bestimmt wird. Der Teil des Primärstrahls, welcher keine Wechselwirkung im Radiator erfahren hat, wird in einer Strahlfalle neutralisiert, damit keine Beeinflussung anderer Bauteile des Experiments stattfinden kann. Mittels des Impulses kann dann die Energie des Elektrons nach der Streuung E bestimmt werden. Damit ist dann auch die Photonenergie E_γ bekannt.

Optimal ist es, wenn sich das Hodoskop in der Fokalebene des Magneten befindet. Beim BGO-OD Experiment wurde das Hodoskop auf Grund von Platzmangel allerdings in zwei Teile aufgeteilt. Zum einen in einen Teil der gestreute Elektronen mit Energien bis zu $E \approx 0.32 \cdot E_0$ nachweisen soll und sich in der Fokalebene des Dipolmagneten befindet, zum anderen in einen vertikalen Teil, der für die höheren Energien der Elektronen zuständig ist. Eine schematische Anordnung der Szintillatoren relativ zum Dipolmagneten kann Abbildung 3.2 entnommen werden. Das Hodoskop besteht aus 120 Szintillatoren.

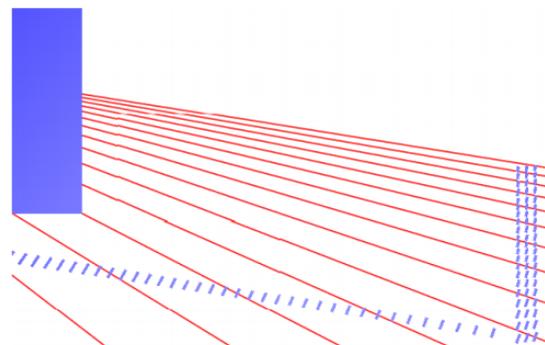


Abbildung 3.2: Position der Tagger-Szintillatoren relativ zum Dipolmagneten (blaues Rechteck). Die roten Linien entsprechen simulierten Flugbahnen von Elektronen im Abstand von 200 MeV. Bild aus [Si10]

4 Goniometersystem

Das Goniometersystem wird verwendet, um unterschiedliche Arten von Radiatoren, wie etwa Metallplatten, -drähte oder einen Kristall, in den Strahl zu bewegen. Das Goniometer des BGO-OD Experiments besteht aus zwei Tischen für Translationsbewegungen in x- und y-Richtung des Laborsystems sowie 3 Tischen für Rotationen um alle drei Raumachsen. Abbildung 4.1 zeigt das Goniometer bestehend aus Modulen der Firma Newport [New].

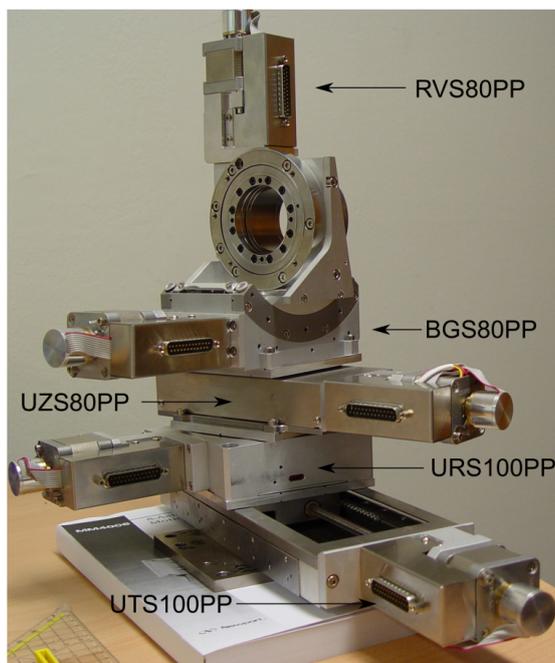


Abbildung 4.1: Aufbau des Goniometers aus Modulen der Firma Newport [New]. Bild aus [Be11].

Technische Spezifikationen der Tische sind auf der Herstellerseite zu finden. Sämtliche amorphe Radiatoren befinden sich eingespannt in Löchern auf einer Metallplatte, welche auf dem Goniometer befestigt wird. Abbildung 4.2 zeigt ein Foto der Radiatorplatte. Das Loch in der Mitte dient dazu, den Strahl ungehindert passieren zu lassen, da der Kristall auf der anderen Seite des Azimutaltisches RVS80PP angebracht ist. Desweiteren befinden sich auf der Radiatorplatte Stahldrähte, welche dazu verwendet werden, das Strahlprofil zu untersuchen.



Abbildung 4.2: Radiatorscheibe mit verschiedenen Radiatoren und Werkzeug zur Untersuchung des Strahlprofils.

Dazu werden die Drähte horizontal oder vertikal durch den Strahl bewegt und die Bremsstrahl-Elektronen

detektiert. Da die Menge an Elektronen in der Mitte des Strahles größer ist als am Rand, verändert sich auch die Rate an Bremsstrahl-Elektronen und lässt somit einen Rückschluss auf das Strahl-Profil zu.

4.1 Kristallhalterung

Um den Kristall relativ zum Strahl orientieren zu können, musste eine Halterung entwickelt werden. Dabei musste zusätzlich gewährleistet werden, dass sich möglichst wenig Material im Strahl befindet, um so inkohärente Bremsstrahlungsbeiträge zu vermeiden. Hierzu wurde, wie schon am MAMI⁶ in Mainz oder beim CB⁷-Experiment an ELSA, der Kristall auf eine dünne Kaptonfolie geklebt. Die verwendete Kaptonfolie mit einer Dicke von (0.052 ± 0.003) mm bedeutet wenig Material im Strahl und gewährleistet dennoch hohe Stabilität und Robustheit.

Abbildung 4.3 zeigt dabei die von mir mit Autodesk Inventor[Au13] gestalteten Bauteile, welche die Halterung bilden.

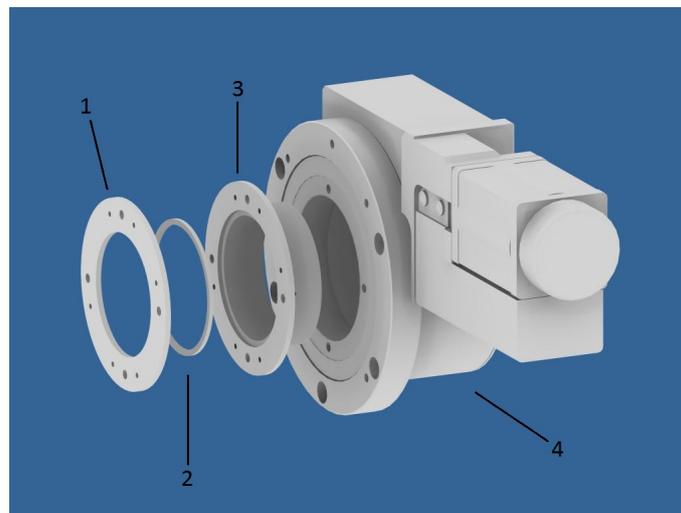


Abbildung 4.3: Aus Aluminium gefertigte Halterungskonstruktion für den Diamant. Für die Erläuterung der verschiedenen Bauteile siehe Text.

Zunächst wurde Kaptonfolie der Dicke (0.052 ± 0.003) mm auf einen Ring (2) mittels *UHU Endfest 300* aufgeklebt. Dabei ist darauf zu achten, dass die Folie keine Wellen wirft. Der Ring wird in den Hauptteil der Halterung (3) eingesetzt und mittels Schrauben mit der Ringplatte (1) fixiert. Die Gesamthalterung bestehend aus den Bauteilen 1-3 kann nun auf bzw. teilweise in dem Azimutaltisch (4) angebracht werden. Der Zylinder an Bauteil 3 dient zur Fixierung der Gesamthalterung innerhalb des Azimutaltisches, um so eine Eigenbewegung der Halterung zu verhindern. In Abbildung A.1 im Anhang ist die fertig zusammengebaute Halterung inklusive Diamant sowie in Abbildung A.2 deren Einbau im Goniometer zu sehen.

⁶MAinzer MIkrotron

⁷Crystal Barrel

5 Bremsstrahlung

Wie schon in Abschnitt 2 erwähnt, werden unterschiedlich polarisierte Photonenstrahlen benutzt, um auf die Polarisationsobservablen zurückzuschließen. Die Erzeugung der Photonen geschieht auf Grund von Bremsstrahlungseffekten an einem amorphen bzw. kristallinen Radiator. Je nach dem spricht man von inkohärenter oder kohärenter Bremsstrahlung. Im Folgenden werden die physikalischen Hintergründe für diese unterschiedlichen Klassifizierungen geliefert.

5.1 Allgemeine Kinematik

Eine Möglichkeit, wie Elektronen beim Durchgang durch Materie Energie verlieren können, ist Bremsstrahlung, welche aus der Wechselwirkung des Elektrons mit dem Coulombfeld eines Atomkerns oder Hüllenelektrons resultiert.



Das Elektron wird bei diesem Prozess negativ beschleunigt und emittiert dabei ein oder mehrere reelle Photonen. Aus der Erhaltung des Viererimpulses folgt, dass der Streupartner einen gewissen Rückstoßimpuls erhält:

$$E_0 = T + E + k \quad (5.2)$$

$$\vec{p}_0 = \vec{q} + \vec{k} + \vec{p}. \quad (5.3)$$

Dabei sind:

E_0, \vec{p}_0 : Energie sowie Impuls des einlaufenden Elektrons

E, \vec{p} : Energie sowie Impuls des auslaufenden Elektrons

k, \vec{k} : Energie und Impuls des Bremsstrahlphotons

T, \vec{q} : Rückstoßenergie sowie -impuls des Streupartners.

Im Folgenden kann die kinetische Energie des Rückstoßes vernachlässigt werden, da diese für die von uns betrachteten Größenordnungen der Impulse klein gegen die Ruheenergie des Kerns ist. Da der Bremsstrahlprozess Rotationssymmetrie aufweist, bietet sich an, diesen nach longitudinalen und transversalen Komponenten getrennt zu betrachten. Die Orientierung der Komponenten ist in Abbildung 5.1 schematisch dargestellt.

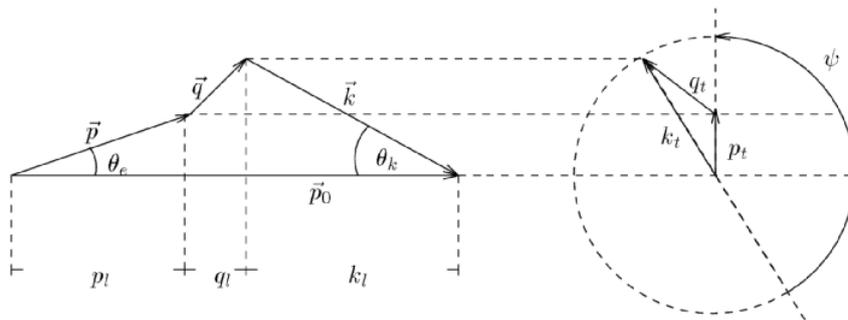


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung der Kinematik beim Bremsstrahlungsprozess, aufgeteilt in longitudinale (l) und transversale (t) Komponenten bezüglich der Richtung des einlaufenden Elektrons. Bild aus [Tim69].

Aus geometrischen Beziehungen folgt:

$$q_l = p_0 - p \cos \theta_e - k \cos \theta_k \quad (5.4)$$

Nimmt man vereinfachend an, dass das Photon in Richtung des Elektrons emittiert wird, so verschwindet die transversale Komponente sowie die Winkel θ_e und θ_k und die longitudinale Komponente des Impulses wird minimal (meist mit δ bezeichnet):

$$q_l^{min} = p_0 - p - k \equiv \delta \quad (5.5)$$

Da mit Primärenergien von wenigen GeV gearbeitet wird, ist die Näherung

$$p = \sqrt{E^2 - 1} = E - \frac{1}{2}E \quad (5.6)$$

gerechtfertigt, und führt zusammen mit der relativen Photonenergie

$$x = \frac{k}{E_0} \quad (5.7)$$

zu

$$\delta = \frac{1}{2E_0} \frac{x}{1-x}. \quad (5.8)$$

Ist also die Primärenergie konstant, so nimmt bei steigender Photonenergie auch der longitudinale Impulsübertrag zu. Dennoch ist δ verglichen mit den anderen Impulsen klein. Für $E_0 = 2 \cdot 10^3$ und $x = 0.3$ erhält man $\delta = 1.07 \cdot 10^{-4}$ im Vergleich zu $p_0 = 2 \cdot 10^3$ [Tim69].

Ersetzt man den Photonenwinkel durch den charakteristischen Winkel⁸ $\theta_c = \frac{m_e}{E_0}$ der Bremsstrahlung, so ergibt sich eine Näherung für den maximalen Impulsübertrag:

$$q_t^{max} \approx \frac{1}{E_0} \frac{x}{1-x} = 2\delta. \quad (5.9)$$

Ähnliche Überlegungen können für die transversale Komponente verwendet werden, sodass man insgesamt auf einen kinematisch erlaubten Bereich von

$$\delta \leq q_l \lesssim 2\delta \quad (5.10)$$

$$0 \leq q_t \lesssim 2x \quad (5.11)$$

kommt. Eine genauere Herleitung findet sich in [Tim69], welche letztendlich folgende Grenzen festlegt:

$$\delta + \frac{q_t^{max2}}{2E_0} \leq q_l \lesssim \frac{\delta}{x} \quad (5.12)$$

$$0 \leq q_t \lesssim 1. \quad (5.13)$$

Wichtig ist der Fakt, dass es wie bei der einfachen Näherung eine scharfe untere Grenze gibt. Der insgesamt gültige Bereich wurde auf Grund seiner Form von [Ü56] als *pancake*⁹ bezeichnet. Abbildung 5.2 zeigt diesen kinematisch erlaubten Bereich sowohl für die Näherung als auch für den exakten Fall.

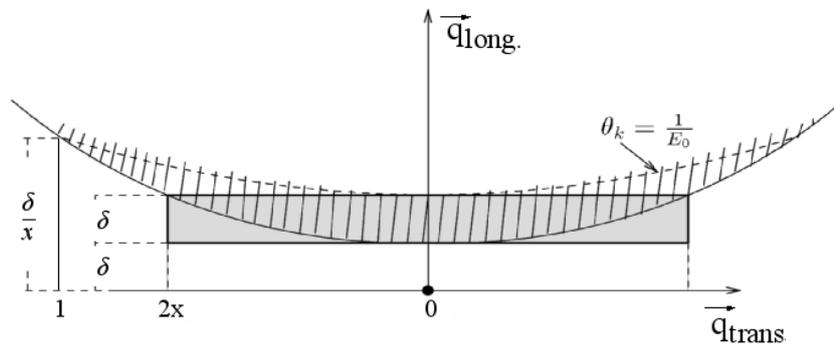


Abbildung 5.2: Der kinematisch erlaubte Bereich des Impulsübertrags. Der Bereich der sich durch die Näherung ergibt ist grau gefüllt, der der exakten Rechnung schraffiert dargestellt. Da $q_l \ll q_t$ ist die q_t -Achse gestaucht dargestellt. Aus [Tim69].

⁸Der Winkel entspricht dem Öffnungswinkel eines Kegels um die Impulsrichtung der Primärelektronen, in dem die Hälfte der Bremsstrahlungspotonen emittiert wird.

⁹engl. für Pfannekuchen

5.2 Inkohärente Bremsstrahlung

Die Inkohärente Bremsstrahlung kommt dadurch zustande, dass in einem amorphen Radiator die Streupartner isotrop verteilt sind, und somit keine Ebene zwischen einlaufendem Elektron und emittiertem Photon ausgezeichnet ist. Daraus resultiert, dass die elektrischen Feldvektoren der Photonen ebenfalls beliebig orientiert sind, was nichts anderes bedeutet, als dass keine Netto-Polarisation existiert. Inkohärente Bremsstrahlung tritt auch in Kristallen auf wie in Abschnitt 5.3.2 gesondert erläutert wird.

5.2.1 Wirkungsquerschnitt

Allgemein ist der Wirkungsquerschnitt eines Streuprozesses gegeben als:

$$\sigma = \frac{|M_{if}|}{\text{Zeit} \cdot \text{Teilchenfluß}}. \quad (5.14)$$

$|M_{if}|$ bezeichnet dabei das Matrixelement, das die Wahrscheinlichkeit für einen Streuvorgang angibt. Nimmt man das Atom als Punktladung an, das heißt es ist im Impulsraum gegeben durch die Fouriertransformierte des Coulombpotentials

$$V(\vec{q}) = -\frac{4 \cdot \pi \cdot Z \cdot e}{\vec{q}^2}, \quad (5.15)$$

so erhält man in der Born'schen Näherung¹⁰,

$$d\sigma \propto |V(\vec{q})|^2 \propto \frac{1}{|\vec{q}|^4}. \quad (5.16)$$

Das bedeutet also, dass je kleiner \vec{q} , also der Rückstoßimpuls des Kerns ist, desto größer ist der Beitrag zum Bremsstrahlungsquerschnitt. Führt man eine genaue Rechnung, wie etwa in [Hei54] durch, so führt dies zunächst auf den Bethe-Heitler-Wirkungsquerschnitt. Da nur der Energieverlauf betrachtet werden soll, führt eine Integration über alle Emissionswinkel der Elektronen sowie des Photonwinkels θ_k auf die Spektralverteilung der Bremsstrahlung [Lan86]:

$$d\sigma_{B.H.} = 4Z^2\alpha a_0 \frac{dk}{k} \frac{E}{E_0} \left[\frac{E_0}{E} + \frac{E}{E_0} - \frac{2}{3} \right] \left[\ln \left(\frac{2E_0 E}{k} \right) - \frac{1}{2} \right]. \quad (5.17)$$

Man erkennt in erster Näherung eine $1/k = 1/E_\gamma$ Abhängigkeit des Spektrums.

5.3 Kohärente Bremsstrahlung

Kohärente Bremsstrahlung kann durch die Verwendung von Radiatoren, welche eine Kristallstruktur aufweisen, sprich eine periodische Anordnung der Streupartner besitzen, erzeugt werden. Durch diese periodische Struktur können die Bremsstrahlungsbeiträge der einzelnen Streupartner konstruktiv miteinander interferieren. Die grundlegenden kinematischen Beziehungen sind die gleichen wie in Abschnitt 5.1, lediglich wird durch die starre Kristallstruktur der Impuls des Elektrons auf mehr als einen Streupartner verteilt. Daher stammt auch die Bezeichnung „kohärent“. Welche Auswirkungen das auf den Wirkungsquerschnitt besitzt, wird im Folgenden erläutert.

5.3.1 Kinematik beim kohärenten Bremsstrahlprozess

Zunächst ist es für die Betrachtung des Impulsübertrags sinnvoll, vom eigentlichen Kristallgitter auf das reziproke Gitter als Koordinatensystem zu wechseln. Ein reziproker Gittervektor beschreibt dabei eine Gruppe von parallelen Ebenen im Ortsraum. Die einzelnen Komponenten dieses Vektors sind durch die Miller'schen Indizes gegeben [Kit06].

Damit es zur Aufnahme des Impulses der Elektronen vom Kristall kommen kann, muss die Laue-Bragg-Bedingung

$$\vec{q} = n \cdot \vec{g} \quad (5.18)$$

¹⁰für extrem relativistische Elektronen gilt $Z \cdot \alpha \ll 1$ mit der Feinstrukturkonstante α .

erfüllt werden. Sie sagt aus, dass nur jene Impulsüberträge \vec{q} vom Kristall aufgenommen werden können, die einem ganzzahligen Vielfachen n eines reziproken Gittervektors \vec{g} entsprechen. Aus Gleichung 5.16 folgte, dass kleinere Impulsüberträge, welche durch niedrige Millersche Indizes dargestellt werden, bevorzugt am Bremsstrahlprozess teilnehmen. Wie schon im inkohärenten Fall, muss sich der Impulsübertrag innerhalb des Wertebereiches des pancake (Abbildung 5.2) befinden. Des Weiteren kann eine geeignete Orientierung des Kristalls dazu verwendet werden, die Anzahl an reziproken Gittervektoren, welche sich innerhalb des pancake befinden weiter zu verringern. Durch die Auswahl der diskreten Rückstoßimpulse, werden auch die Streuebenen zwischen dem Impulsvektor von Elektron und Photon festgelegt, und somit der elektrische Feldvektor des Photons fest definiert. Dies resultiert in einer linearen Polarisierung des Photonstrahls.

5.3.2 Wirkungsquerschnitt

Zum einen sind Kristalle nicht immer perfekt aufgebaut, sprich sie weisen Defekte in der Gitterstruktur auf. Zum anderen üben die einzelnen Gitteratome thermische Bewegungen aus. Diese thermischen Bewegungen sind allerdings nicht gleich gerichtet. Solche Effekte ermöglichen in einem Kristall den Prozess der inkohärenten Bremsstrahlung. Betrachtet man nun also den Wirkungsquerschnitt, so muss sich dieser aus einem kohärenten als auch inkohärenten Beitrag zusammensetzen:

$$d\sigma_{Kristall} = d\sigma_{koh.} + d\sigma_{inkoh.} \quad (5.19)$$

Wie die verschiedenen Beiträge zustande kommen, wird im Folgenden erläutert.

Der Debye-Waller Faktor

Die thermische Bewegung sorgt dafür, dass der Impulsübertrag auf das Gitter verringert wird. Dadurch wird allerdings auch der Beitrag zum kohärenten Spektrum kleiner. Der Debye-Waller Faktor ist ein Maß dafür, wie groß dieser Effekt ist. Er ist gegeben durch die Funktion

$$f(q^2) = e^{-A(T)q^2}. \quad (5.20)$$

Dabei beschreibt die Funktion A , welche von der Temperatur T abhängig ist, die mittlere thermische Auslenkung der Atome. Sie ist definiert durch

$$A(T) = \frac{3m_e^2 c^2}{4Mk_B\Theta} \left[1 + 4 \cdot \frac{T}{\Theta} \cdot \psi\left(\frac{\Theta}{T}\right) \right], \quad (5.21)$$

mit der Masse eines Atoms M , der Masse eines Elektrons m_e , der Boltzmann-Konstante k_B sowie der Debye-Temperatur des Kristalls Θ . Des Weiteren beinhaltet sie die Debye-Funktion, welche durch

$$\psi\left(\frac{\Theta}{T}\right) = \frac{T}{\Theta} \int_0^{\frac{\Theta}{T}} \frac{T' dT'}{e^{T'} - 1} \quad (5.22)$$

gegeben ist. Je größer die Temperatur wird, desto kleiner wird der Debye-Waller Faktor, da $A(T)$ zunimmt. Möchte man nun also den Beitrag zum kohärenten Wirkungsquerschnitt erhöhen, so ist es sinnvoll Kristalle mit hohen Debye-Temperaturen zu verwenden. Dies ist auch der ausschlaggebende Grund, warum im Rahmen der Bachelorarbeit, beziehungsweise des BGO-OD Experiments, ein Diamant zur Erzeugung der linear polarisierten Photonen verwendet wird. Er ist auf Grund seiner Debye-Temperatur von $\Theta = 2230\text{K}$ im Gegensatz zu etwa Beryllium ($\Theta = 1160\text{K}$) oder Silizium ($\Theta = 640\text{K}$) wesentlich besser geeignet. Die verbliebenen $(1 - f)$ Atome hingegen tragen zum inkohärenten Beitrag im Wirkungsquerschnitt bei.

Der Diffraktionsfaktor

Anders als beim inkohärenten Fall tragen beim kohärenten mehrere Atome (N) beim Bremsstrahlprozess bei. Deshalb muss das Coulomb-Potential durch das Gitterpotential ersetzt werden. Die Amplitude der ein- bzw. auslaufenden Welle, sprich dem Teilchen, erhält man durch Summation der Beiträge der einzelnen Streuzentren. Der differentielle Wirkungsquerschnitt ergibt sich dann als Betragsquadrat der so erhaltenen Amplitude zu:

$$d\sigma_N(\vec{q}) = D(\vec{q}) \cdot d\sigma(\vec{q}). \quad (5.23)$$

Er entspricht also dem Bethe-Heitler-Wirkungsquerschnitt für den Prozess an einem Streuzentrum multipliziert mit einem Faktor $D(\vec{q})$. Bei dem Faktor handelt es sich um den sogenannten Diffraktionsfaktor. Für einen Kristall als Radiator ist der Diffraktionsfaktor gegeben durch [Tim69]:

$$D(\vec{q}) = \left(\frac{2\pi}{a}\right) \sum_{h_{kl}} \prod_{k=1}^3 N_k \cdot \delta\left(q_k - \frac{2\pi h_{kl}}{a}\right), \quad (5.24)$$

mit der Gitterkonstanten a . Die Delta-Funktion sorgt auch beim Diffraktions-Faktor dafür, dass nur Impulsüberträge q_k beitragen, welche einem reziproken Gittervektor entsprechen.

Der Strukturfaktor

Der Strukturfaktor $S(\vec{g})$ beschreibt den Einfluss destruktiver Interferenz der emittierten Wellen verschiedener Streuzentren auf Grund der Kristallstruktur. Nach [Tim69] ist dieser in Diamant für einen reziproken Gittervektor $\vec{g} = h\vec{b}_1 + k\vec{b}_2 + l\vec{b}_3$ gegeben durch:

$$\begin{aligned} |S(\vec{g})|^2 &= 64, \text{ für den Fall das } h,k,l \text{ gerade und } (h+k+l) \text{ durch 4 teilbar} \\ |S(\vec{g})|^2 &= 32, \text{ wenn } h,k,l \text{ ungerade} \\ |S(\vec{g})|^2 &= 0, \text{ sonst} \end{aligned}$$

Die einzelnen Punkte des Gitters müssen mit dem Strukturfaktor gewichtet werden, sodass man für einen Diamanten (8-atomige Basis) als Kristall folgenden Beitrag zum differentiellen Wirkungsquerschnitt erhält:

$$d\sigma_N(\vec{q}) = \left(\frac{2\pi}{a}\right) \frac{N}{8} \left[\sum_{\vec{g}_v} |S(\vec{g})|^2 \cdot \delta(\vec{q} - \vec{g}_v) \right] \cdot d\sigma(\vec{q}), \quad (5.25)$$

mit dem reziproken Gittervektor \vec{g}_v .

Insgesamt erhält man, unter Berücksichtigung der einzelnen Faktoren, für den differentiellen Wirkungsquerschnitt an einem Diamanten:

$$d\sigma_{Kristall} = [D(\vec{q}) f(q^2) + (1 - f(q^2)) N] d\sigma_{B.H.} \quad (5.26)$$

In Abbildung 5.3 sieht man den Wirkungsquerschnitt für Bremsstrahlung an einem amorphen Radiator (blau) und an einem Diamantkristall (schwarz) im Vergleich. Deutlich sichtbar ist der $1/E_\gamma$ -Verlauf des inkohärenten Prozesses, welcher auch dem Diamantspektrum überlagert ist. Zusätzlich sieht man allerdings beim Diamantspektrum Überhöhungen welche von den kohärent erzeugten Photonen stammen. Wird das Diamantspektrum auf das inkohärente Spektrum normiert, so ist nur noch der kohärente Anteil des Wirkungsquerschnittes sichtbar (roter Verlauf). Der scharfe Abfall der kohärenten Überhöhungen ergibt sich, wenn Gittervektoren an der unteren Grenze des pancakes, also aus dem kinematisch erlaubten Bereich (vgl Formel 5.12 und 5.13) fallen. Die für die Herleitung des Wirkungsquerschnitts verwendeten Formeln beinhalten einige Vereinfachungen. Abbildung 5.4 zeigt den Verlauf des Wirkungsquerschnitts unter Berücksichtigung experimenteller Faktoren. Durch Vielfachstreuung der Elektronen im Radiator oder Divergenz des Elektronstrahls verwischen die kohärenten Überhöhungen. Je größer die Photonenenergie ist, desto breiter und weniger ausgeprägt werden die kohärenten Überhöhungen, sodass eine Zuordnung möglich ist, um welchen Gittervektor es sich handelt. Dies liefert einen wichtigen Aspekt zur Verwendung der im nächsten Abschnitt erläuterten Stonehenge-Technik

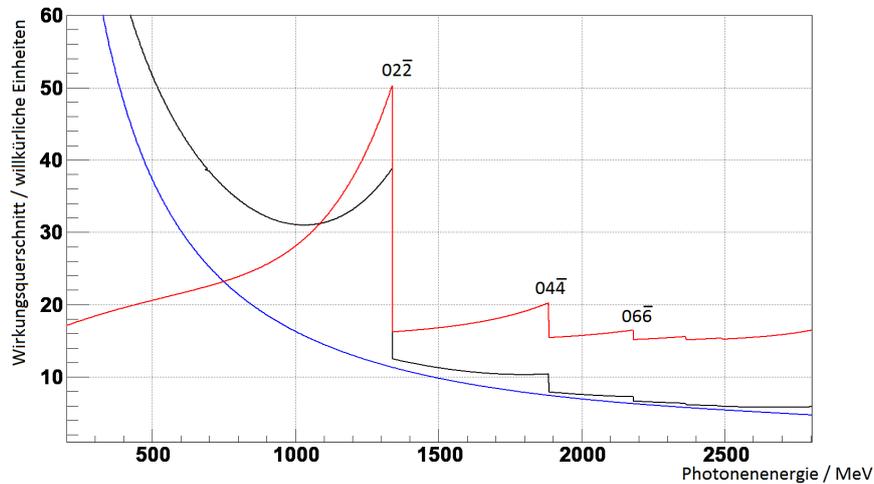


Abbildung 5.3: Wirkungsquerschnitte in willkürlichen Einheiten für Bremsstrahlung an einem amorphen Radiator (blau) und an einem Diamantkristall (schwarz). Die rote Linie entspricht dabei dem kohärenten Anteil des Wirkungsquerschnitts beim Diamanten.

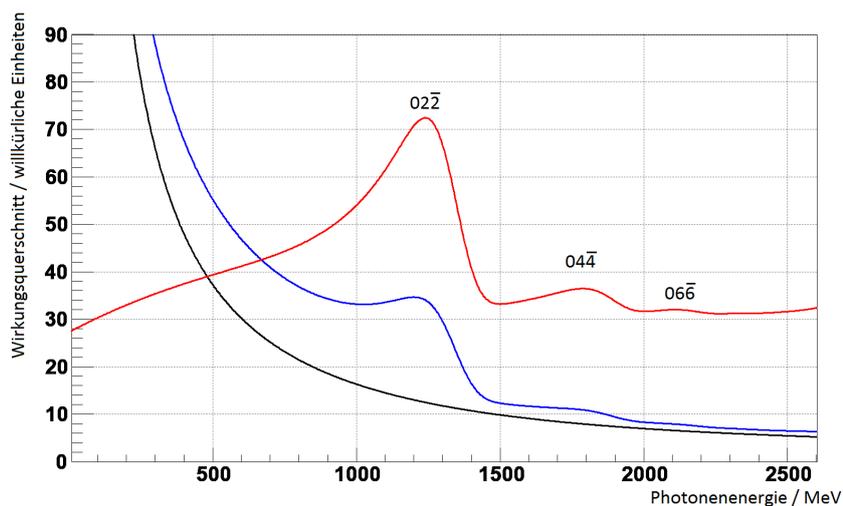


Abbildung 5.4: Mit experimentellen Einflüssen korrigierte Wirkungsquerschnitte in willkürlichen Einheiten für Bremsstrahlung an einem amorphen Radiator (blau) und an einem Diamantkristall (schwarz). Die rote Linie entspricht dabei dem kohärenten Anteil des Wirkungsquerschnitts beim Diamanten.

6 Stonehenge-Technik

Die Stonehenge-Technik ist eine Methode zur Eichung der Kristallorientierung. Da die Kristallachsen des Diamanten in der Halterung nicht genau positioniert werden können, existieren Winkeldifferenzen zwischen diesen und den Goniometerachsen. Des Weiteren kommt es aufgrund geringer Veränderungen der Lage des Elektronstrahls aus dem Beschleuniger zu Winkeldifferenzen zwischen diesem und der Goniometerachsen. Die Winkeldifferenzen zwischen Goniometer und Kristall müssen, sofern der Diamant nicht wieder ausgebaut wird, nur einmal bestimmt werden. Für die Winkeldifferenz zwischen Elektronstrahl und Goniometer könnten erneute Messungen möglich sein, je nachdem wie stabil die Lage des Strahls ist. Im Folgenden wird zunächst die Definition der verschiedenen Winkel erläutert und anschließend die Vorgehensweise der Stonehenge-Technik für einen in der Ebene [100] geschnittenen Diamanten erklärt.

6.1 Definition der Winkel und -differenzen

Wie in Abbildung 6.1 zu sehen, ist der Diamant auf dem Goniometer (weißer Kreis) befestigt. Das Goniometer hat wie in Abschnitt 4 die Möglichkeit azimuthal um den Winkel ϕ zu rotieren. Des Weiteren ist eine Rotation um die Winkel θ_h und θ_v notwendig. Das Goniometer wird zum Koordinatensystem des Laborsystems aufgestellt, um die Winkeldifferenzen B_h und B_v zwischen der Nullposition des Goniometersystems \mathbf{O} , also $\theta_h = \theta_v = 0$, und dem Strahl (engl. Beam) \mathbf{B} möglichst gering zu halten. Weitere Winkeldifferenzen Φ und Θ kommen dadurch zustande, dass das Kristallsystem D_0 , gegeben durch den reziproken Gittervektor [100] sowie den für den kohärenten Prozess wichtigen Gittervektoren [022] und $[0\bar{2}2]$, nicht mit der Nullposition des Goniometers \mathbf{O} übereinstimmt. Die Ursache dafür liegt zum einen an einem nicht ordentlich befestigten Diamanten, zum anderen an einem nicht genau ausgeführten [100]-Schnitt. Des Weiteren liefert die Verdrehung der Kristallebene [022] relativ zur horizontalen Drehachse des Goniometers ebenfalls eine Winkeldifferenz ϕ_0 .

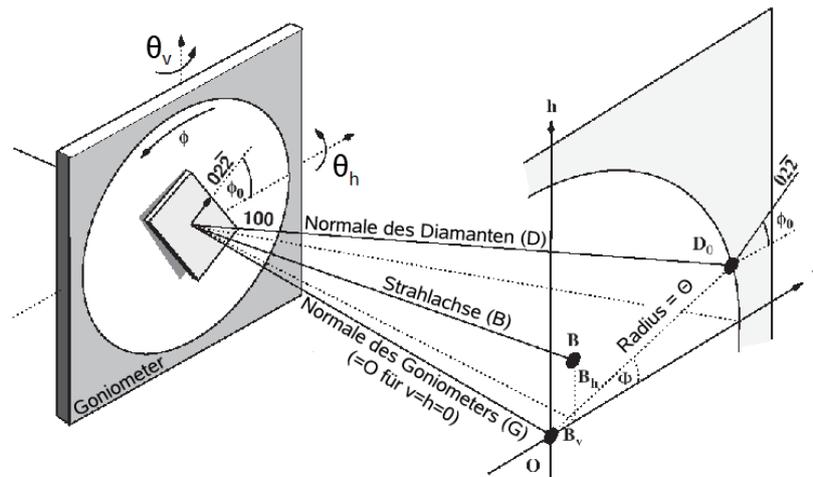


Abbildung 6.1: Schematische Darstellung der Winkelbeziehungen zwischen Goniometer, Elektronstrahl und Diamant. Erklärungen siehe Text. Bild aus [Liv05]

Die Winkel in der Abbildung liegen erfahrungsgemäß im Bereich von 0-60 mrad. Sie sind der Übersichtlichkeit halber übertrieben dargestellt.

Abbildung 6.2 zeigt eine Projektion der Winkelbeziehungen aus Abbildung 6.1 auf die h-v-Ebene, sowie die Bewegung vom Ausgangspunkt D_0 zu einem Punkt $D_{\phi,c,i}$. Der Punkt $D_{\phi,c,i}$ wird dabei durch Bewegung der azimuthalen, vertikalen sowie horizontalen Goniometerachsen G_a, G_v, G_h erreicht. Die Variablen c und i stammen dabei aus der Tatsache, dass man kohärente Intensitätsüberhöhungen sehen möchte, die [100]-Ebene also nicht genau parallel zum Strahl sein darf. Eine genaue Definition findet sich in [Liv05]. Dabei kann man die Bewegung in 2 Teilstücke aufteilen: Als erstes in eine azimuthale Bewegung durch G_a damit von D_0 zu D_ϕ gedreht wird. Dadurch wird die azimuthale Winkeldifferenz zwischen $\mathbf{D}(\phi_0)$ und $\mathbf{B}(\phi)$ verändert. Der zweite

zu sehen, welcher in Kapitel 7 genauer analysiert wird.

Mit Hilfe eines Analyseprogramms werden nun Verbindungslinien zwischen den Hauptintensitätsmaxima, welche den kohärenten Kanten der $[022]$ und $[02\bar{2}]$ Ebenen entsprechen, gebildet. Die um 45° versetzten Nebenmaxima, die aus der Streuung an der $[044]$ Ebene resultieren, werden ebenfalls zugeordnet. Der Schnittpunkt der Geraden bildet dabei die Position des Strahls \mathbf{B} relativ zum Zentrum des Stonehengeplots \mathbf{S} (S_v, S_h). Durch die Kenntniss von \mathbf{B} relativ zu \mathbf{S} sowie \mathbf{S} selbst, ist somit die Winkeldifferenz zwischen dem Kristall und dem Elektronstrahl $B\vec{D}_0$ durch

$$B\vec{D}_0 = -(\vec{S} + \vec{S}\vec{B}), \quad (6.6)$$

gegeben. Zudem liefert der Winkel zwischen einer der Θ -Achsen und den eingezeichneten Linien die Winkeldifferenz ϕ_0 . Wäre der Kristall relativ zum Elektronstrahl perfekt ausgerichtet, so müsste der Punkt \mathbf{S} mit dem Punkt \mathbf{B} übereinstimmen. Bisher können damit nur die Winkeldifferenzen zwischen Elektronstrahl und der $[100]$ Kristallebene bestimmt werden. Um die Differenzen relativ zum Goniometersystem zu bestimmen, wird ein weiterer Stonehengeplot benötigt. Dieser muss gegenüber dem ersten um einen bekannten Azimutwinkel ϕ_s gedreht sein.

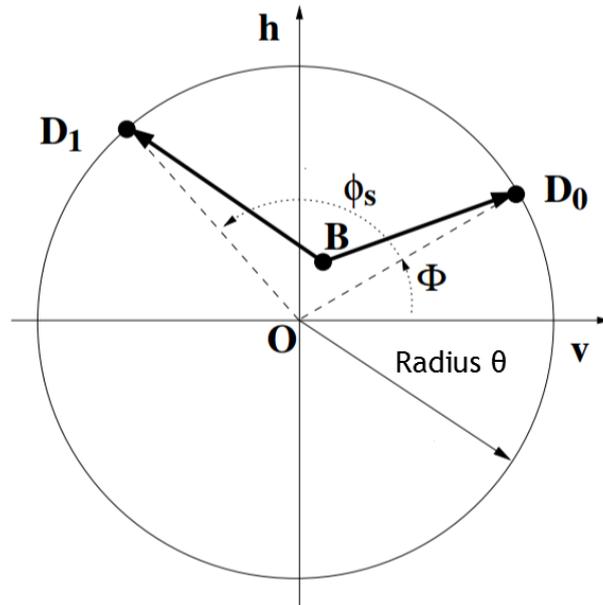


Abbildung 6.3: Winkelbeziehungen zwischen zwei Stonehengeplots zur Bestimmung der Winkeldifferenzen. Erklärungen siehe Text.

Abbildung 6.3 zeigt die Winkelbeziehungen zwischen den beiden Stonehengeplots. Es wird an den Positionen D_0 und D_1 jeweils ein Stonehengeplot aufgenommen und die Winkeldifferenz zwischen Strahl und Kristall $B\vec{D}_0$ beziehungsweise $B\vec{D}_1$ bestimmt. Bezeichnet man die Komponenten dieser Vektoren mit (v_0, h_0) und (v_1, h_1) , so folgen aus geometrischen Beziehungen [Liv05] für die in Abbildung 6.3 zu bestimmenden Winkeldifferenzen folgenden Gleichungen:

$$B_v = - \left[\frac{(v_0 + v_1)}{2} - \frac{(h_1 - h_0)}{2 \tan(\phi_s/2)} \right] \quad (6.7)$$

$$B_h = - \left[\frac{(h_0 + h_1)}{2} + \frac{(v_1 - v_0)}{2 \tan(\phi_s/2)} \right] \quad (6.8)$$

$$\Phi = \arctan \left[\frac{B_h + h_0}{B_v + v_0} \right] \quad (6.9)$$

$$\Theta = \sqrt{(B_v + v_0)^2 + (B_h + h_0)^2}. \quad (6.10)$$

Damit sind alle Winkeldifferenzen ϕ_0 , Φ , B_v , B_h , Θ bestimmt. Setzt man diese in die Gleichungen 6.1-6.3 ein, so kann jede benötigte Einstellung des Goniometers zur Ausrichtung des Kristalls berechnet werden.

7 Kristallausrichtung zum Elektronenstrahl

Das Ziel dieser Arbeit ist es die Stonehenge-Methode (Kapitel 6) erfolgreich anzuwenden, damit ein Diamant zur Erzeugung von linear polarisierten Photonen gezielt ausgerichtet werden kann. Zunächst wurden an zwei in ϕ um 180° verschobenen Goniometerpositionen Stonehengeplots ohne Winkeldifferenzkorrekturen in Θ_v und Θ_h aufgenommen. Dabei wurde ein Konus von 60 mrad und Schrittweiten in α ($\Delta\alpha$) von 2° abgefahren. Die Abbildungen 7.1 und 7.2 beinhalten die Stonehengeplots für $\phi = 90^\circ$ sowie den für den um $\phi_s = 180^\circ$ gedrehten Diamant.

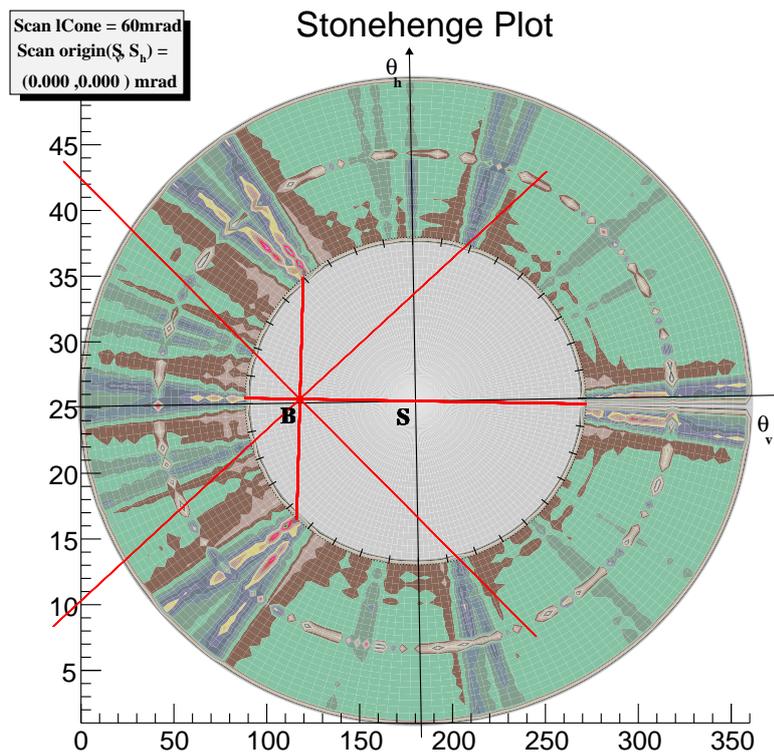


Abbildung 7.1: Stonehengeplot ohne Korrekturen der Winkeldifferenzen für $\phi = 90^\circ$, $\Theta_c = 60$ mrad, $\Delta\alpha = 2^\circ$.

In den Abbildungen sind die kohärenten Überhöhungen deutlich zu sehen. Um zu erkennen, wie sich die kohärente Überhöhung bei Änderung des Winkels α (Definition siehe Kapitel 6.2) verhalten, betrachte man die ersten 3 Einzelaufnahmen der Intensitätsverteilung in Abbildung 7.3 für verschiedene Winkelpositionen α . Es handelt sich dabei um die kohärente Überhöhung bei 128° (links oben) beziehungsweise den Nachbarwinkeln 126° (rechts oben) und 130° (unten links) aus dem Stonehengeplot in Abbildung 7.1. Kanal 38 in den Abbildungen war defekt und beinhaltet daher falsche Werte. Man sieht deutlich die Position der kohärenten Überhöhung in den Kanälen und wie sich ihre Position bei Variation des Winkels α ändert. In diesem Fall handelt es sich um das Ergebnis von kohärenter Bremsstrahlung an der [022] Ebene, da der höchste Intensitätsbeitrag durch diese Ebene gegeben ist (siehe Abb. 5.4). Dies wird unter anderem deutlich, wenn die beiden Intensitätsverteilungen für die Winkelpositionen 126° und 162° (beide in Abbildung 7.3) miteinander verglichen werden. Man sieht, dass die Überhöhung nur etwa $2/3$ so hoch ist, also wahrscheinlich von der [044] Ebene herrührt.

Die ersten beiden Stonehengeplots wurden dafür benutzt, mittels der eingezeichneten Linien, $B\vec{D}_0$ beziehungsweise $B\vec{D}_1$ zu bestimmen. Dadurch wurde mit Hilfe der Formeln 6.7-6.10 ein erster Satz an Winkeldifferenzen bestimmt. Die Goniometerachsen Θ_v und Θ_h wurden nun an die Position des Strahls B_v und B_h bewegt und lieferten so den neuen Ursprung, um den das Goniometer einen Konus von 60 mrad fuhr. Der mit diesen Einstellungen erzeugte Stonehengeplot ist in Abbildung 7.4 zu sehen.

Deutlich sichtbar ist eine Abnahme des Kontrastes, also der Intensität der kohärenten Überhöhungen gegenüber

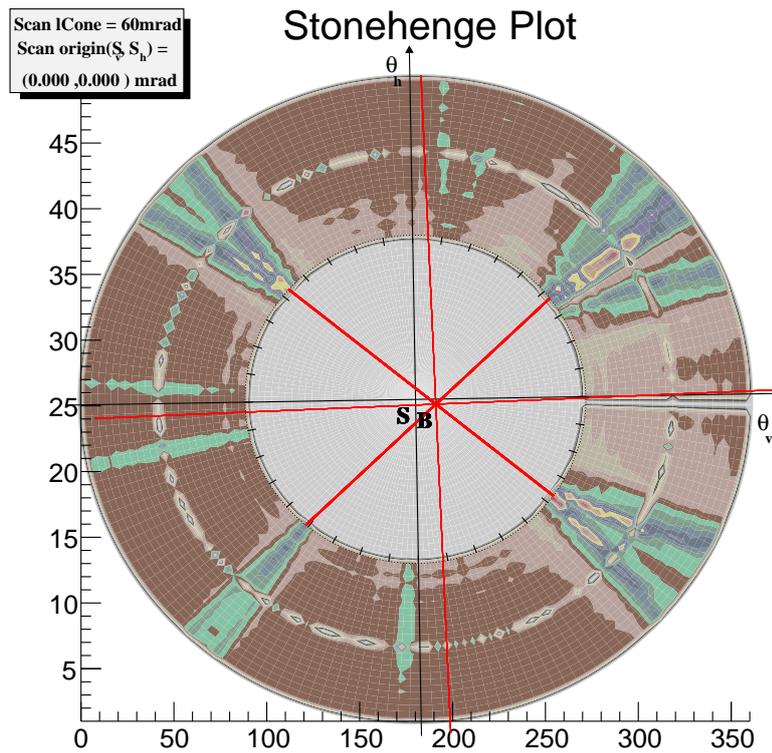


Abbildung 7.2: Stonehengeplot ohne Korrekturen der Winkeldifferenzen für $\phi = 270^\circ$, $\Theta_c = 60$ mrad, $\Delta\alpha = 2^\circ$.

dem Untergrund. Woran genau das liegt, ist unklar. Die fehlenden Spektren für diskrete α in diesem Stonehengeplot hingegen stammen von kurzzeitigen Ausfällen des Elektronstrahls von ELSA. Vergleicht man die Positionen der kohärenten Überhöhungen vor und nach der Korrektur, so sieht man, dass sich das Intensitätsmaximum oben links mit dem Uhrzeigersinn um circa 8 Grad bewegt hat. Hingegen die Intensitätsmaxima bei etwa 180° und etwa 358° blieben an der gleichen Stelle. Eine Auffächerung der kohärenten Überhöhungen ist das, was man erreichen möchte, damit ein Stonehengeplot entsteht wie er in Abbildung B.1 im Anhang zu sehen ist. Allerdings fächert die Struktur in der unteren Hälfte des Stonehenges nicht auf, da sie in die gleiche Richtung, also näher zu dem Peak bei etwa 180° läuft. Da allerdings der Kontrast der Intensitätsmaxima nicht groß ist, kann auch eine falsche Zuordnung eben dieser vorliegen.

Versuche, ein besseres Ergebnis zu erhalten und weitere Winkelkorrekturen durchzuführen, scheiterten allerdings an Fehlfunktionen der Goniometersteuerung sowie vermehrt auftretenden Ausfällen des Elektronstrahls von ELSA.

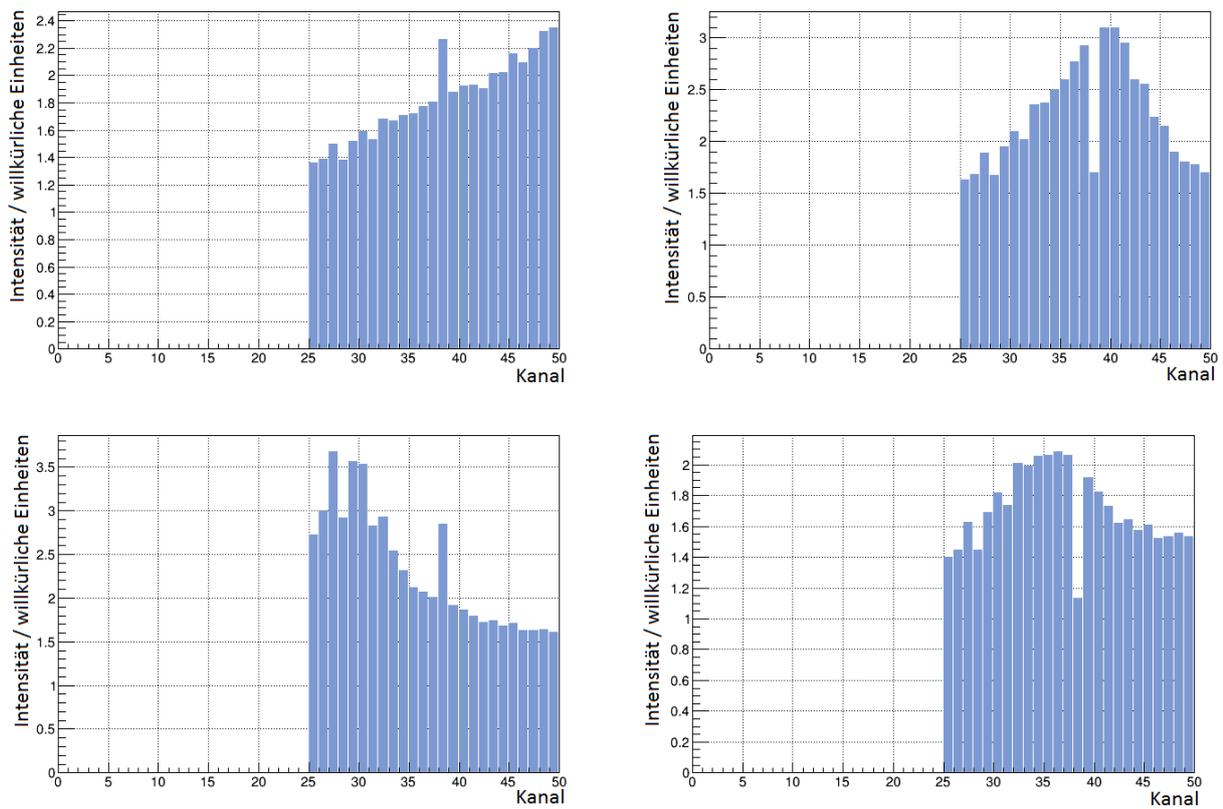


Abbildung 7.3: Intensitätsverteilung für die Winkelpositionen 128° (links oben), 126° (rechts oben), 130° (unten links) sowie 162° (unten rechts) in Abbildung 7.1.

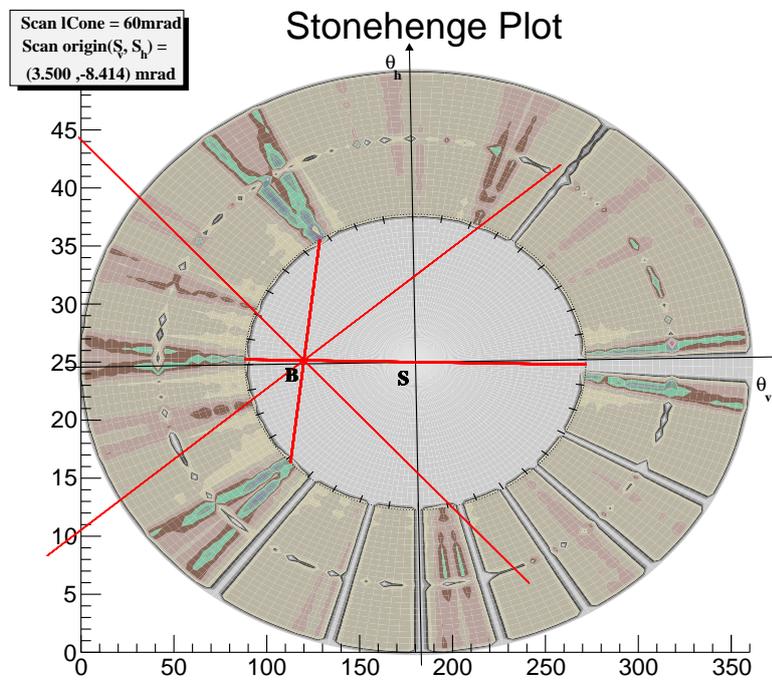


Abbildung 7.4: Stonehengeplot mit einer ersten Korrektur der Winkeldifferenzen für $\phi = 90^\circ$, $\Theta_c = 60$ mrad, $\Delta\alpha = 2^\circ$.

8 Untersuchung der Diamantstruktur mittels Röntgenstrahlung

Um zu verifizieren, dass die Oberfläche des verwendeten Diamanten tatsächlich eine Orientierung entlang der (100) Ebene aufweist, wurde eine weitere Untersuchung mit Hilfe der Laue-Methode durchgeführt. Bei der Laue-Methode wird der Diamant fest eingespannt und mit polychromatischem Röntgenlicht bestrahlt. Polychromatisch daher, damit zu jeder Netzebenenschar (hkl) mit Netzebenenabstand d_{hkl} [Kle10] eine passende Wellenlänge λ existiert, welche die Bragg'sche Reflexionsbedingung

$$n\lambda = 2d_{hkl} \quad (8.1)$$

erfüllt. Die Netzebenenschar reflektiert dabei nur den Teil der eintreffenden Strahlung, welche die richtige Wellenlänge besitzt. Das Röntgenlicht interferiert, trifft auf einen Photofilm und erzeugt dort einen Interferenzfleck. Dadurch ist es möglich, mit Hilfe der Laue-Methode, Projektionen der Netzebenen eines Kristalls, im Impulsraum sichtbar zu machen. Der Vorteil von sogenannten Laue-Diagrammen ist es, dass die Symmetrie des Kristalls sehr leicht feststellbar ist. Denn die Symmetrie des Kristalles überträgt sich eins zu eins auf das Laue-Diagramm. Besteht etwa eine dreizählige Drehsymmetrie des Kristalls, das heißt, dass das Laue-Diagramm 3 mal um 120° gedreht werden kann ohne dass sich die Anordnung der reziproken Gittervektoren bezüglich einer Symmetrieachse ändert, so weist auch das Laue-Diagramm eine dreizählige Drehsymmetrie auf. Insgesamt können mit Laue-Diagrammen 11 verschiedene, so genannte, Laue-Gruppen dargestellt werden. Dabei handelt es sich um Kombinationen verschiedener Symmetrieeoperationen (Drehung, Spiegelung an Ebenen, Punktspiegelung), die ein Kristall zwangsläufig gleichzeitig aufweisen kann. Die Laue-Gruppen werden mit Hilfe der Hermann-Mauguin-Symbolik [Kle10] bezeichnet. So bedeutet etwa die Laue-Gruppe $m\bar{3}m$, dass der Kristall 2 Ebenen m besitzt, and denen Spiegelsymmetrie besteht, sowie das eine dreizählige Drehsymmetrie mit anschließender Punktspiegelung (der Strich über der 3) besteht. Die Diamantstruktur entspricht genau dieser Laue-Gruppe, allerdings nur, wenn man den ganzen Diamant und nicht nur eine Oberfläche betrachtet. Wird dies etwa bei der (100) Ebene getan, so gehört der Diamant der Laue-Gruppe $4mm$ an [Kle10]. Man spricht dabei von Flächensymmetrie. Die Laue-Gruppe gibt vor, dass das Laue-Diagramm eine vierzählige Drehsymmetrie sowie 2 Spiegelebenen aufweisen muss. Mehr zum Thema der Symmetriestimmung von Kristallen findet sich unter anderem in [Kle10].

Abbildung 8.1 zeigt das Laue-Diagramm für den im Rahmen der Bachelorarbeit verwendeten Diamanten. Deutlich sichtbar ist die vierzählige Symmetrie, wodurch verifiziert ist, dass es sich um einen (100) geschnittenen Diamanten handelt. Die helleren Punkte im Laue-Diagramm stammen dabei einerseits von Reflexen höherer Ordnungen, welche daher auch unter einem anderen Winkel auftreffen, zum anderen auch von Netzebenen, welche durch einen kleineren Strukturfaktor weniger Intensität besitzen.

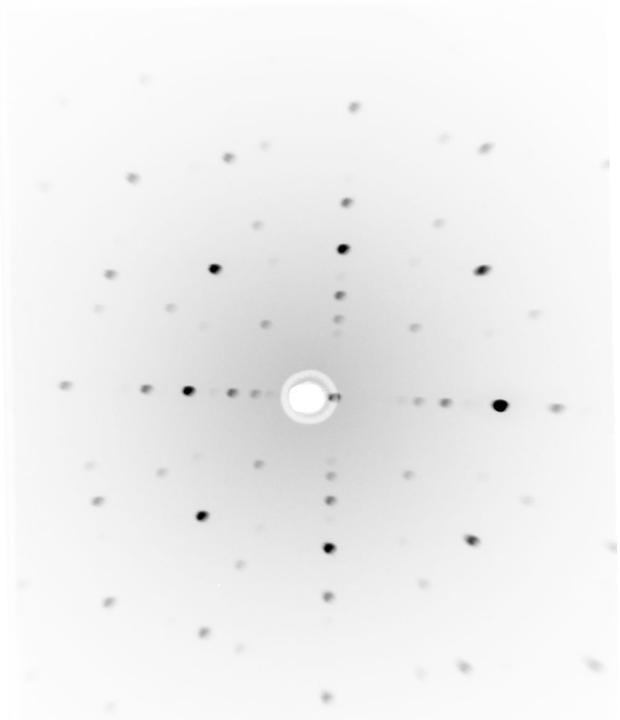


Abbildung 8.1: Laue-Diagramm für den verwendeten Diamant.

9 Fazit und Ausblick

Zusammenfassend kann man sagen, dass das Ziel der Bachelorarbeit, mit den zur Verfügung stehenden Mitteln erreicht wurde. Die in Kapitel 4.1 vorgestellte Halterung ermöglichte eine zuverlässige Bewegung des Diamanten mit Hilfe des Goniometers. Die dafür verwendete Kaptonfolie liefert dabei eine erste Möglichkeit den Diamanten zu fixieren. Eine weitere Überlegung, welche in Zukunft gestaltet werden kann, ist die Befestigung mittels Karbonstäben an den Ecken des Diamanten. Karbon hat den Vorteil, dass es sehr stabil ist. Zudem beinhaltet der molekulare Aufbau von Kapton, Stickstoff und Sauerstoff Atome, die hingegen bei Karbon entweder garnicht (N) oder in geringerer Zahl (O) vorkommen. Dadurch ist die mittlere Kernladungszahl von Karbon geringer als bei Kapton und bedeutet, dass weniger Beeinflussung des Strahls möglich ist. Da der Diamant auf die Kaptonfolie geklebt wurde, befindet sich diese zwangsläufig im Strahlengang. Dies kann bei einer Befestigung mit Karbon an den Diamantecken nahezu verhindert werden.

Die Untersuchung der Diamantstruktur, Kapitel 8, durch Röntgenbeugung lieferte sehr gute Ergebnisse. Es war möglich, mit Hilfe eines Laue-Diagramms, auf eine vierfache Drehsymmetrie des Diamanten zurückzuschließen. Dies bedeutet, dass mit einem perfekt in der (100)-Ebene geschnittenem Diamanten gearbeitet wurde. Die Spezifikationen der Herstellerfirma konnten somit bestätigt werden.

Die Hauptaufgabe, die Erstellung von Stonehengeplots, lieferte gute Ergebnisse. Wie in Kapitel 7 erläutert, war es möglich die kohärenten Kanten der Bremsstrahlung, sowie ihre typische Verteilung, in einem Polarplot sichtbar zu machen. Von den 120 Taggingkanälen, die für die Bestimmung der Elektron- und damit Photonenergie nötig sind, standen lediglich 27 zur Verfügung, was den Energiebereich der Stonehengeplots verringerte. Da die kohärenten Kanten ihr Maximum in diesem Energiebereich besitzen, stellte dies kein signifikantes Problem dar. Problematischer hingegen, war das zum Zeitpunkt der Messung verwendete Analyseprogramm. Es war nicht eindeutig zu sehen, welche Überhöhungen einander zugeordnet werden müssen, sodass letztendlich die Winkeldifferenzkorrekturen nicht ganz korrekt bestimmt wurden. Des Weiteren war es auf Grund von fehlenden Spektren durch Ausfall des Elektronstrahls, sowie Fehlfunktionen der Goniometersteuerung nicht möglich weitere Messreihen aufzunehmen. Dadurch gelang es nicht, den Diamant innerhalb der Messzeit perfekt auszurichten. Beispiele wie die Stonehengeplots dazu aussahen, liefern die Abbildungen B.2 sowie B.3 im Anhang. Die Erkenntnisse aus der ersten Messzeit liefern eine gute Grundlage, um die Diamantausrichtung in einer zeitnahen Messung zu ermöglichen. Vor allem die überarbeitete Software wird dabei die Berechnung der Winkeldifferenzen weiter erleichtern, um so zu ermöglichen, dass der Diamant in die richtige Position relativ zum Elektronstrahl bewegt werden kann.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Überblick über das BGO-OD-Experiment	2
3.1	Schematischer Aufbau eines Taggers	4
3.2	Position der Tagger-Szintillatoren	4
4.1	Aufbau des Goniometers	5
4.2	Radiatorscheibe	5
4.3	Diamanthalterung	6
5.1	Bremsstrahlungs kinematik	7
5.2	Kinematisch erlaubter Bereich der Bremsstrahlung	8
5.3	Andeutung der Wirkungsquerschnitte von inkohärenter und kohärenter Bremsstrahlung	12
5.4	Andeutung der Wirkungsquerschnitte von inkohärenter und kohärenter Bremsstrahlung mit experimentellen Korrekturen	12
6.1	Winkelbezeichnung zwischen Goniometer, Elektronstrahl und Diamant	13
6.2	Winkelbezeichnung zwischen Goniometer, Elektronstrahl und Diamant projiziert auf h-v-Ebene aus Abbildung 6.1	14
6.3	Winkelbeziehungen zwischen zwei Stonehengeplots	15
7.1	Stonehengeplot ohne Korrekturen der Winkeldifferenzen	16
7.2	Stonehengeplot ohne Korrekturen der Winkeldifferenzen	17
7.3	Intensitätsverteilung ausgewählter Winkelpositionen innerhalb des Stonehengeplots 7.1	18
7.4	Stonehengeplot mit Korrekturen der Winkeldifferenzen	18
8.1	Laue-Diagramm für den Diamant	19
A.1	Foto der Halterung	23
A.2	Foto der Halterung	23
B.1	Stonehengeplot mit sämtlichen Korrekturen der Winkeldifferenzen	24
B.2	Mislungener Stonehengeplot auf Grund von häufigem Strahlausfall	24
B.3	Mislungener Stonehengeplot auf Grund des Versagens der Goniometersteuerung	25

Literatur

- [Be11] Bella, A., *Setup of a Goniometer System for the Production of Linearly Polarised Photons for the BGO-OD Experiment at ELSA* (Diplomarbeit, Bonn 2011).
- [De05] DEMTRÖDER, W., *Experimentalphysik 3, Atome, Moleküle und Festkörper* (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg 2005).
- [El07] ELSNER, D., *Untersuchung kleiner Partialwellenbeiträge in der Nähe dominierender Resonanzzustände des Protons mit linear polarisierten Photonen* (Dissertation, Bonn 2007).
- [Hei54] HEITLER, W.: *The Quantum Theory of Radiation*. Oxford University Press, (1954)
- [Kit06] KITTEL, C.. *Einführung in die Festkörperphysik*, Oldenbourg Wissenschaftsverlag, (2006)
- [Kle10] KLEBER, W. *et al.*, *Einführung in die Kristallographie* (Oldenbourg Verlag, München 2010).
- [Lan86] LANDAU, L.D ; LIFSCHITZ, E.M. *Lehrbuch der theoretischen Physik, Band 4, Quantenelektrodynamik*, Akademie-Verlag, (1986)
- [Liv05] LIVINGSTON, K., *The Stonehenge Technique. A new method of aligning crystals for linearly polarized photon production from coherent bremsstrahlung*. Aus: Dabagov, Sultan B. *International Conference on Charged and Neutral Particles Channeling Phenomena*, Proc. SPIE Bd. 5974, 2005, S. 170–176
- [Loh94] Lohman, D. *et al.*: *Linearly polarised photons at MAMI (Mainz)*. In: *Nucl. Instrum. Methods A* 343 (1994), S. 494–507
- [Me10] MESCHÉDE, D., *Gerthsen Physik* (Springer-Verlag, Heidelberg 2010).
- [New] <http://www.newport.com>
- [Pa09] Particle Data Group, *Passage of particles through matter*, (2009, 2012)
- [Po09] POVH, B. *et al.*, *Teilchen und Kerne, Eine Einführung in die physikalischen Konzepte* (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg 2009).
- [Tim69] TIMM, U., *Coherent Bremsstrahlung of Electrons in Crystals*. In: *Fortschritte der Physik* 17 (1969), S. 765–808
- [Ü56] ÜBERHALL, H., *High-Energy Interference Effect of Bremsstrahlung and Pair Production in Crystals* In: *Phys. Rev.* 103 (1956), Nr. 4, S. 1055-1067
- [Si10] SIEBKE, G., *Design of the BGO-OD Tagging System and Test of a Detector Prototype* (Diplomarbeit, Bonn 2010).
- [So13] B1, Sonderforschungsbereich / Transregio 16,
<http://bgo-od.physik.uni-bonn.de/ExperimentalSetup> (Stand: 30.06.2013)
- [Au13] Autodesk Inventor Produktseite,
<http://www.autodesk.de/products/autodesk-inventor-family/overview> (Stand: 30.06.2013)

A Bilder der Diamanthalterung

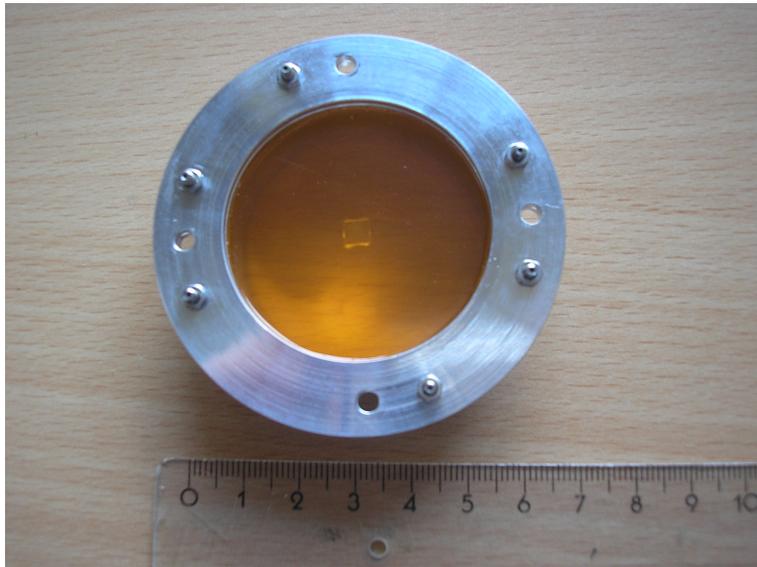


Abbildung A.1: Zusammengebaute Halterung mit Diamant und Kaptonfolie.

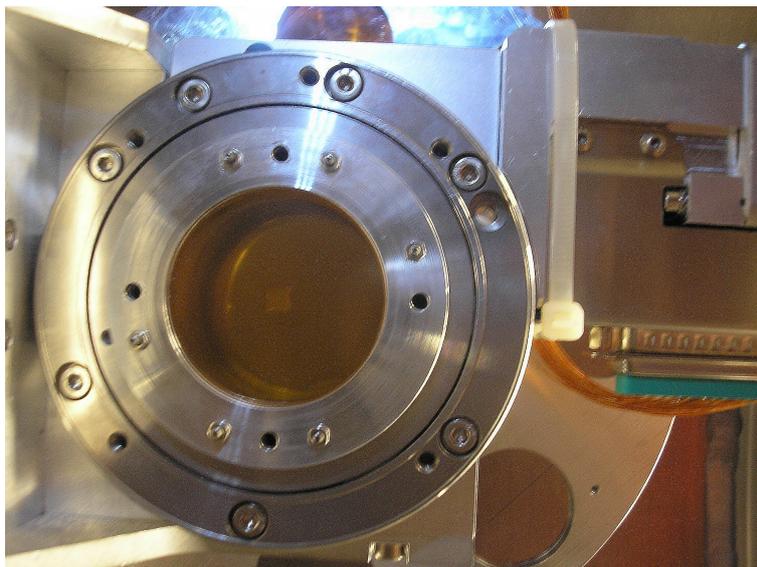


Abbildung A.2: Halterung in das Goniometer eingebaut. Im Hintergrund ist zudem die Radiatorscheibe sichtbar.

B Stonehengeplots

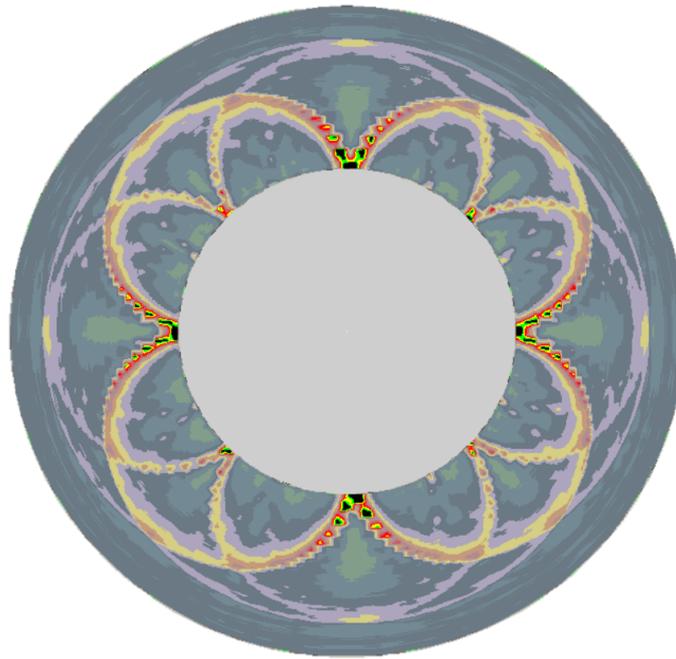


Abbildung B.1: Stonehengeplot mit sämtlichen Korrekturen der Winkeldifferenzen des damals verwendeten Kristalls in Mainz. Bild aus [Liv05].

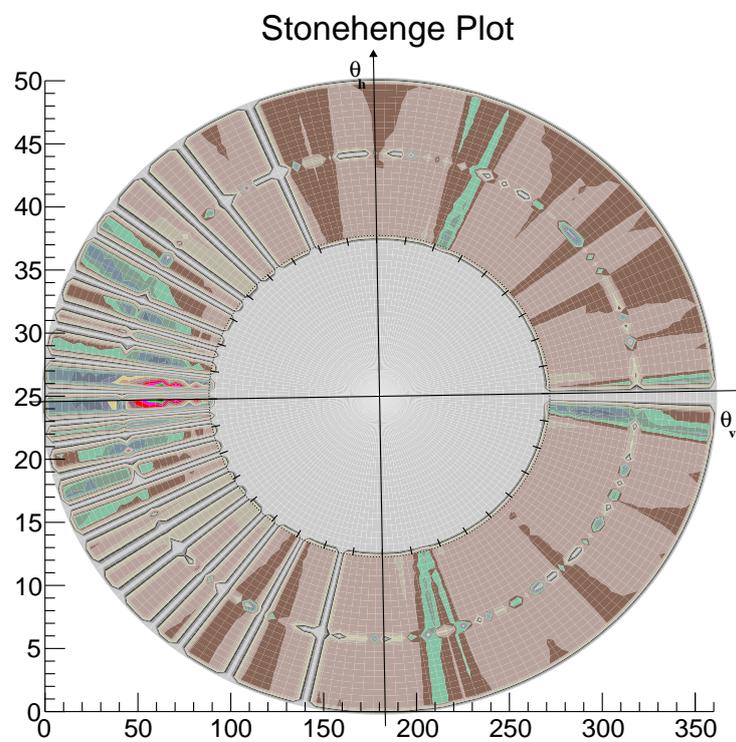


Abbildung B.2: Misslungener Stonehengeplot auf Grund von häufigem Strahlausfall.

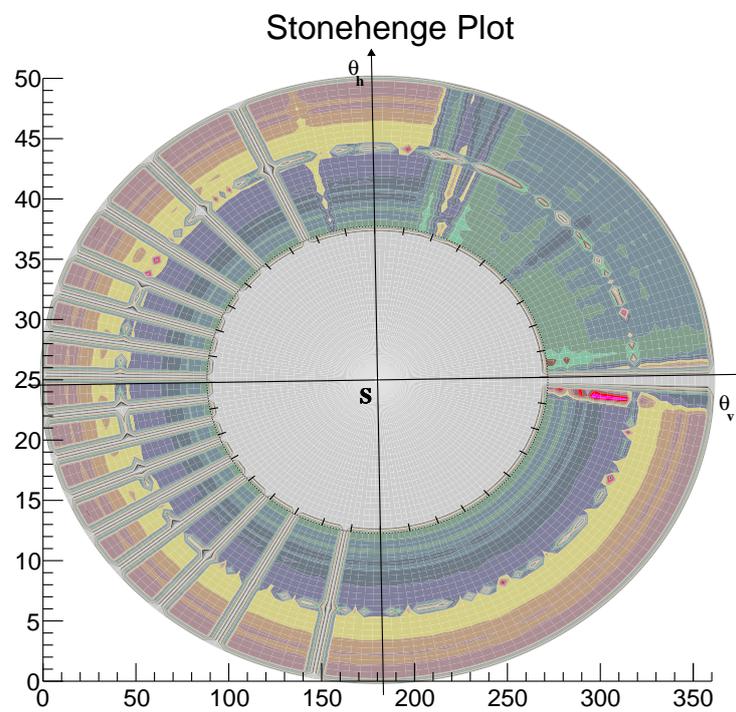


Abbildung B.3: Misslungener Stonehengeplot auf Grund des Versagens der Goniometersteuerung.

Danksagung

Hiermit möchte ich mich bei Professor Hartmut Schmieden für die Gelegenheit, die Bachelorarbeit in seiner Arbeitsgruppe zu schreiben, sowie für die freundliche Aufnahme und Unterstützung bedanken.

Des Weiteren möchte ich meinem Betreuer Andreas Bella danken, da er stets mit hilfreichen Tipps zur Seite stand und mich bei den verschiedensten Aufgaben fleißig unterstützte. Genauso danke ich Holger Eberhardt, welcher, besonders wenn es um Fragen zur Stonehenge-Methode ging, stets Rat wusste. Den beiden danke ich ebenfalls, für die Zeit, die sie in die Korrektur meiner Arbeit investiert haben.

Dem Rest der Arbeitsgruppe gehört ebenfalls mein Dank, da sie immer für anregende Diskussionen, auch außerhalb des Themenbereichs, zu haben oder bei Fragen, vor allem bei der Softwareentwicklung, zur Stelle waren.

Zudem danke ich PD Dr. R. Vianden für die Durchführung der Untersuchung der Diamantstruktur mittels Röntgenstrahlung.

Zu guter letzt, danke ich PD Dr. Stefan Goertz für die Übernahme der Zweitkorrektur.

Erklärung der Eigenständigkeit

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

Bonn, den

Unterschrift: