

Entwicklung eines röntgenoptischen Systems für
Angiographie des menschlichen Herzens unter
Ausnutzung laserproduzierter Plasmen

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades
doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)
vorgelegt dem Rat der Physikalisch-Astronomischen Fakultät der
Friedrich-Schiller-Universität Jena

von

Diplom-Physikerin Elke Andersson

geboren am 13.06.1972 in Halle/S.

Gutachter

1. Prof. Dr. Eckhart Förster
2. Prof. Dr. Hans-Reiner Höche
3. Prof. Dr. med. Dipl.-Chem. Werner A. Kaiser

Tag des Rigorosums: 14. 06. 2002

Tag der öffentlichen Verteidigung: 02. 07. 2002

Voreilig

Ein Mensch in seinem ersten Zorn
wirft leicht die Flinte in das Korn,
und wenn ihm dann der Zorn verfliegt,
die Flinte wo im Korne liegt.
Der Mensch bedarf dann mancher Finte,
zu kriegen eine neue Flinte.

EUGEN ROTH

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Röntgenquellen	5
1.1 Die Röntgenröhre	5
1.2 Die Synchrotronstrahlungsquelle	8
1.3 Röntgenstrahlung aus laserproduzierten Plasmen	11
1.4 Vergleich der Röntgenquellen	15
2 Röntgendetektoren	18
2.1 Der Röntgenfilm	18
2.2 Die Bildplatte	19
2.3 Elektronische Detektoren	20
2.4 Vergleich der verschiedenen Detektoren	20
3 Röntgenoptiken	22
3.1 Optiken in Transmissionsgeometrie	23
3.1.1 Der ebene Kristall	23
3.1.2 Der zylindrisch gebogene Kristall	25
3.1.3 Spektrales Auflösungsvermögen	27
3.2 Optiken in Reflexionsgeometrie	28
3.2.1 Der ebene Kristall	28
3.2.2 Der zylindrisch gebogene Kristall	29
3.2.3 Spektrales Auflösungsvermögen	30
3.3 Abbildungsfehler	31
4 Reflexionseigenschaften der Kristalle	34
4.1 Kinematische Theorie	35
4.2 Dynamische Theorie	39
4.2.1 Leicht deformierte Kristalle	41
4.2.2 Erzeugung neuer Wellenfelder	42
4.3 Auswahl von Geometrie und Kristall	42

5	Vorbereitung der Experimente	48
5.1	Mechanische Eigenschaften der Kristalle	48
5.2	Elastische Eigenschaften gebogener Kristalle	50
5.2.1	Elastizitätskoeffizienten	50
5.2.2	Biegefunktion einer zylindrisch gekrümmten Platte	51
5.3	Homogenität der zylindrischen Biegung	55
5.3.1	Ergebnisse der Charakterisierung der Krümmung von 1 mm dicken dreieckigen Silizium-Kristallen	56
5.3.2	Ergebnisse der Charakterisierung der Krümmung eines 0.5 mm dicken rechteckigen Silizium-Kristalles	58
5.4	Test der Kristallqualität	59
5.4.1	Bestimmung der Netzebenenlage der Kristalle	59
5.4.2	Topographische Untersuchungen	60
5.5	Simulation der Ergebnisse der Röntgenbeugung an gebogenen Kristallen . .	61
5.6	Testexperimente an einer Röntgenröhre	64
5.6.1	Spektroskopie	64
5.6.2	Monochromatische Abbildung	65
6	Bestimmung der Quellintensität	68
6.1	Das Lasersystem	68
6.2	Erzeugung von Röntgenstrahlung	69
6.3	Detektor	70
6.4	Apparatfunktion der Kristallmonochromatoren	70
6.5	Röntgenspektren und $K\alpha$ -Ausbeute	73
7	Design eines Angiographiesystems	77
7.1	Parameter für ein Angiographiesystem	77
7.1.1	Strahlendosis	78
7.1.2	Wahl des Kontrastmaterials	79
7.1.3	Massendichte	80
7.1.4	Räumliche Auflösung	81
7.1.5	Energiebandbreite	81
7.2	Testexperimente mit Filtern	82

7.3	Kristalle als Monochromatoren	85
7.3.1	Rowlandkreis Geometrie	87
7.3.2	OFF-Rowlandkreis Geometrie	90
	Zusammenfassung und Ausblick	94
A	Räumliche Auflösung bei asymmetrischer Laue-Geometrie	97
B	Kristallhalter	98
C	Filmkalibrierung	100
C.1	Zählrohr	100
C.2	Filmauswertung	100
D	Konstanten	102
	Literaturverzeichnis	103

Einleitung

Kardiovaskuläre Erkrankungen sind im Hinblick auf die hohe Sterberate ein ernstzunehmendes medizinisches Problem. In Deutschland sind über 25% (200.000) der Erkrankungen akute myokardiale Infarkte, wovon etwa 80.000 tödlich enden [Dix95]. In den meisten dieser Fälle ist die Ursache ein plötzlicher Verschluss einer bereits existierenden Stenose (Verengung).

Die Methode, die standardmäßig zur Sichtbarmachung solcher Stenosen verwendet wird, ist die digitale Subtraktionsangiographie (DSA = Digital Subtraction Angiography). Diese Methode wird zur Kontraststeigerung im zeitintegrierten Modus angewendet, d.h. die Blutgefäße werden jeweils vor und nach der Gabe eines Kontrastmittels abgebildet. Die so erhaltenen Bilder werden dann voneinander subtrahiert, um die gewünschten Strukturen sichtbar zu machen. In den letzten Jahren ist die Zahl solcher Untersuchungen stark angestiegen (1995: 409.159 Untersuchungen [Dil98]). Ein Großteil davon findet nach erfolgter Bypass-Operation oder anderen medizinischen Eingriffen statt. Allerdings ist diese Methode sehr risikobehaftet. Wegen der arteriellen Katheterisierung treten in etwa 1,5% der Untersuchungen Komplikationen auf, die bei 0,2% tödlich enden. Durch die Verwendung eines Kontrastmittels kann es zu nicht vorhersehbaren allergischen Reaktionen kommen. Die Wahrscheinlichkeit dafür liegt bei 1:100.000. Des Weiteren kann eine Schädigung der Nieren eintreten. Ein dritter Risikofaktor ist allgemein in der Verwendung von RÖNTGENstrahlung und den daraus resultierenden Strahlenschäden zu suchen.

Da eine Reduzierung der Komplikationsrate auf Grund des invasiven Charakters dieser Methode (DSA) sehr schwierig ist, wird schon seit längerer Zeit an der Entwicklung einer nicht- bzw. minimalinvasiven Methode zur Darstellung der Herzgefäße gearbeitet.

Eine solche Methode, die Dichromographie, die zuerst 1953 von JACOBSON [Jac53] publiziert wurde, ist am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY, Hamburg) weiterentwickelt worden, da monochromatische RÖNTGENstrahlung hinreichender Intensität bisher nur am Synchrotron erzeugt werden konnte.

Die Dichromographie (auch DESA = Dual Energy Subtraction Angiography) ist eine spezielle Form der digitalen Subtraktionsangiographie (DSA), die zur Anhebung sehr geringer Kontraste verwendet wird. Sie basiert auf der logarithmischen Subtraktion zweier Bilder bei verschiedenen Energien. Diese beiden Bilder erhält man gleichzeitig mit monochromatischer Strahlung etwas unterhalb (E_1) und etwas oberhalb (E_2) der K-Absorptionskante (E_K) des Kontrastmittels Jod bei 33,17 keV, siehe Abbildung 1.

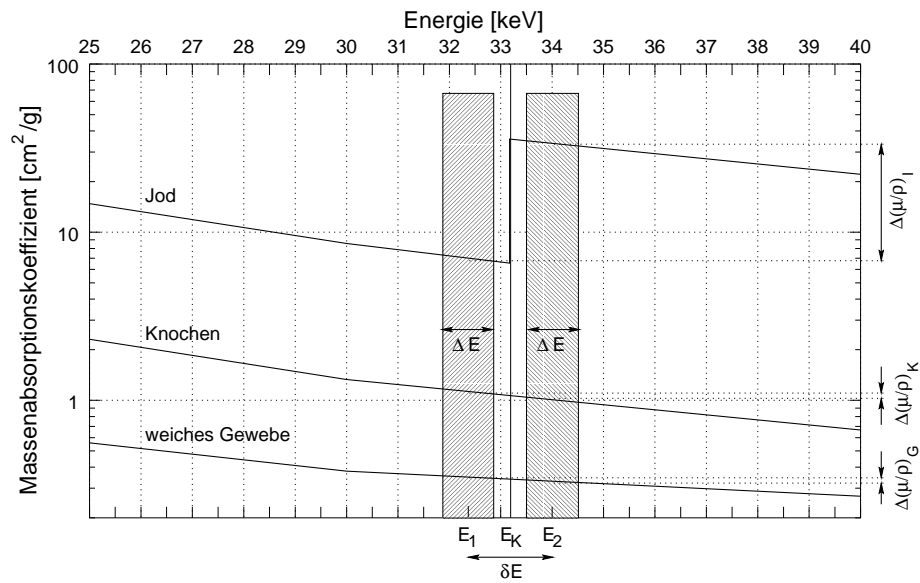


Abbildung 1: Vergleich der Massenabsorptionskoeffizienten von Jod, Knochen und weichem Gewebe [NIST] im Bereich der K-Absorptionskante von Jod. Die beiden für die Dichromographie benötigten Energiebereiche E_1 und E_2 befinden sich gerade unter- und oberhalb der Absorptionskante.

Die Änderung des Absorptionskoeffizienten zwischen den Energien E_1 und E_2 für Jod ist positiv und sein Absolutwert ist etwa 10.000 mal größer als der für weiches Gewebe bzw. Knochen. Dies ermöglicht die Sichtbarmachung geringen Kontrastes von Jod in kleinen Gefäßen bis zu einer minimalen Jod-Massendichte von 1 mg/cm^2 , entsprechend eines Objektes von 1 mm Durchmesser [Dix95].

Dadurch, daß die beiden für die Subtraktion benötigten Bilder quasi gleichzeitig aufgenommen werden, ist es mit dieser Methode möglich, sich schnell bewegende Strukturen wie das Herz abzubilden. Dies ist bei der konventionellen Methode, der DSA, bei der die eine Aufnahme vor und die andere nach der Gabe des Kontrastmittels entsteht, nicht möglich.

Leider ist auch diese Methode (DESA) nicht ganz frei von Problemen. So wird bei der intravenösen Koronarangiographie das Kontrastmittel um einen Faktor 40 – 50 verdünnt, bevor es in die Koronararterien gelangt. Ein weiteres Problem besteht darin, daß nicht nur die Koronararterien, sondern gleichzeitig auch die Herzkammern und die Aorta mit Kontrastmittel gefüllt werden. Dies führt zu Überlagerungen von kleinen Arterien mit großen jodhaltigen Strukturen. Zur Lösung dieses Problems muß der Beobachtungswinkel

geeignet gewählt werden. In Deutschland¹ wurde diese Methode einzig am DESY Hamburg praktiziert. Über einen Zeitraum von 1990 – 1998 wurden 379 Patienten untersucht [Dix98]. Da all diese Untersuchungen nur am Synchrotron durchführbar sind, wird eine weitere Verbreitung dieser Methode und damit jede einzelne Untersuchung zu teuer.

Mit der Entwicklung von hochintensiven, Ultra-Kurzzeit-Lasersystemen (sub-ps) wurde bald entdeckt, daß Plasmen, die mit solchen Lasern erzeugt wurden, sehr intensive RÖNTGENstrahlung extrem kurzer Dauer emittieren [Mur91]. Solch eine RÖNTGENquelle hat eine kleine Quellgröße, ist teilweise monochromatisch und emittiert RÖNTGENstrahlung von sehr kurzer Dauer und hoher Intensität. Untersuchungen zur Physik derartiger RÖNTGENquellen sind derzeit ein sehr intensiv beforschtes Gebiet. Dennoch beschäftigen sich nur wenige Gruppen mit medizinischen Anwendungen [Kro97a, Kro97b, Til96b].

Um aufbauend auf einer solchen Quelle eine RÖNTGENoptik zu entwickeln, die für den späteren Einsatz im Krankenhaus geeignet ist, müssen vielerlei Gesichtspunkte berücksichtigt werden.

Im Mittelpunkt der späteren Anwendung steht der Patient. Daher muß bei einer Untersuchung sichergestellt werden, daß die Strahlenbelastung für den Patienten so niedrig wie möglich ist. Aus diesem Grund wird für die Untersuchung ein möglichst schmales Energieband genutzt. Dabei muss auf ein Optimum zwischen der Energiebandbreite und der Bestrahlzeit geachtet werden. Des weiteren müssen sowohl die Effizienz (Reflexionsvermögen) des Kristalls als auch die Quellemission untersucht und die zu erwartenden Photonenzahlen abgeschätzt werden.

In einem ersten Kapitel wird die Laserplasma-RÖNTGENquelle mit der klassischen RÖNTGENröhre und der Synchrotronstrahlungsquelle verglichen und gezeigt, daß sie eine ernstzunehmende Alternative darstellt. Ein zweites Kapitel vergleicht die derzeit zur Verfügung stehenden Detektoren und beurteilt sie bezüglich ihrer Empfindlichkeit.

Da derartige Laserplasma-RÖNTGENquellen keine monochromatische Strahlung erzeugen, müssen Monochromatoren, meist Kristalle, eingesetzt werden. In Kapitel drei werden mit der BRAGG- und LAUE-Geometrie zwei geometrisch verschiedene Aufbaumöglichkeiten

¹Technische Aspekte der Angiographie mit Synchrotronstrahlung werden außerhalb Deutschlands untersucht in Grenoble/ESRF [Ell99], Stanford/USA [Hug83, Rub81, Rub87, Tho89], Russland [Dem86, Dem89] und Japan [Aki87, Hyo88, Nis89].

ten unter Verwendung gebogener Kristalle vorgestellt. In einem vierten Kapitel wird dann die Wechselwirkung der RÖNTGENstrahlung mit den Kristallen im Rahmen der kinematischen und dynamischen Beugungstheorie besprochen. Hierbei wird aufgezeigt, unter welchen Bedingungen beide Theorien ineinander übergehen. In diesem Kapitel werden auch die Erkenntnisse der beiden vorangegangenen Kapitel zu einer Entscheidung zusammengefaßt, welche Geometrie mit welchem Kristall die optimale Auswahl ist.

Kapitel fünf untersucht dann alle für den praktischen Einsatz wichtigen Fragestellungen. Eine große Rolle spielen dabei die mechanischen und elastischen Eigenschaften der Kristalle. Dazu wurden auch Simulationen der Detektorausleuchtung durchgeführt, die dann durch aussagekräftige Experimente an einer Röntgenröhre überprüft wurden. Kapitel sechs diskutiert ausführlich die Bestimmung der Quellintensität. In einem letzten Kapitel werden schließlich die für die medizinische Anwendbarkeit wichtigen Punkte, wie Wahl des Kontrastmittels, Strahlungsdosis und minimale Laserintensität, angesprochen.

Kapitel 1

Röntgenquellen

Der Bereich der RÖNTGENstrahlung erstreckt sich im elektromagnetischen Spektrum über mehrere Größenordnungen und reicht von „weichen“ RÖNTGENquanten jenseits des UV-Lichtes ($E \simeq 100$ eV) bis zu den „harten“ Quanten unterhalb der Gammastrahlung ($E \simeq 1 - 100$ keV) [Bre87]. Die älteste Methode der Erzeugung von RÖNTGENstrahlung entspricht weitestgehend der Originalerzeugung dieser Strahlung bei ihrer Entdeckung durch W. C. RÖNTGEN im Jahre 1895. Eine neuere Methode ist ein „Abfallprodukt“ der Ringbeschleuniger der Hochenergiephysik. Bei der jüngsten der drei verfügbaren Methoden entsteht die RÖNTGENstrahlung in einem Plasma, das durch Beschuß eines Targets (massiv, Folie, Gas) mit intensiver Laserstrahlung erzeugt wird.

Die Arbeitsweise und Leistungsfähigkeit der verschiedenen Erzeugungsarten von RÖNTGENstrahlung sowie ihre Vor- und Nachteile werden in diesem Kapitels dargestellt.

1.1 Die Röntgenröhre

Die konventionelle RÖNTGENröhre ist die am häufigsten verwendete Strahlungsquelle. Die durch Glühemission aus dem Kathodenmaterial austretenden Elektronen werden durch die anliegende Hochspannung (bis 60 kV) beschleunigt und im Anodenmaterial abgebremst, was zur Entstehung der RÖNTGENstrahlung führt. Die maximale elektrische Leistung, die eine Röhre aufnehmen kann, hängt von der Wärmeleitfähigkeit und dem Schmelzpunkt des Anodenmaterials sowie einer effizienten Kühlung ab.

Die Drehanodengeräte wurden unter dem Gesichtspunkt der besseren Kühlung entwickelt. Das Anodenmaterial wird hierbei als rotierendes Rad ausgebildet. Die Drehanode hat typischerweise eine Leistung von 18 kW, d.h. sie wird mit 50 kV und 360 mA betrieben.

Das emittierte Spektrum beider genannter Typen setzt sich aus Bremsstrahlung und charakteristischer Strahlung zusammen.

Bremsstrahlung

Die Bremsstrahlung entsteht durch Ablenkung und Abbremsung der Elektronen im elektrischen Feld der einzelnen Atomkerne des Anodenmaterials. Die Energie $E = h\nu$ eines RÖNTGENlichtquanten, das bei einer Stoßbremsung eines schnellen Elektrons erzeugt wird, ist gleich dem Verlust an kinetischer Energie, den das Elektron während des Stoßes¹ erfährt, und kann daher niemals größer sein als seine gesamte, bei der Durchquerung der Potentialdifferenz U gewonnene kinetische Energie. Es entsteht ein kontinuierliches Spektrum, dessen kurzwellige Grenze λ_{min} ist.

$$\lambda_{min} = \frac{c}{\nu_{max}} = \frac{hc}{eU} = \frac{1,23981}{U[kV]} [nm]. \quad (1.1)$$

c ist hierbei die Vakuumlichtgeschwindigkeit, e die Elementarladung und h das PLANCKSche Wirkungsquantum. Die Gesamtintensität der kontinuierlichen Strahlung ist im Gebiet klassischer RÖNTGENstrahlung proportional der Kernladungszahl² Z und bei konstantem Anodenstrom proportional zum Quadrat der Beschleunigungsspannung U [Mic93]:

$$I_{cont} = \int KZ(\nu_{max} - \nu)d\nu = \frac{1}{2} K \cdot Z \cdot \left(\frac{eU}{h}\right)^2 = K' \cdot Z \cdot (eU)^2. \quad (1.2)$$

Wird für die Intensität I und die kinetische Energie der Elektronen als Einheit MeV gewählt, so berechnet sich K' zu $1,1 \cdot 10^{-3} (\text{MeV})^{-3}$ [Aga91, Mic93]. Damit kann die Intensität der Bremsstrahlung einer RÖNTGENröhre abgeschätzt werden. Für Silber ($Z = 47$) und eine Beschleunigungsspannung von 40 kV ist der Integralwert der spektralen Intensität $I_{cont} = 1,3 \cdot 10^{-17} \text{ J}$. Aus der Intensitätsverteilung der kontinuierlichen Strahlung als Funktion der Wellenlänge bzw. Energie der RÖNTGENphotonen [Mül75, Sig31] kann dann eine Umwandlungseffizienz N'_{Cont} bestimmt werden, die eine Aussage liefert, wieviele Photonen pro einfallendes Elektron erzeugt werden. Somit wird ein Zusammenhang zwischen der RÖNTGENstrahlenergie und der Kathodenstrahlenergie deutlich. Die Umwandlungseffizienz ist gemäß AGARWAL [Aga91] proportional zu Z und U .

$$N'_{Cont} = 9,2 \cdot 10^{-10} ZU[V^{-1}] \quad (1.3)$$

Für Silber ergibt sich bei einer Beschleunigungsspannung U von 40 kV ein Wert von $N'_{Cont} = 1,73 \cdot 10^{-3}$.

¹Der Stoßprozeß kann auch mehrmals hintereinander stattfinden, so daß Strahlungsquanten mit kleinerem Energiegehalt emittiert werden.

²Daher verwendet man zur Erzeugung intensiver Bremsstrahlung möglichst schweratomiges Anodenmaterial.

Charakteristische Strahlung

Charakteristische RÖNTGENstrahlung entsteht durch Übergänge zwischen verschiedenen Elektronenzuständen eines Atoms oder Ions. Ihre Eigenschaften werden durch die Kernladungszahl und die Anzahl und Verteilung der Elektronen über verschiedene Quantenzustände bestimmt. Der zugrunde liegende Prozeß ist die Bildung einer Vakanz durch das Herausschlagen eines Elektrons in einer kernnahen Schale eines Atomes in der Anode. Der freiwerdende Platz der inneren Schale wird durch ein Elektron aus einer weiter außen liegenden Schale gefüllt. Ein solcher Übergang führt zur Emission eines RÖNTGENquants mit der Energie $E_i - E_f$, entsprechend der Differenz der Energien des Anfangs- (initial) bzw. End- (final) zustandes. Dieses Quant korrespondiert mit der Emission einer Strahlung der Frequenz f , der Vakuumwellenlänge λ und einer Wellenzahl k entsprechend [Zsc89]

$$E_i - E_f = hf = \frac{hc}{\lambda} = hck . \quad (1.4)$$

Bei der Auffüllung einer Vakanz entsteht eine ganze Kaskade von Elektronenübergängen, weil das erste Elektron, das die ursprüngliche Vakanz auffüllt, selbst eine Vakanz erzeugt. Die dabei emittierten RÖNTGENquanten ergeben schmalbandige, für das jeweilige Material charakteristische RÖNTGENlinien, die dem Bremsspektrum überlagert sind.

Die mit der RÖNTGENemission verbundenen Energieniveaus eines Atoms lassen sich in erster Näherung aus den optischen Energieniveaus wasserstoffähnlicher Atome ableiten, wenn die Wirkung der Elektronen auf das atomare Feld durch die Konstanten der vollständigen (σ_t) und der inneren Abschirmung (σ_i) berücksichtigt wird. Für die Energie eines Elektronenniveaus ergibt sich [Zsc89]

$$E_{nlj} = R_\infty hc \frac{M}{M + m_e} \left[\frac{(Z - \sigma_t)^2}{n^2} + \frac{\alpha^2(Z - \sigma_i)^4}{n^4} \left(\frac{n}{j + 1/2} - \frac{3}{4} \right) \right] . \quad (1.5)$$

In dieser Darstellung beschreiben M die Atommasse, m_e die Elektronenmasse, $R_\infty = \frac{m_e e^4}{64\pi^3 \epsilon_0 c h^3}$ die RYDBERG-Konstante für $M = \infty$, und die Quantenzahlen n, l, j charakterisieren die Hauptquantenzahl sowie den Bahn- und Gesamtdrehimpuls. Dieser Zusammenhang ist, unter Vernachlässigung des zweiten Termes, welcher die Spin-Bahn-Wechselwirkungen beschreibt, als MOSELEYSches Gesetz bekannt.

Die Zahl der Photonen in einer Linie $N_{K\alpha}$ kann nach [Gre68] berechnet werden:

$$N_{K\alpha} = N'_{K\alpha} (eU_0 - E_I)^{1,63} \quad (1.6)$$

$N'_{K\alpha}$ wurde von GREEN [Gre68] experimentell bestimmt und beträgt für Silber $K\alpha$ -Strahlung $3,5 \cdot 10^{-6}$. U_0 ist die Beschleunigungsspannung und E_I ist die Ionisierungsenergie. Für Silber und einer Beschleunigungsspannung von 40 keV ergeben sich $2,7 \cdot 10^{-4}$ $K\alpha$ Photonen pro einfallendes Elektron.

Das Verhältnis von charakteristischer $K\alpha$ - zu Kontinuumsstrahlung als Funktion der angelegten Spannung wurde schon 1968 von TOTHILL [Tot68] an Kupfer und Wolfram systematisch gemessen. Unterhalb der Ionisierungsenergie ist dieses Verhältnis gleich Null, da keine $K\alpha$ -Strahlung angeregt wird. Über dieser Energie steigt das Verhältnis zu einem breiten Maximum, dessen exakte Position vom Anodenmaterial der Röntgenröhre abhängt und mit Z^{-3} variiert [Aga91]. Für Materialien mit hohem Z wird überwiegend Kontinuumsstrahlung erzeugt, während für niedrige Z eher Linienstrahlung emittiert wird.

1.2 Die Synchrotronstrahlungsquelle

Wenn sich geladene Teilchen mit nahezu Lichtgeschwindigkeit auf gekrümmten Bahnen bewegen, wird tangential zur Bahn (siehe Abb. 1.1a) eine intensive, polarisierte und stark gebündelte elektromagnetische Strahlung erzeugt, deren Spektrum vom Infrarot bis in den harten RÖNTGENbereich reicht. Da diese Strahlung zuerst an Elektronen-Synchrotronbeschleunigern beobachtet wurde, wird sie Synchrotronstrahlung genannt.

Heutzutage erfreut sich dieses „Abfallprodukt“ so vieler Anwendungen, z.B. Angiographie, daß Speicherringe speziell als Strahlungsquellen gebaut werden. Der Durchmesser der Speicherringe beträgt je nach der Energie der Teilchen, von der das Spektrum der Synchrotronstrahlung wesentlich bestimmt wird, wenige Meter bis einige Kilometer.

Eigenschaften der Synchrotronstrahlung

Die fundamentalen Eigenschaften der Synchrotronstrahlung werden in vielen Büchern beschrieben, siehe u.a. [Jac75, Mic93]. Im Folgenden werden nur die Eigenschaften beschrieben, die für röntgendiagnostische Abbildung relevant sind.

Es sei t_e die Zeit, in der ein Einzelelektron Strahlung in Richtung des Beobachters emittiert, und t_γ die Zeit, in der der Beobachter diese Strahlung sieht. Das erste beim Beobachter ankommende Photon wird in A emittiert, das letzte in B .

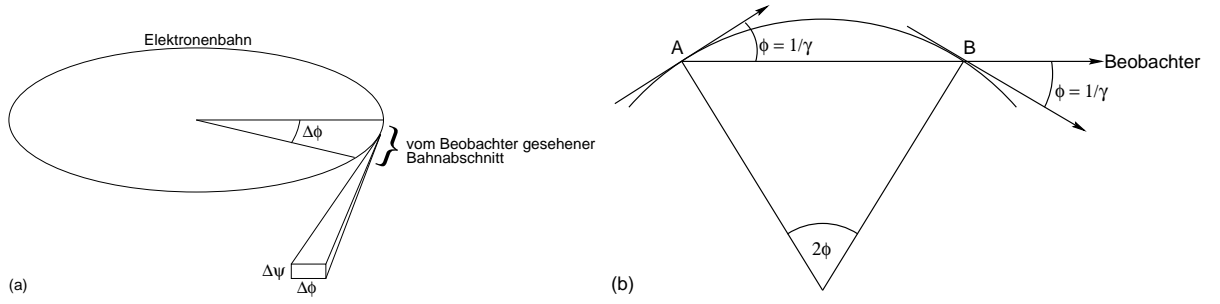


Abbildung 1.1: Abschätzung der Länge des Pulses, den ein relativistisches Elektron während des Vorbeifluges am Beobachter erzeugt [Mic93, Wil96].

Die Zeitdifferenz $t_c - t_\gamma$ liefert die Länge des elektromagnetischen Pulses. Sie ist identisch mit dem Laufzeitunterschied, den Elektronen und Photonen beim Flug von A nach B haben. Aus Abbildung 1.1 und der Kenntnis, daß sich Elektronen mit der Geschwindigkeit $c\beta$ ($\beta = v/c$) und Photonen mit Lichtgeschwindigkeit c bewegen folgt:

$$\Delta t = t_c - t_\gamma = \frac{2R\phi}{c\beta} - \frac{2R\sin\phi}{c} = \frac{2R}{c} \left(\frac{\phi}{\beta} - \phi + \frac{\phi}{3!} - \frac{\phi}{5!} + \dots \right) \quad (1.7)$$

Da $\phi \approx 1/\gamma$ und $\gamma\beta \approx \gamma - \gamma/2$ erhält man in guter Näherung:

$$\Delta t \approx \frac{2R}{c} \left(\frac{1}{\beta\gamma} - \frac{1}{\gamma} + \frac{1}{6\gamma^3} \right) \approx \frac{4R}{3c\gamma^3} \quad (1.8)$$

Ein relativistisch geladenes Teilchen, welches lateral durch eine elektromagnetische Kraft abgelenkt wird, emittiert ein schmales Strahlungsbündel in Bewegungsrichtung, siehe Abbildung 1.1a. Dieses Strahlungsbündel hat eine typische Größe von $m_e c^2 / E_e = 1/\gamma$ [Mic93], worin E_e die kinetische Energie der Partikel³ ist. Die spektrale Breite der Synchrotronstrahlung wird über die charakteristische Frequenz ω_c beschrieben.

$$\omega_c = \frac{\omega_{typ}}{\pi} = \frac{3c\gamma^3}{2R} . \quad (1.9)$$

Darin sind R der Bahnradius der Elektronen, $\gamma = E/m_0c^2$ der Relativitätsfaktor und E die Teilchenenergie. Für Geschwindigkeiten eines Elektrons weit unterhalb der Lichtgeschwindigkeit c , d.h. $\beta = v/c \ll 1$, ist die Strahlungsleistung P_S durch die LARMOR-Formel gegeben.

Im Fall der Synchrotronstrahlung bewegen sich die Elektronen mit Geschwindigkeiten $v \approx c$, d.h. $\beta \approx 1$. Die LARMOR-Formel muß zu LORENTZINVARIANter Form ergänzt

³Der Index e steht hier für das Elektron.

werden. Mit geeigneten Transformationen folgt die Strahlungsleistung bei konstanter Teilchenenergie [Mic93]

$$P_S = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0} \frac{1}{(m_0 c^2)^4} \frac{E^4}{R^2} = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0} \frac{\gamma^4}{R^2} . \quad (1.10)$$

Die spektrale Verteilung emittierter Strahlung ist in Termen der Photonenzahl in 0,1% Bandbreite, pro horizontaler und vertikaler Winkel in Milliradian, pro Sekunde und pro Milliampere des Speicherstromes [Mic93] gegeben.

$$\frac{d^3 n}{d\phi d\psi d\omega/\omega} = \frac{3}{\pi^2} \alpha \gamma^2 (2N) \frac{I}{e} \frac{\eta^2}{1 + \gamma^2 \psi^2} \left[K_{2/3}^2(\eta) + \frac{(\gamma\psi)^2}{1 + \gamma^2 \psi^2} K_{1/3}^2(\eta) \right] , \quad (1.11)$$

mit $\eta = (\omega/2\omega_c)(1 + \gamma^2 \psi^2)^{3/2}$. α ist die SOMMERFELDSche Feinstrukturkonstante, I ist der Strahlstrom, e ist die Elementarladung, N ist die Zahl der Perioden im Wiggler⁴. $K_{1/3}$ und $K_{2/3}$ sind modifizierte BESSELFunktionen. Dieser Ausdruck gibt die Zahl der Photonen an, die innerhalb eines horizontalen Winkels ϕ , eines vertikalen Winkels ψ und einer definierten Bandbreite emittiert werden.

Für die meisten Anwendungen in der diagnostischen Abbildung ist die RÖNTGENenergie bedeutend größer als die charakteristische Energie ($\omega \gg \omega_c$), so daß die obige Formel in GAUSS-Näherung geschrieben werden kann

$$\frac{d^3 n}{d\phi d\psi d\omega/\omega} = \frac{3}{4\pi} \alpha \gamma^2 (2N) \frac{I}{e} \frac{\omega}{\omega_c} \exp(-\omega/\omega_c) \exp(-\psi^2/2\sigma_\psi^2) , \quad (1.12)$$

mit $\sigma_\psi^2 = (1/\gamma^2)(\omega_c/3\omega)$.

Als ein Beispiel der Gleichung 1.12 ist in Tabelle 1.1 der Fluß von zwei verschiedenen Einsatzgeräten, dem 5 T supraleitendem Wiggler am NSLS, und dem 1,9 T elektromagnetischen Wiggler am SSRL (Stanford Synchrotron Radiation Laboratory), verglichen. Aus Tabelle 1.1 ist ersichtlich, daß bei einem Monochromatordurchsatz von 10^{-4} Photonenflüsse in der Größenordnung von 10^{10} Photonen/s/mm² erreicht werden können.

In Tabelle 1.2 am Ende des Kapitels werden einige Parameter des Synchrotrons, z.B. Quellgröße, Pulsdauer und Brillanz, mit denen der RÖNTGENröhre und der Laserplasma-RÖNTGENquelle verglichen.

⁴Ein Wiggler ist, ebenso wie der Undulator, eine periodische magnetische Struktur.

E_e [GeV]	B [G]	N [per]	I [A]	Fluß @33 keV [Photons/s/mm ² /100% BW]
2,5	55.000	3	0,2	$1,70 \cdot 10^{14}$
3,5	19.000	4	0,1	$1,65 \cdot 10^{14}$

Tabelle 1.1: Flußdichte zweier Synchrotronquellen in 25 m Entfernung von den Quellen. Darin sind I der Strahlstrom und N die Anzahl der Perioden im Wiggler.[Bro91]

1.3 Röntgenstrahlung aus laserproduzierten Plasmen

Der Begriff Plasma, wie er von LANGMUIR in den frühen 30er Jahren geprägt wurde, bezeichnet eine im Mittel ausgeglichene Ladungsverteilung aus Elektronen und Ionen (Quasineutralität). Ein Plasma kann sich bilden, falls genügend hohe Ionisierungsenergien zur Verfügung stehen. Wird die Energie 1 eV ins Verhältnis zur BOLTZMANNkonstante gesetzt, so ergibt sich eine korrespondierende Temperatur von 11.600 K, woraus ersichtlich ist, daß der Plasmazustand von Materie unter Normalbedingungen an der Erdoberfläche unwahrscheinlich ist. Dennoch finden sich eine Vielzahl von Beispielen für künstliche (Lichtbögen, Zündfunken, heiße Flammen) und natürliche (elektrische Entladungen in der Atmosphäre, Kometenschweife) Plasmen. Die verschiedenen Plasmen erstrecken sich im Dichte-Temperatur-Diagramm über 28 Größenordnungen in der Dichte und über sechs Größenordnungen in der Temperatur. Die Dichte der Plasmen, über die hier gesprochen wird, liegt im Bereich der Festkörperdichte und die Temperatur ist vergleichbar mit der der Sonnenoberfläche (ca. 10^6 K).

Ein wesentlicher Gesichtspunkt, der die Arbeit mit Laserplasmen für medizinische Anwendungen erst interessant macht, ist die Lebensdauer solcher Plasmen. Die RÖNTGENstrahlung, die aus solchen Plasmen entsteht, hat eine Lebensdauer von etwa 200 – 700 fs, so daß man von einer Kurzpuls-RÖNTGENquelle sprechen kann. Dieser Punkt ist besonders für medizinische Anwendungen wichtig, bei denen es, wegen der niedrig zu haltenden Strahlendosis, auf kurze Bestrahlungszeiten von etwa 250 ms während einer Ruhephase des Herzen ankommt.

Ein weiterer Vorteil von derartiger RÖNTGENquellen ist die Wiederholrate des Lasers mit dem solch ein Plasma und damit auch die RÖNTGENstrahlung erzeugt wird. Sie liegt zwischen 1 Hz und 1 kHz, abhängig vom verwendeten Lasersystem.

Entstehung des Plasmas

Die Erzeugung von RÖNTGENstrahlung aus laserproduzierten Plasmen ist ein relativ komplizierter Prozeß, dessen erster Schritt die Absorption von Laserlicht ist. Zum Verständnis dieses Prozesses ist es nützlich, zwischen Laserintensitäten von kleiner bzw. größer 10^{15} Wcm^{-2} zu unterscheiden [Gib96].

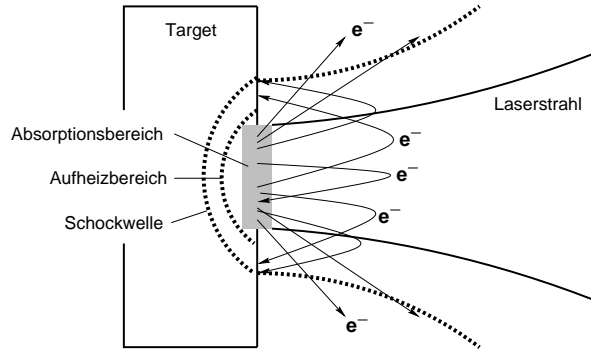


Abbildung 1.2: Die Erzeugung eines laserproduzierten Plasmas an einem ebenen, festen Target.

Ein kurzer Laserpuls (typ. 10^{-14} bis 10^{-8} s) wird im Vakuum auf ein Target (massiv oder Folie) fokussiert (Abb. 1.2). Bei genügend hohen Intensitäten, $I > 10^9 \text{ W cm}^{-2}$, verwandelt sich die Targetoberfläche in der Fokusregion in ein Plasma. Durch Absorption von Laserlicht wird die Targetoberfläche zunächst ionisiert, so daß eine dünne Plasmaschicht vor dem Target entsteht. Den darin befindlichen Elektronen und Ionen wird durch fort dauernde Absorption von Photonen thermische Energie zugeführt, wodurch sich das Plasma in Richtung Vakuum ausdehnt. Dabei geht das ursprünglich stufenförmige Dichteprofil in ein ausgedehntes über. Das Dichteprofil in der Nähe der kritischen Dichte ist von entscheidender Bedeutung für die Resonanzabsorption zwischen Laserlicht und Plasma und damit auch bedeutsam für die Entstehung von RÖNTGENstrahlung. Unter der kritischen Dichte versteht man die Elektronendichte, bei der die Plasmafrequenz [Grä98] $\omega_p = 56,4 \sqrt{n_e[m^{-3}]} \text{ s}^{-1}$ gerade gleich der Frequenz ω des einfallenden Laserpulses ist

$$n_{ec} = \frac{4\pi^2 c^2 m_e \varepsilon_0}{\lambda^2 e^2} = \frac{1,11 \cdot 10^{27}}{\lambda^2 [\mu m]} \text{ m}^{-3} \quad (1.13)$$

Laserlicht kann sich im Plasma nur ausbreiten, wenn die Elektronendichte n_e kleiner als die kritische Dichte n_{ec} bzw. solange $\omega > \omega_p$ ist und kann auch nur dann absorbiert werden. Bei einer Frequenz des eingestrahnten Laserlichtes von $\omega = \omega_p$ ($n_e = n_{ec}$) erreicht die Absorption Maximalwerte. Bei kleineren Frequenzen ($\omega < \omega_p$) verhindert die Dämpfung

das Eindringen des Laserlichtes ins Plasma und damit auch eine Absorption. Die für den Dichteabfall charakteristische Größe ist die Skalierungslänge L [Grä98], die durch

$$L = \left(\frac{1}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial x} \Big|_{n_e = n_{ec}} \right)^{-1} \quad (1.14)$$

gegeben ist. Eine ausführliche Beschreibung der Ausbreitung von Licht im Plasma sowie der verschiedenartigen Absorptionsmechanismen wird an dieser Stelle nicht gegeben. Hierfür sei z.B. auf [Gib96] verwiesen.

Hochintensive Lasersysteme arbeiten häufig mit einem gezielten Vorpuls, dessen Zeitdifferenz zum Hauptpuls im ps-Bereich liegt [Bas97]. Wenn die Intensität dieses Vorpulses bereits so hoch ist, daß ein Plasma gebildet wird, so nennt man dieses ein Vorplasma. Der Hauptpuls steht dann in Wechselwirkung mit einem sich ausdehnenden Vorplasma. Als Folge dessen kann die Absorption des Hauptpulses gesteigert werden. Dies zieht wiederum eine Erhöhung der Umwandlungseffizienz von Laserstrahlung in RÖNTGENstrahlung nach sich.

Außerhalb von Absorptions- und Heizmechanismen hat auch eine Reihe anderer Prozesse Einfluß auf die Plasmaentstehung. Einer von diesen ist die Erzeugung elektrischer und magnetischer Feldern, die in den 70er Jahren bei der Plasmaerzeugung mit relativ langen Laserpulsen beobachtet wurden [Rav78, Sta78]. Das Magnetfeld, welches relativ hohe Werte von einigen hundert TESLA annehmen kann, wird hauptsächlich dem Strom schneller Elektronen zugeschrieben, die während des Absorptionsprozesses erzeugt werden und ist toroidal um den Laserfokus angeordnet. Während des Laserpulses können diese Felder spürbare Effekte auf die Plasmadynamik haben.

Röntgenemission und Umwandlungseffizienz

Im Gegensatz zur weichen RÖNTGENstrahlung wird die harte RÖNTGENstrahlung direkt durch heiße Elektronen erzeugt, die in der Nähe des Laserfokus entstehen. Als Folge der hohen Temperaturen und damit auch der großen kinetischen Energie ist auch die mittlere freie Weglänge groß, so daß die schnellen Elektronen in die kalten Regionen des Targets eindringen können, wo sie entweder Bremsstrahlung, durch Stöße mit Ionen, oder Linienstrahlung, durch Herausschlagen eines gebundenen K-Schalen-Elektrons des Targetmaterials, emittieren. Die Temperatur T_{hot} der heißen Elektronen skaliert mit $I\lambda^2$, worin I die Intensität und λ die Wellenlänge des Lasers sind.

Bremsstrahlung erscheint als Kontinuum im Bereich zwischen 0.1 keV bis hin zu einigen MeV, abhängig von der Laserintensität und den Plasmaparametern [Kme92, Sch95]. Linienstrahlung kann im Bereich von 1 – 100 keV gefunden werden, abhängig von der Atomzahl des Targetmaterials [Jia95, Rou94]. Die spektrale Intensität der emittierten Photonen ist direkt von der Elektronenenergie abhängig.

Die Zeitskala der RÖNTGENemission vom Plasma ist durch die Plasmadynamik bestimmt. Die Ausdehnung des Plasmas führt zu einer Abkühlung und daher auch zu einem Ende der Emission von RÖNTGENstrahlung. Werden Laserpulse im Bereich von sub-ps Dauer genutzt, ist die RÖNTGENpulsdauer ($T_{\alpha} K\alpha$) in der Größenordnung von einigen 10 ps [Grä98]. Die RÖNTGENpulsdauer ist bestimmt durch die Lebenszeit der heißen Elektronen, die in das Targetmaterial eindringen können, durch die Dauer des Laserpulses und die Quellgröße [Rei00].

Die Umwandlungseffizienz von Laserstrahlung in charakteristische $K\alpha$ -Strahlung aus laserproduzierten Plasmen hängt von einer Vielzahl von Parametern ab: Laserintensität, Ausdehnung des Plasmas [Bas97, Sch99], Targetmaterial usw., so daß sich die Optimierung der Ausbeute sehr komplex gestaltet. Deshalb wurde die Wechselwirkung der intensiven Laserstrahlung mit einem Festkörper-Target simuliert, um die RÖNTGENemission bei verschiedenen Parametern vorhersagen zu können [Rei00].

Dazu wurde eine dreistufige Rechnung entwickelt [Rei00]. Wenn das Lasersystem zwei Vorpulse einige Nanosekunden vor dem Hauptpuls produziert, ist die Bildung eines Vorplasmas unvermeidbar. Deshalb wurden zunächst hydrodynamische Simulationen gemacht, um dessen Eigenschaften zu bestimmen. Anschließend wurden diese Daten in PIC-Simulationen verwendet, um die Verteilung der heißen Elektronen zu erhalten. Daran schließt sich ein Monte-Carlo-Code an, der für die Bestimmung der $K\alpha$ -Ausbeute erweitert wurde. Das Ergebnis solcher Simulationen ist in Abbildung 1.3 zu sehen. Die optimale Laserintensität I_{opt} wird über die maximale Ausbeute an $K\alpha$ -Strahlung definiert. Diese ist stark von der Ordnungszahl des Targetmaterials abhängig und skaliert mit $I_{opt} \propto Z^{4,4}$ [Rei00].

Der Winkel, unter welchem das Plasma beobachtet wird, hat ebenfalls einen Einfluß auf die Erzeugung von RÖNTGENstrahlung. Der RÖNTGENfluß variiert typischerweise mit $\cos^n \theta$ [Mic93], θ ist der Beobachtungswinkel bezüglich der Targetnormalen. Als Exponenten findet man $n \approx 0,3$ für weiche und $n \approx 1,5$ für harte RÖNTGENstrahlung.

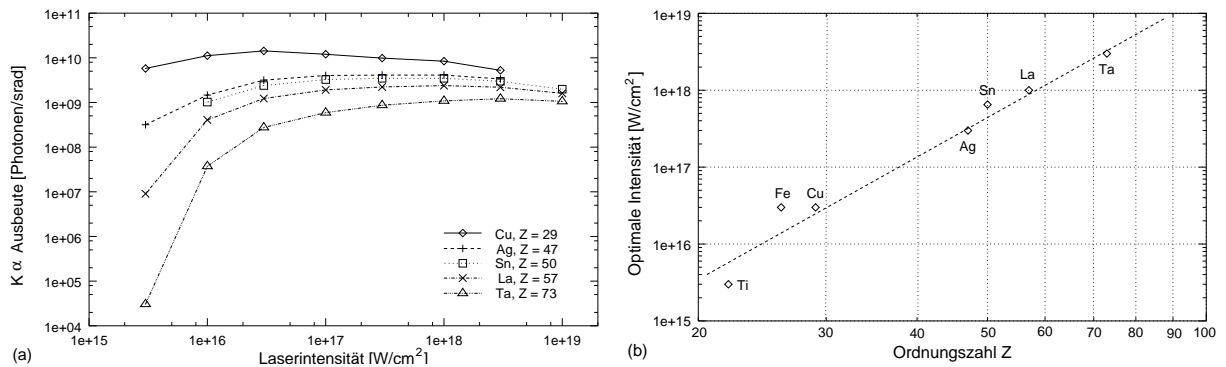


Abbildung 1.3: (a) Simulierte $K\alpha$ -Ausbeute von Volumentargets für eine Laserenergie von 100 mJ. (b) Abhängigkeit der optimalen Laserintensität vom Targetmaterial. Dazu wurde die Laserintensität gegen die Ordnungszahl des Targetmaterials aufgetragen, die zum Erreichen einer maximalen $K\alpha$ -Ausbeute in Teilbild (a) benötigt wurde. [Rei00]

Quellgrößen

RÖNTGENstrahlung wird im Laserfokus und in dessen Umgebung erzeugt. Infolge der Plasmaexpansion und des Eindringens heißer Elektronen in das umliegende Targetmaterial wird daher die RÖNTGENemissionszone etwas größer sein als der fokussierte Laserpuls, der in der Regel einige Mikrometer groß ist. Aus der Sicht höherer Intensität und kleiner Quellgröße ist ein nahezu senkrechter Einfall des Laserpulses wünschenswert.

Messungen zur Bestimmung der Quellgröße wurden am LCC (Lund Laser Center) Lund mit einer Pinhole-Kamera durchgeführt [Grä98]. Es wurde ein Pinhole mit einem Lochdurchmesser von $5 \mu\text{m}$ in einem $175 \mu\text{m}$ dicken Platin-Substrat genutzt. Ein typisches Bild für ein Ta-Target, aufgenommen mit einer CCD-Kamera, ist in Abbildung 1.4a zu sehen. Das Pinhole wurde im Abstand von 20 mm von der Quelle platziert. Der Vergrößerungsfaktor war etwa 34 war. Der RÖNTGENstrahl wurde durch eine 10 mm starke Plastikschicht ($\approx 10\%$ Transmission bei 30 keV) gefiltert. Auf diese Weise konnten Quellgrößen von 50 bis $60 \mu\text{m}$ bestimmt werden, siehe auch Abb. 1.4b. Die gemessenen Quellbreiten variierten mit den Fokussierungsbedingungen [Nyk97].

1.4 Vergleich der Röntgenquellen

Es gibt eine große Vielzahl verschiedener RÖNTGENquellen. Konventionelle RÖNTGENröhren sind vorherrschend in allen Arten der medizinischen Radiologie, z.B. in der Com-

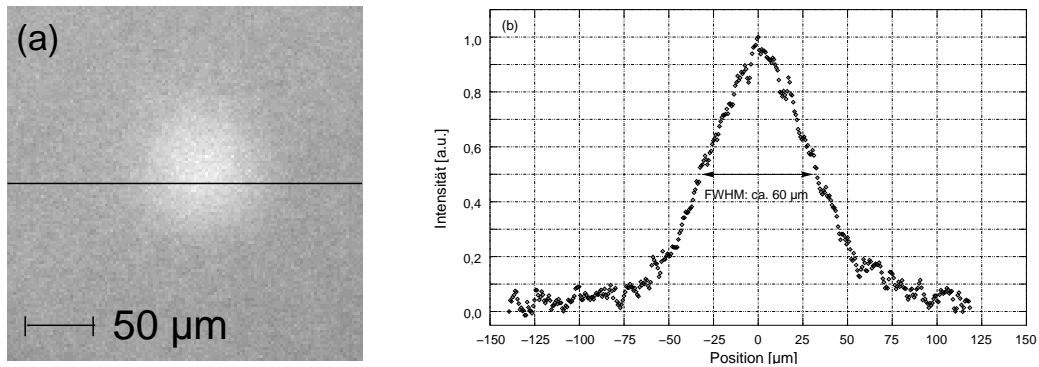


Abbildung 1.4: (a) Typische Lochkameraaufnahme bei Verwendung eines Ta-Targets. Entlang der eingezeichneten Linie wurde ein Intensitätsprofil (b) aufgezeichnet. Daraus ist eine Quellgröße von etwa $60 \mu\text{m}$ ablesbar.

putertomographie, wobei die verschiedenen existierenden Typen solcher Röhren an die verschiedenen Anwendungen angepaßt sind.

Die Standard-RÖNTGENröhre mit einer Quellgröße von $300\text{--}1200 \mu\text{m}$ wird für die meisten Projektionsaufgaben genutzt und liefert eine relativ hohe mittlere Dosis. Sogenannte Mammographie-Röhren werden mit ihren kleineren Quellgrößen, zur Untersuchung kleiner Strukturen wie z.B. Mikroverkalkungen gebraucht. Das abgestrahlte Spektrum setzt sich aus einem diskreten und einem kontinuierlichen Anteil zusammen, wobei die Abstrahlung mehr oder weniger in den gesamten an die Anodenfläche angrenzenden Halbraum erfolgt. Die verfügbaren Wellenlängen hängen von der angelegten Spannung und der Wahl der Anode ab. RÖNTGENröhren können so modifiziert werden, daß sie kurze Pulse abgeben. Solche Blitz-RÖNTGENquellen erzeugen Pulse mit einer Dauer von $20 - 100 \text{ ns}$. Der Spektralbereich reicht von 5 bis 100 keV bei Wiederholraten von $< 50 \text{ Hz}$. Typische Werte für die Quellgröße und den mittleren Fluß sind der Tabelle 1.2 zu entnehmen.

Synchrotronstrahlungsquellen liefern über einen weiten Bereich, der sich von einigen Elektronenvolt bis 100 keV erstreckt, ein kontinuierliches Spektrum mit sehr hoher mittlerer Intensität. Durch die zeitliche Struktur des Elektronenflusses im Speicherring wird Synchrotronstrahlung als kurzer Puls von etwa 50 ps Dauer mit einer hohen Wiederholungsrate von einigen 100 MHz [Grä98] emittiert. Da die Abstrahlung im wesentlichen in Bewegungsrichtung der Elektronen geschieht, besitzt Synchrotronstrahlung eine sehr kleine Divergenz im Bereich von einigen Millirad. Zusammen mit einem kleinen Strahldurchmesser ($< 1 \text{ mm}^2$) führt dies zu guten Effizienzen in Monochromatoren und Fokussierungs-

Quellentyp	Größe [μm]	Pulsdauer [ps]	mittl. Brillanz [Photonen/(s mrad ² mm ² 0.1%bw)]	Peakbrillanz
Mammographieröhre	≈ 100	k.A.	$\approx 10^7$	k.A.
Standard Röhre	300 – 1200	≥ 20.000	$\approx 10^8$	$\approx 10^{12}$
Synchrotron (1. Gen.)	200 – 1000	100	10^{12}	10^{16}
Synchrotron (2. Gen.)	200 – 1000	100	$10^{14} - 10^{15}$	$10^{17} - 10^{18}$
Synchrotron (3. Gen.)	200 – 1000	50	$10^{18} - 10^{21}$	$10^{21} - 10^{24}$
XFEL (in Planung)	150	0,3	10^{26}	10^{34}
LPP	10 – 30	$\geq 0,2$	$\approx 10^{10}$	10^{21}

Tabelle 1.2: Vergleich verschiedener Röntgenquellen mit einer laserproduzierten Röntgenquelle nach [Fel00, För98, Grä98, HAS97].

elementen. An Synchrotrons kann ein hoher mittlerer monochromatischer RÖNTGENfluß erzielt werden. Am NSLS werden bei Experimenten etwa $3 \cdot 10^{11}$ Photonen $\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{mm}^{-2}$ bei 33,2 keV in 140 eV Bandbreite genutzt [Lew97]. Dies entspricht etwa $33 \text{ Gy}\cdot\text{s}^{-1}$. Zum Vergleich dazu liegt die mittlere Zahl an TaK α -Photonen, die von einer Laserplasmaquelle bei 10 Hz emittiert werden, bei 10^9 Photonen/(s 2π srad). Einziger Nachteil ist der hohe Kostenaufwand, wodurch solche Quellen nur in bestimmten Zentren betrieben werden können und für den alltäglichen Betrieb nicht zur Verfügung stehen.

Die Emission einer Laserplasma-RÖNTGENquelle zeigt deutliche Unterschiede in Abhängigkeit von der Ordnungszahl des Targetmaterials. Für kleine Z bis etwa $Z = 26$ wird eher Linienstrahlung emittiert, während man für Targets aus schweren Elementen eher Bremsstrahlung erhält. Die Emission eines Laserplasmas in den Halbraum steht in starkem Kontrast zur schmalen Divergenz der Synchrotronstrahlung. Laserplasma-Quellen sind gepulst und weisen Frequenzen von bis zu 1000 Hz auf. Die Spitzenbrillanz kann sehr hoch sein, während die mittlere Brillanz derzeit genutzter Laserplasma-Röntgenquellen ziemlich niedrig ist. Aber die Entwicklung der Lasersysteme schreitet ständig voran, so daß sich diese Situation in nächster Zeit ändern wird. Tabelle 1.2 vermittelt einen Eindruck der ständigen Weiterentwicklung der RÖNTGENquellen bezüglich der mittleren und Spitzenbrillanzen. Die Intensitätssteigerung durch Synchrotronstrahlungsquellen ist enorm. Dieser Trend kann durch die Entwicklung des freien Elektronen-Lasers (FEL) in Zukunft fortgesetzt werden [Fel00].

Kapitel 2

Röntgendetektoren

Für medizinische Untersuchungen ist die Wahl eines geeigneten Detektors aus Sicht der Auflösung und aus Gründen einer niedrig zu haltenden Strahlenbelastung und damit auch niedrig zu haltender Photonenzahlen von entscheidender Bedeutung. Informationen werden in der Radiologie hauptsächlich durch Schattenwurf des Objektes erzeugt, wenn dies mit RÖNTGENstrahlung beleuchtet wird. Dieser Schatten sollte mit einem hochauflösenden bzw. positionsempfindlichen Detektor aufgenommen werden. Detektoren mit hoher räumlicher Auflösung sind nicht leicht verfügbar oder ziemlich teuer.

In diesem Kapitel werden daher der fotografische Film, der seit über einem Jahrhundert als Standardmethode eingesetzt wird und die sogenannten Bildplatten, die zusammen mit den digitalen Scannern vor etwa 10 Jahren entwickelt wurden [Miy89, Son83], mit der CCD-Kamera verglichen.

2.1 Der Röntgenfilm

Fotografischer Film ist einer der ältesten und auch am weitesten verbreiteten Detektoren für RÖNTGENstrahlung. Die lichtempfindliche Schicht ist eine Emulsion aus in Gelatine eingebetteten, unterschiedlich großen Silberhalogenidkörnern (AgBr). Die Größe der AgBr Körner hat einen Einfluß auf die Empfindlichkeit und die Bildschärfe. Je größer die Kristallkörner, desto höher ist die Empfindlichkeit und desto kürzer sind die Belichtungszeiten. Andererseits vergrößert die Korngröße auch die Unschärfe. Die Pixelkapazität von RÖNTGENfilmen übertrifft die jedes anderen Detektors um Größenordnungen.

Filme haben einen relativ kleinen dynamischen Bereich von zwei bis drei Größenordnungen. Der Hauptvorteil liegt in der hohen lateralen Auflösung von wenigen Mikrometern. Filme sind zwar relativ preiswert, zeigen aber in der Handhabung einige Nachteile. Fotografische Filme können nur einmal verwendet werden. Die nach der Belichtung der Filme folgende Entwicklung benötigt noch weit mehr Zeit als das Wechseln des Filmes bei absoluter Dunkelheit, so daß das Ergebnis der Aufnahmen erst viele Minuten nach der eigentlichen Belichtung vorliegt.

Mit Hilfe der Gradationskurve (Ausschnitt in Abb. C.2b) können Empfindlichkeit, Kontrast, Dichteumfang und Belichtungsspielraum ermittelt werden. In dieser Kurve ist

die optische Dichte D (früher Schwärzung) über dem Zehnerlogarithmus der Belichtung aufgetragen ($\lg B = \lg I_0 t$). Die optische Dichte ist definiert als der dekadische Logarithmus des Verhältnisses der Intensität I_0 der einfallenden Strahlung zur Intensität der durchgelassenen Strahlung I . Für Mediziner diagnostisch relevante Strukturen liegen zwischen $D = 0,5$ und $D = 2,2$. Zum Erreichen einer optischen Dichte von $D = 1$ ist ein Photon pro μm^2 notwendig [Hen86].

2.2 Die Bildplatte

Eine Bildplatte ist eine flexible plastische Platte mit einem fotostimulierbaren Kristallpulver, z.B. BaFBr:Eu²⁺, [Kaw93, Miy86, Son83].

Eine Vielzahl von Eigenschaften macht die Bildplatte attraktiv für die RÖNTGENbeugung. Die Platten haben eine hohe Quanteneffizienz (DQE¹) über einen großen Spektralbereich, der sich bis hin zur K-Absorptionskante von Barium bei 37,452 keV (0,33 Å) erstreckt. Die Bildplatte kann nach dem Auslesen durch eine Belichtung mit weißem Licht gelöscht werden und steht dann wieder für eine neue Aufnahme zur Verfügung. Die Empfindlichkeit einer Bildplatte ist um 2-3 Größenordnungen höher als die von RÖNTGENfilmen. Ein weiterer erheblicher Vorteil ist ihr großer dynamischer Bereich, der sich über 4-5 Größenordnungen erstreckt. Da große Detektorflächen von mehr als $20 \times 25 \text{ cm}^2$ bei einer Dicke von 0,51 mm möglich sind und die räumliche Auflösung zwischen 100 – 150 μm liegt, ist die Zahl der auflösenden Elemente (Pixel) vergleichbar mit denen des RÖNTGENfilmes.

Die Nachweisgrenze liegt je nach Plattentyp bei wenigen bis zu einigen Dutzend Photonen pro Pixel, wobei die Intensitäten in logarithmischer Form gespeichert werden. Die konventionellen Bildplatten sind mit einem etwa 11 μm dicken PET-Film beschichtet, wodurch sie nicht mehr empfindlich genug für weiche RÖNTGENstrahlung sind.

Da die Bildplatten selbst kein energetisches Auflösungsvermögen haben, können Reflexe höherer Ordnung oder auch der Untergrund durch umgebende Strahlung nicht automatisch durch die Bildplatte unterdrückt werden.

¹DQE = $(\text{Signal/Untergrund})_{out} / (\text{Signal/Untergrund})_{in}$

2.3 Elektronische Detektoren

Charge Coupled Devices (CCDs) werden als zweidimensionaler Detektor verwendet [Gru89]. Eine wesentliche Eigenschaft dieser Detektoren besteht darin, die von den absorbierten Photonen ausgelösten Photoelektronen in benachbarten Potentialtöpfen des Halbleitermaterials (Silizium) zu speichern und durch Schieben der Ladung das orts aufgelöste Signal einem einkanaligen Ausgangsverstärker zuzuführen. Die Zahl der Elektronen, die in einem Potentialtopf gespeichert werden können, ist proportional zur Pixelfläche. CCDs mit größeren Pixeln erlauben die Speicherung größerer Ladungsmengen und bieten deswegen auch eine größere Dynamik als CCDs mit kleineren Pixeln.

Für den Bereich der RÖNTGENstrahlung sind CCDs a priori nicht konzipiert. Es gibt jedoch verschiedene Ansätze, um CCDs auch in diesem Spektralbereich einsetzen zu können: Zum einen kann die RÖNTGENstrahlung auf einem mit einem Leuchtstoff, z.B. $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S:Tb}$, beschichteten Schirm aufgefangen werden, der dann mit einem Objektiv auf den CCD-Chip abgebildet wird. Zum anderen kann auch ein gesondertes Lichtleiterbündel mit dem Leuchtstoff beschichtet werden. Die RÖNTGENstrahlung wird dann im Leuchtstoff absorbiert, und das Lumineszenzlicht wird orts aufgelöst über das Lichtleiterbündel (Fiberplate) auf den CCD-Chip geleitet.

Somit stellt die CCD-Kamera auch für den harten RÖNTGENbereich eine Alternative zu Film und Bildplate dar. Der dynamische Bereich eines solchen Systems erstreckt sich über vier bis fünf Größenordnungen. Der CCD-Chip selbst besitzt eine Größe von bis zu 1000×1000 Pixeln, mit einer Pixelgröße von $20 - 40 \mu\text{m}$.

2.4 Vergleich der verschiedenen Detektoren

Für die Aufnahme von RÖNTGENbildern kommen sehr verschiedene Detektoren in Frage. Fotografische Filme werden hierbei schon seit beinahe 100 Jahren als Detektor verwendet. Bildplatten und die zugehörigen Scanner wurden vor einigen 10 Jahren entwickelt [Kaw93]. Fortschritte in der CCD Technologie ermöglichen jetzt eine Alternative. Ein Vergleich zwischen den kommerziell verfügbaren Detektorsystemen ist in Tabelle 2.1 zu finden.

Für das zu entwickelnde Verfahren werden an den Detektor bestimmte Anforderungen gestellt. Die Ärzte wollen die bestmögliche Detektorauflösung, um in der Lage zu sein, Verengungen (Stenosen) in Arterien mit einem Durchmesser von 1 mm zu identifizieren.

	Film	Bildplatte	CCD-Array
Sensitivität [a.u.]	1	10^3	10^3
dynamischer Bereich	10^3	$10^4 - 10^5$	10^4
Wiederverwendbarkeit	nein	ja	ja
lineare Response	nein	ja	ja
Pixelgröße	$< 10 \mu\text{m}$	$\approx 0,1 \text{ mm}$	$\approx 20 \mu\text{m}$
Pixelzahl	1000 pro cm	2000×2000	1000×1000
Detektorgröße	Meter	bis $30 \times 40 \text{ cm}$	$1 \times 1 \text{ cm}$
Intensitätsauflösung	analog	8 – 10 bit	8 – 16 bit
Untergrundreduzierung	nicht möglich	möglich	möglich
Kosten	10 – 100 Euro	10000 – 100000 Euro	

Tabelle 2.1: Vergleich charakteristischer Daten verschiedener Detektoren [Gra91b, Koc91, Til96a]

Auf der anderen Seite steigt dadurch bei konstantem Signal/Untergrund-Verhältnis (SNR) die Strahlungsdosis für den Patienten quadratisch an.

Der Detektor sollte eine Mindestgröße von $10 \times 10 \text{ cm}^2$ haben, um das gesamte Herz während einer Aufnahme abbilden zu können. Eine Belichtungszeit von $< 250 \text{ ms}$ ist notwendige Voraussetzung, um es dem Mediziner zu ermöglichen, für die Aufnahme eine Ruhephase des Herzens auszunutzen.

Nach der logarithmischen Subtraktion muß der Untergrund im interessanten Gebiet sehr niedrig sein, um ein hinreichendes SNR zu erhalten. Daher sollte der Untergrund durch elektronische und Systeminstabilitäten vergleichsweise niedriger als der Photonenuntergrund sein.

Auf Grund der Anforderungen an den Detektor spricht sehr viel für den Einsatz einer CCD-Kamera. Das Problem der zu kleinen Detektorgröße ist durch Verwendung einer fokussierenden Optik zu beseitigen. Eine weitere Möglichkeit, das Argument der zu kleinen Detektorgröße zu entkräften, besteht darin, die Pixelgröße zu vergrößern. Bei einem Faktor 10 erhalte man eine Detektorgröße von ca. 10 cm und hätte dennoch eine Auflösung von $0,4 \text{ mm}$.

Kapitel 3

Röntgenoptiken

Prinzipiell muß zwischen zwei Geometrien unterschieden werden. In der BRAGGgeometrie ist die Eintrittsoberfläche gleichzeitig die Austrittsoberfläche. Daher wird diese Geometrie auch Reflexionsgeometrie genannt. In LAUEgeometrie geht die Strahlung durch den Kristall hindurch, d.h. der Strahlaustritt ist auf der gegenüberliegenden Seite, daher auch Transmissionsgeometrie.

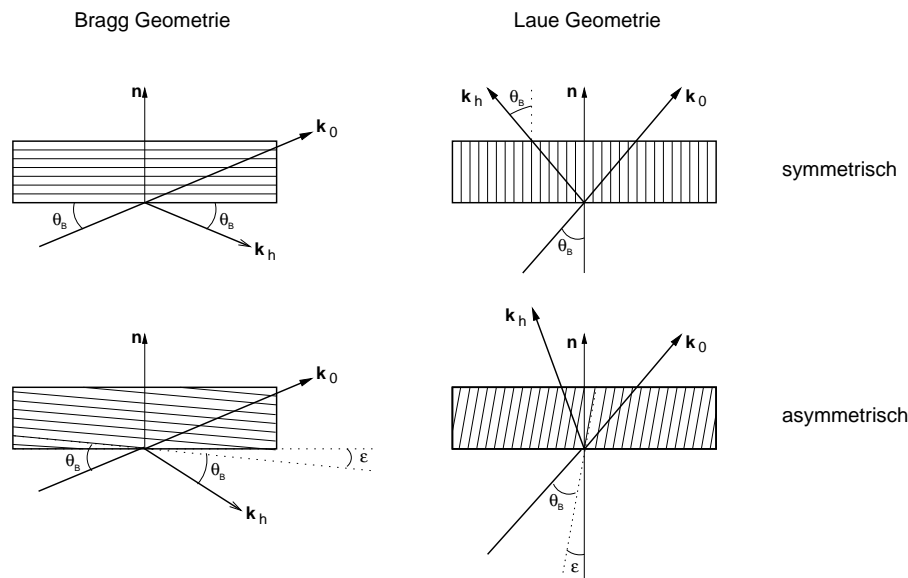


Abbildung 3.1: Dargestellt ist der Strahlengang in BRAGG- und LAUE-Geometrie. Der BRAGG- und der Asymmetriewinkel sind gekennzeichnet.

Wie in Abb. 3.1 zu sehen ist, sind die Gitterebenen im symmetrischen BRAGGfall parallel und im symmetrischen LAUEfall senkrecht zur Kristalloberfläche. Alle anderen Netzebenenlagen werden als asymmetrisch bezeichnet. Die Definition des Asymmetriewinkels ε ist dem Bild 3.1 zu entnehmen. Es wird vereinbart, daß $\varepsilon > 0$ für streifenden Einfall gilt [Suo92].

Für die mathematische Behandlung ist es sinnvoll den Asymmetriefaktor b einzuführen. Der Index h steht hier als Synonym für die MILLER-Indizes hkl .

$$b = \frac{\gamma_0}{\gamma_h} \tag{3.1}$$

Dabei sind γ_0 und γ_h die Richtungskosinusse, d.h. die Kosinusse der Winkel zwischen der Oberflächennormalen und dem einfallenden bzw. reflektierten Strahl. Damit ergibt sich

im streifenden Einfall für den Asymmetriefaktor in BRAGG-Geometrie

$$b = \frac{\cos(90^\circ - (\theta_B - \varepsilon))}{\cos(90^\circ + (\theta_B + \varepsilon))} = \frac{\sin(\theta_B - \varepsilon)}{-\sin(\theta_B + \varepsilon)} \quad (3.2)$$

und in LAUE-Geometrie

$$b = \frac{\cos(\theta_B + \varepsilon)}{\cos(\theta_B - \varepsilon)} \quad (3.3)$$

Im symmetrischen Fall, d.h. für $\varepsilon = 0^\circ$, ist $b = -1$ in BRAGG- und $b = 1$ in LAUE-Geometrie.

3.1 Optiken in Transmissionsgeometrie

Die LAUEgeometrie hat vor allem bei höheren Energien verschiedene Vorteile, weil man mit fast senkrechtem Einfallswinkel arbeitet. Dies vereinfacht den experimentellen Aufbau erheblich und erlaubt gleichzeitig relativ kurze Kristalle.

Neben Geometrien mit ebenen Kristallen sind auch solche mit gebogenen Kristallen möglich. Konvexe Geometrien, bei denen sich die Quelle auf der konvex gekrümmten Seite des Kristalls befindet, lassen im Vergleich zum ebenen Kristall einen größeren Energiebereich zur Abbildung zu. Die konkave Geometrie nutzt bei gegebenem Energiebereich einen größeren Raumwinkel, engt aber gleichzeitig auch den für eine Abbildung nutzbaren Energiebereich im Vergleich zum ebenen Kristall ein.

Die Richtung des reflektierten Strahls ist weniger von der Kristalloberfläche, sondern viel mehr von der Lage der reflektierenden Gitterebenen abhängig. Daher sind auch der Ein- und Austrittswinkel bezüglich der Kristalloberfläche in den wenigsten Fällen identisch. Da der Kristall ein dispersives Element ist, muß man außerdem zwischen mono- und polychromatischer Abbildung unterscheiden.

3.1.1 Der ebene Kristall

Der einfachste Monochromator in LAUEgeometrie besteht aus einem ungebogenen Kristall mit zur Oberfläche senkrechten Gitterebenen (symmetrischer LAUEfall). Bereits dieser ebene Kristall fokussiert Strahlung verschiedener Wellenlängen in der Bildebene (polychromatische Fokussierung), siehe Abb. 3.2. Größe und Lage des spektralen Fensters kann durch Blenden zwischen Quelle und Film festgelegt werden.

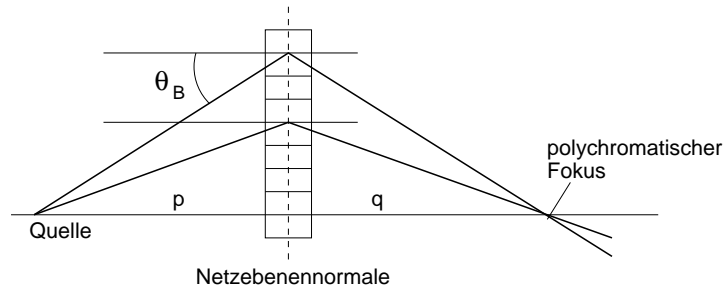


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der Transmissionsgeometrie parallel zur Dispersionsebene. θ_B ist der BRAGGWinkel, p der Quellabstand und q der Abstand zum polychromatischen Fokus.

Durch diese Abbildung wird eine räumliche Auflösung in einer Richtung senkrecht zur reflektierenden Gitterebene erreicht. Der Abbildungsmaßstab ist eins, d.h. mit ebenen Kristallen ist keine Vergrößerung bzw. Verkleinerung möglich.

Die hier vorgestellten Einflüsse auf das räumliche Auflösungsvermögen gelten streng nur für symmetrische Kristallreflexionen. Für asymmetrische Reflexion kann man sich analoge Beziehungen einfach herleiten.

Wie in Abbildung 3.3 zu sehen ist, wird die räumliche Auflösung Δx_t durch die Aufweitung des einfallenden Strahles auf Grund der endlichen Kristalldicke t gemäß

$$\Delta x_t = 2t \cdot \sin \theta_B \quad (3.4)$$

bestimmt. Daher sollte man dünne Kristalle verwenden, wenn man eine hohe Auflösung erreichen will. In dieser rein geometrischen Betrachtung wird die minimale Kristalldicke nur dadurch bestimmt, daß der Kristall noch gefertigt und gehalten werden kann. Gleichung 3.4 gilt streng nur für eine Punktquelle.

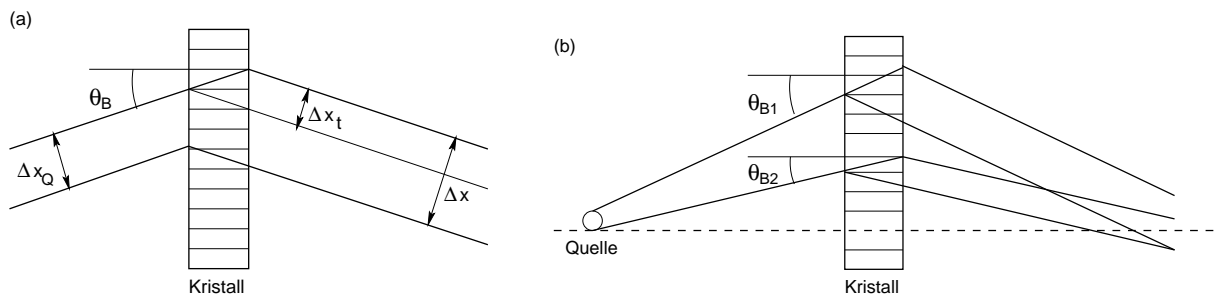


Abbildung 3.3: Einfluß von Kristalldicke und Quellverbreiterung einer monochromatischen Quelle (a) und einer polychromatischen Quelle (b) auf das räumliche Auflösungsvermögen.

Bei einer monochromatischen Quelle, Abbildung 3.3a, kann die Quellgröße als Verschie-

bung einer Punktquelle um Δx_Q interpretiert werden, d.h. jeder Strahl trifft den Kristall unter dem exakten BRAGGWinkel θ_B . Zu der in Gleichung 3.4 berechneten Auflösung Δx_t kommt (bei symmetrischer Reflexion) additiv die Quellbreite hinzu, d.h. $\Delta x = \Delta x_t + \Delta x_Q$.

Bei einer polychromatischen Quelle, wie sie in Abbildung 3.3b angedeutet ist, wird jede Wellenlänge entsprechend dem BRAGG-Gesetz unter einem anderen Winkel reflektiert. Es kommt zu einer Verschmierung der verschiedenen Wellenlängen und damit des Bildes.

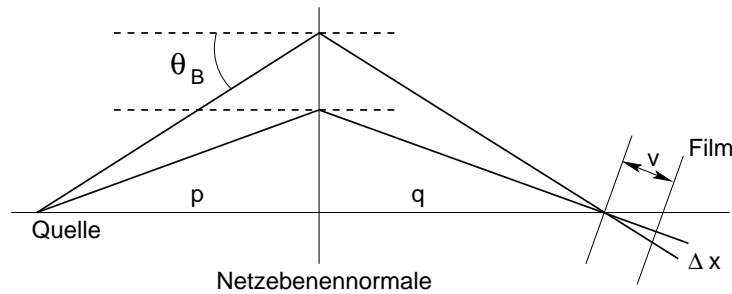


Abbildung 3.4: Einfluß der Genauigkeit des Detektorabstandes v auf die räumliche Auflösung. θ_B ist der BRAGGWinkel, p der Quellabstand und q der Abstand zum polychromatischen Fokus.

Durch das für die Abbildung gewählte spektrale Fenster wird die Genauigkeit v , mit der der Detektorabstand eingestellt werden muß, bestimmt.

$$v = \frac{\Delta x}{\tan \theta_B} \cdot \frac{E}{\Delta E} \quad (3.5)$$

Diese Gleichung ist so aufzufassen, daß die beste räumliche Auflösung Δx erreicht wird, solange v kleiner bleibt als der in 3.5 berechnete Wert. Wird v größer, so erhält man die räumliche Auflösung durch Einsetzen des genauen Wertes von v in Gleichung 3.5 und Umstellen nach Δx .

Eine Herleitung der entsprechenden Formeln für asymmetrische Kristallreflexion ist in Anhang A gegeben.

3.1.2 Der zylindrisch gebogene Kristall

Gebogene Kristalle wirken für RÖNTGENstrahlung ähnlich wie Linsen in der geometrischen Optik. Aber während man in der geometrischen Optik die Brechung an nichtebenen Flächen ausnutzt, macht man sich in der RÖNTGENoptik die BRAGGreflexion an gebogenen Gitterebenen zu Nutze. In Analogie zur geometrischen Optik kann dem Kristall ein konvexer bzw. konkaver Krümmungssinn zugeordnet werden.

Eine Übersicht vom Aufbau in Transmissionsgeometrie einschließlich der Notation für die geometrischen Parameter kann bei [Suo92] gefunden werden. Eine Skizze für symmetrische Geometrie in Transmission ist in Abbildung 3.5 zu sehen. Darin eingezeichnet sind auch die Parameter p und q , die die Abstände Quelle (S) – Kristall bzw. Kristall – polychromatischer Fokus (S') beschreiben.

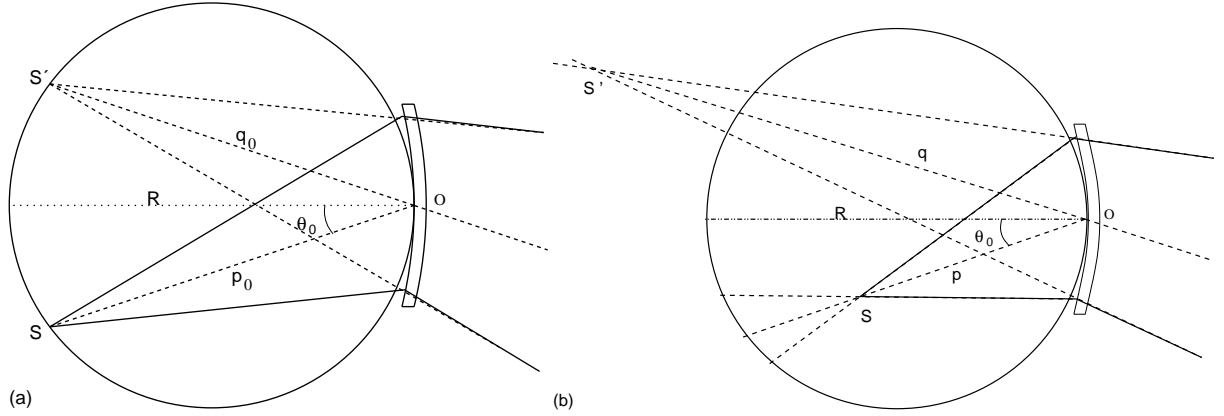


Abbildung 3.5: Skizze eines RÖNTGENoptischen Systems mit einem symmetrischen Kristallmonochromator (a) Quelle auf dem ROWLAND-Kreis und (b) Quelle innerhalb des ROWLAND-Kreises.

Die geometrischen Verhältnisse werden durch die Abbildungsgleichung

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{q} = \frac{1}{f} \quad (3.6)$$

beschrieben, worin $f = R \cos(\theta_B \pm \varepsilon)/2$ die Brennweite des Kristalls ist.

θ_B ist der BRAGGWinkel und ε der Asymmetriewinkel. Der Quellabstand p geht immer positiv in Rechnungen ein. q ist ebenfalls positiv, wenn sich Quelle und polychromatischer Fokus auf derselben Kristallseite befinden.

Eine andere, jedoch äquivalente Schreibweise von Gleichung 3.6 ist [And01]

$$\frac{p_0}{p} + \frac{q_0}{q} = 2 \quad \text{bzw.} \quad \frac{1}{q} = \frac{2}{q_0} - \frac{p_0}{q_0 p} . \quad (3.7)$$

p_0 und q_0 können mit den Parametern des gebogenen Kristalls (Krümmungsradius R , BRAGGWinkel θ_B und Asymmetriewinkel ε) berechnet werden.

$$p_0 = R\gamma_0 = R \cos(\theta_B + \varepsilon) \quad (3.8)$$

$$q_0 = R|\gamma_h| = R|\cos(\theta_B - \varepsilon)| \quad (3.9)$$

Dabei ist R positiv zu wählen, wenn sich die Quelle auf der konkaven Kristallseite befindet. In diesem Fall spricht man von einer DUMONDgeometrie, während man eine Geometrie

mit $R < 0$, d.h. der Quelle auf der konvexen Kristallseite, als CAUCHOISgeometrie bezeichnet. Eine Skizze für den LAUEfall (Transmission) mit asymmetrischer Kristallreflexion ist in Abbildung 3.6 zu sehen.

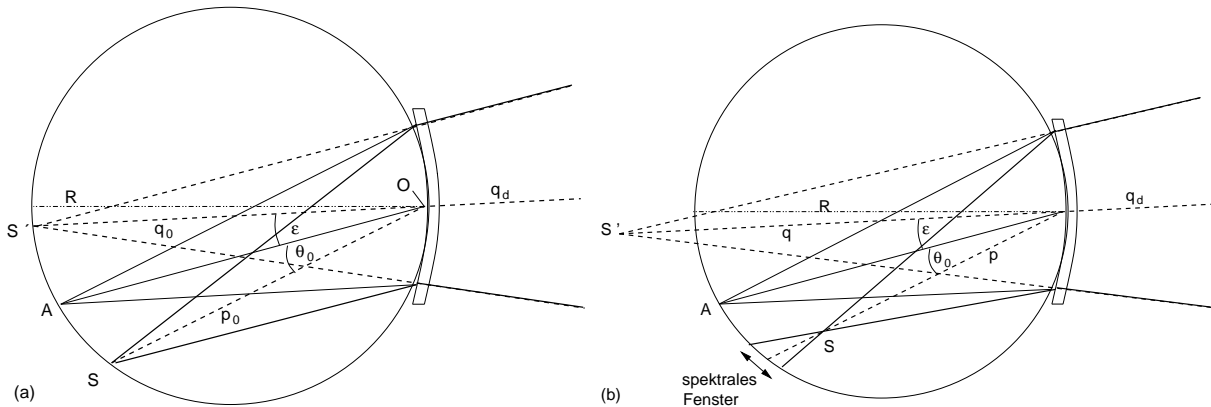


Abbildung 3.6: Skizze eines RÖNTGENoptischen Systems in Transmissionsgeometrie. (a) Die Quelle ist auf dem ROWLAND-Kreis und (b) die Quelle S befindet sich innerhalb des Fokalkreises. A ist der Schnittpunkt der Verlängerungen aller Gitterebenen und q_d ist der Detektorabstand vom Kristall.

Rein geometrisch kann man sich leicht überlegen, daß man einen Quellabstand p benötigt, der der Bedingung $2f > p > f$ genügt, um einen divergenten Strahlengang zu erhalten. Dies gewinnt im Hinblick auf die geplante medizinische Anwendung besondere Bedeutung. Darin wird ein möglichst großes ($10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$), homogen ausgeleuchtetes Detektorfeld angestrebt. Durch einen divergenten Strahlengang erreicht man dies mit kürzeren Abständen von Kristall zu Detektor. Der zugehörige Abstand q zum polychromatischen Fokus ergibt sich aus Gleichung 3.7. Mit diesem q und der effektiven Kristalllänge L_{eff} kann mittels Strahlensatz der Abstand q_d zwischen Kristall und Detektor bestimmt werden, in dem das Bild auf eine bestimmte Größe aufgeweitet wird.

3.1.3 Spektrales Auflösungsvermögen

Eine einfache Näherung für das erreichbare spektrale Auflösungsvermögen des Kristalls ($\Delta E/E$) erhält man durch Differentiation der BRAGG-Gleichung, worin $\Delta\theta$ als Variation des BRAGGwinkels innerhalb des spektralen Fensters ΔE zu verstehen ist.

$$\frac{\Delta E}{E} = \left| \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right| = \cot \theta_B \Delta\theta. \quad (3.10)$$

Untersucht man den Term $\Delta\theta$ genauer, so müssen im wesentlichen zwei Beiträge, nämlich die Änderung des BRAGGWinkels über die Kristalldicke auf Grund der Biegung und die vertikale Divergenz des Strahles berücksichtigt werden. Letzterer liefert nach [Suo90] einen Beitrag von

$$\frac{\Delta E_{Fläche}}{E} = \cot \theta_B h \left(\frac{1}{R \cos(\varepsilon \pm \theta_B)} + \frac{1}{p} \right) \quad (3.11)$$

worin h die Strahlhöhe darstellt. Die Energieauflösung für einen polychromatischen Strahl hingegen, erhält man nach [Suo92] zu

$$\frac{\Delta E_{Strahl}}{E} = \cot \theta_B \frac{t}{R} \left[\tan(\varepsilon \pm \theta_B) + \frac{1}{2}(1 + \nu) \sin(2\varepsilon) \mp \tan \theta_B (\cos^2 \varepsilon - \nu \sin^2 \varepsilon) \right]. \quad (3.12)$$

Darin ist t die Kristalldicke. Der die Poissonzahl¹ ν enthaltende Term beschreibt den Beitrag zur Energieauflösung durch die Verformung des Kristallgitters auf Grund des Biegens. Den Anteil, der von ν unabhängig ist, erhält man durch einfache geometrische Überlegungen aus dem Lamellenmodell. Wenn θ_B und ε klein sind ($\leq 0,2$ [Suo92]), vereinfacht sich die Gleichung 3.12 zu $\Delta E_{Strahl}/E \cong (t/R) \cot \theta_B [\tan \varepsilon + 1/2(1 + \nu) \sin 2\varepsilon]$, woraus deutlich wird, daß die Breite des vom Kristall reflektierten Energiebandes im wesentlichen proportional zur Kristalldicke t und zum Asymmetriewinkel ε ist.

Aus Gleichung 3.12 ist ebenfalls ersichtlich, daß für den symmetrischen LAUEfall, d.h. für $\varepsilon = 0^\circ$, die Änderung der Orientierung der Gitterebenen exakt durch die Änderungen des Abstandes der Gitterebenen kompensiert wird, d.h. $\Delta\theta = t/R[\dots] = 0$. Als eine Konsequenz ergibt sich hieraus, daß in symmetrischer Transmissionsgeometrie das Reflexionsvermögen nicht durch eine stärkere Krümmung des Kristalls gesteigert werden kann.

3.2 Optiken in Reflexionsgeometrie

3.2.1 Der ebene Kristall

Der einfachste Monochromator in Reflexionsgeometrie besteht aus einem ungebogenen Einkristall mit zur Oberfläche parallelen Gitterebenen. Dieser Kristall wird unter dem der gewünschten Energie entsprechenden BRAGGWinkel im einfallenden Strahl positioniert.

¹Berechnet über die Elastizitätskoeffizienten: $\nu = -s_{12}/s_{11}$, siehe Kapitel 5.2.1.

In der BRAGG-Geometrie kann man analoge Beziehungen zum Einfluß der Quellgröße auf das räumliche Auflösungsvermögen herleiten. Da aber die späteren medizinischen Anwendungen für die Transmissionsgeometrie konzipiert sind, wird auf eine Herleitung der entsprechenden Formeln an dieser Stelle verzichtet.

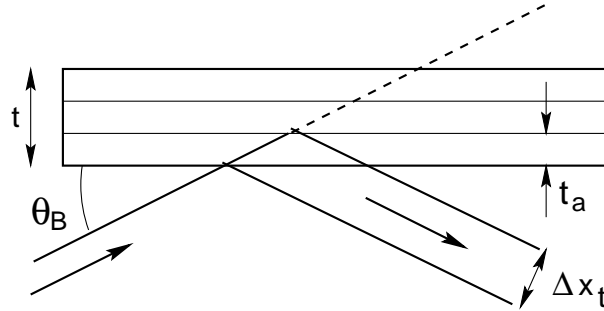


Abbildung 3.7: Einflußes der Kristalldicke auf die Strahlaufweitung.

Wie in Abbildung 3.7 zu sehen ist, wird die räumliche Auflösung Δx_t durch die Aufweitung des einfallenden Strahles auf Grund der Absorptionstiefe, die im allgemeinen kleiner als die Kristalldicke ist, gemäß

$$\Delta x_t = 2t_a \cdot \cos \theta_B \quad (3.13)$$

bestimmt.

3.2.2 Der zylindrisch gebogene Kristall

Eine Skizze für symmetrische Geometrie in Reflexion ist in Abbildung 3.8 zu sehen.

Die geometrischen Verhältnisse werden auch hier durch die Abbildungsgleichung

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{q} = \frac{1}{f} \quad (3.14)$$

beschrieben, worin $f = 1/2R \sin(\theta_B \pm \varepsilon)$ die Brennweite des Kristalls ist.

Gleichung 3.7 bleibt auch in dieser geometrischen Anordnung gültig. Es müssen lediglich die Fokalabstände ersetzt werden:

$$p_0 = R\gamma_0 = R \sin(\theta_B + \varepsilon) \quad (3.15)$$

$$q_0 = R|\gamma_h| = R|\sin(\theta_B - \varepsilon)| \quad (3.16)$$

Um in BRAGGgeometrie einen divergenten Strahlengang zu erhalten, benötigt man einen Quellabstand p , der der Bedingung $p < f$ genügt. Der zugehörige Abstand q zum

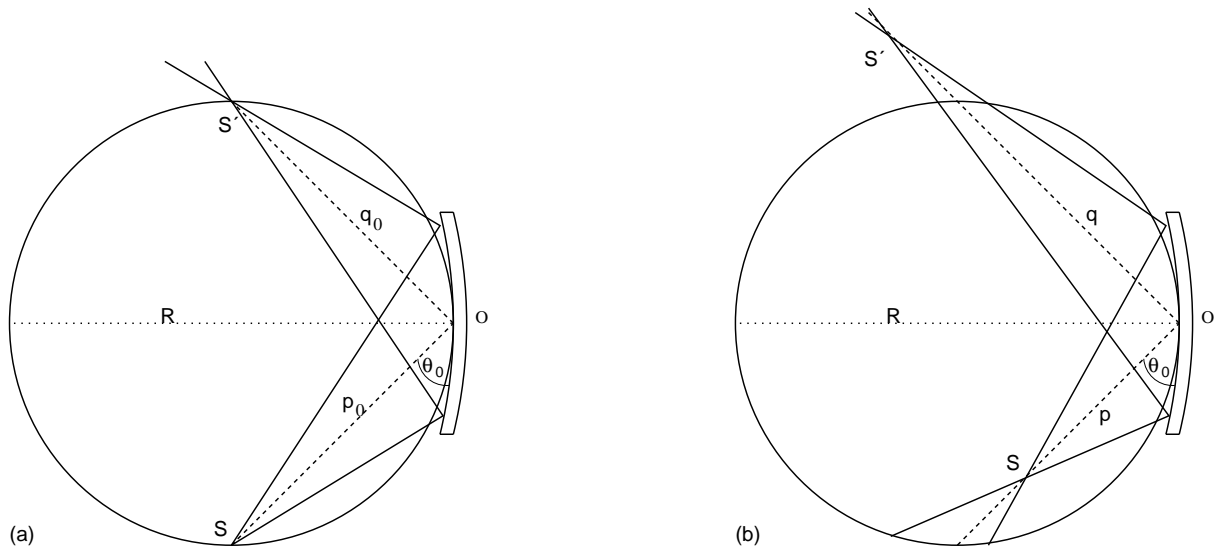


Abbildung 3.8: Skizze eines röntgenoptischen Systems mit einem symmetrischen Kristallmonochromator (a) Quelle (S) auf dem ROWLAND-Kreis und (b) Quelle (S)s innerhalb des ROWLAND-Kreises. p_0 bezeichnet den Quellabstand und q_0 den Abstand zum Fokus. R entspricht dem Krümmungsradius des Kristalls.

polychromatischen Fokus ergibt sich wieder aus Gleichung 3.7. Ein Vergleich bezüglich der Vorzeichen der Fokusabstände in beiden Geometrien ist Tabelle 3.1 zu entnehmen.

	BRAGG	LAUE
$2f \geq p > f$	$q > 0$ (reell)	$q > 0$ (virtuell)
$p = f$	$q = +\infty$	$q = -\infty$
$p < f$	$q < 0$ (virtuell)	$q < 0$ (reell)

Tabelle 3.1: Vorzeichen für den Abstand q in Reflexions- und Transmissionsgeometrie in Abhängigkeit vom Quellabstand. *reell* kennzeichnet einen konvergenten Strahlengang nach der Reflexion an den Gitterebenen, während *virtuell* einen divergenten Strahlengang beschreibt.

3.2.3 Spektrales Auflösungsvermögen

Die Aufweitung des Wellenlängen- bzw. Energiebandes im reflektierten Strahl $\Delta E/E$ ist durch eine Faltung der Reflexionkurve des Kristalls mit den geometrischen Faktoren Quellgröße und Varianz des Einfallswinkels über die Kristalloberfläche gegeben.

Eine einfache Näherung für das erreichbare spektrale Auflösungsvermögen des Kristalls erhält man auch hier durch Differentiation der BRAGG-Gleichung, siehe Gleichung 3.10. Dieser Wert verschlechtert sich durch Einflüsse von Quellgröße $\Delta\theta_Q = \Delta s/p$, worin Δs die horizontale Quellgröße ist, und einen Beitrag durch die Kristallkrümmung $\Delta\theta_K = \frac{L}{2} \left| \frac{\sin(\theta_B - \varepsilon)}{q} - \frac{\sin(\theta_B + \varepsilon)}{p} \right|$ [Cac87], wenn L die ausgeleuchtete Kristalllänge ist. Damit ergibt sich schließlich das spektrale Auflösungsvermögen als Faltung dreier GAUSSkurven [Lem78]:

$$\frac{\Delta E}{E} = \left| \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right| = \cot \theta_B \cdot \sqrt{\Delta\theta_Q^2 + \Delta\theta_K^2 + \Delta\theta_{akz}^2} \quad (3.17)$$

wobei $\Delta\theta_{akz} = \Delta\theta_{sym}/\sqrt{|b|}$ die Winkelbreite der Akzeptanz eines perfekten Einkristalls und b der Asymmetriefaktor ist.

3.3 Abbildungsfehler

Eine monochromatische Fokussierung ist nur für einen JOHANSSON-Kristall möglich [Joh33], bei dem jeder Punkt des Kristalls den ROWLANDkreis berührt. In allen anderen Fällen, man spricht dann von JOHANNartigen Kristallen, kommt es zu einer Verschmierung der Wellenlänge, deren Betrag abhängig ist von der Quell- und Bildposition und vom Krümmungsradius des Kristalls.

Der Kristall ist mit einem Radius R gleich dem doppelten Radius des ROWLANDkreises gebogen [Joh31]. Daher berührt er diesen nur in einem einzigen zentralen Punkt O , siehe Abbildung 3.9. Es ist leicht einzusehen, daß der Einfallswinkel über die Kristalloberfläche leicht variiert. Lediglich der Mittelstrahl trifft den Kristall im Punkt O unter dem exakten BRAGGWinkel θ_B ($= \theta_0$). Die Abweichung von diesem Winkel kann einfach berechnet werden.

LAUE-Geometrie. Man bestimmt zunächst für jeden Reflexionspunkt C auf dem Kristall den Richtungsvektor der einfallenden Strahlung $\vec{r}_{cs} = \vec{r}_c - \vec{r}_s = (x_{cs}, y_{cs}, z_{cs})$ und den der Gitterebenen $\vec{r}_{ca} = \vec{r}_c - \vec{r}_a = (x_{ca}, y_{ca}, z_{ca})$. A ist hier der Schnittpunkt aller Gitterebenen. Die einzelnen Vektoren sind folgendermaßen definiert:

$$\begin{aligned} \vec{r}_c &= (l, 0, \sqrt{R^2 - l^2} - R) \\ \vec{r}_s &= (p \sin(\varepsilon + \theta_0), 0, -p \cos(\varepsilon + \theta_0)) \\ \vec{r}_a &= (R \cos \varepsilon \sin \varepsilon, 0, -R \cos^2 \varepsilon) \end{aligned} \quad (3.18)$$

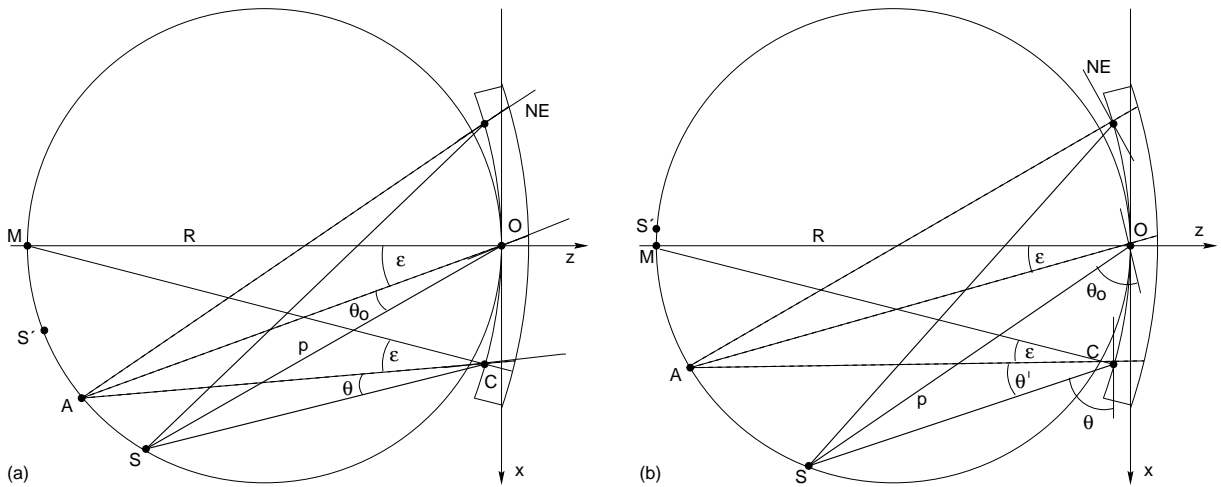


Abbildung 3.9: Skizze zur Berechnung des JOHANNfehlers in Transmissions- (a) und Reflexionsgeometrie (b) bei konkavem Krümmungssinn des Kristalls. Mit NE wird die reflektierende Gitterebene bezeichnet.

Darin sind $p = R \cos(\varepsilon + \theta_0)$ der Quellabstand und l der Abstand von Kristallmitte O zum Reflexionspunkt C . Daraus ergibt sich der Winkel θ in jedem Reflexionspunkt zu

$$\theta = \arccos \left\{ \frac{x_{cs}x_{ca} + z_{cs}z_{ca}}{\sqrt{x_{cs}^2 + z_{cs}^2} \sqrt{x_{ca}^2 + z_{ca}^2}} \right\} \quad (3.19)$$

mit den Komponenten der Differenzvektoren

$$\begin{aligned} x_{cs} &= l - p \sin(\varepsilon + \theta_0), \\ z_{cs} &= \sqrt{R^2 - l^2} - R + p \cos(\varepsilon + \theta_0), \\ x_{ca} &= l - R \cos \varepsilon \sin \varepsilon, \\ \text{und } z_{ca} &= \sqrt{R^2 - l^2} - R \sin^2 \varepsilon. \end{aligned} \quad (3.20)$$

Die Winkeldifferenz $\theta_0 - \theta$ wird JOHANN-Fehler genannt [Joh31] und ist in Abbildung 3.10 dargestellt.

Zum Vergleich sind in Abb. 3.10 die Halbwertsbreiten der Reflexionskurven angegeben. Diese stellen das maximale spektrale Fenster dar, welches vom Kristall reflektiert werden kann. Wird die Verstimmung des BRAGGwinkels größer als die Halbwertsbreite der Reflexionskurve (FWHM), so verkleinert sich der effektiv reflektierende Kristallbereich für monochromatische Strahlung. Dies ist, wie die Rechnungen zeigen, im oben angegebenen Beispiel eines gebogenen Silizium-Kristalles ($R \geq 0,7$ m) mit 5° bzw. 35° Asymmetrie und Reflex 111 bei 33,442 keV nicht der Fall.

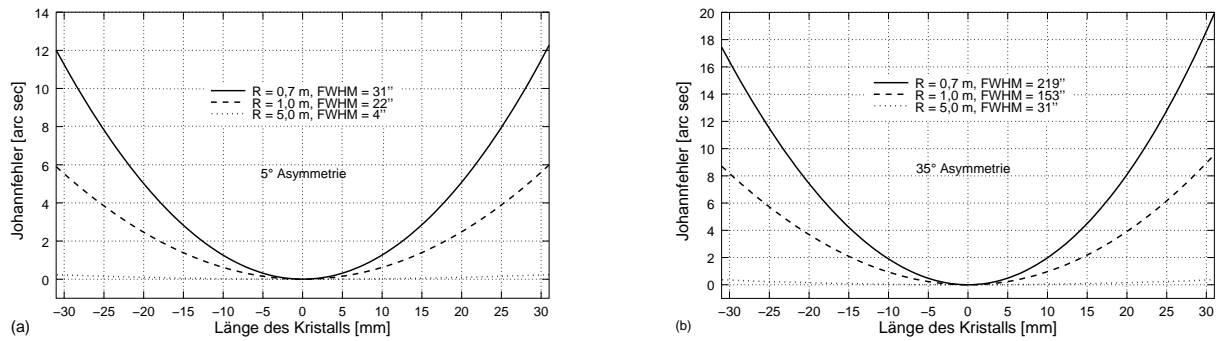


Abbildung 3.10: Differenz $\Delta\theta$ zwischen dem Einfallswinkel und dem exakten BRAGGwinkel als Funktion des Reflexionspunktes auf der Kristalloberfläche. Die Quelle ist auf dem ROWLAND-Kreis. Berechnungen wurden durchgeführt für Silizium Reflex 111 mit einem Asymmetriewinkel von 5° (a) bzw. 35° (b) bei einer Energie von 33,442 keV (LaK α_1) in Transmissionsgeometrie.

BRAGG-Geometrie. Die Herleitung der entsprechenden Formeln für Reflexionsgeometrie ist analog zum oben beschriebenen Fall. Allerdings ist auf die Definition des BRAGGwinkels zu achten. Für die einzelnen Vektoren ergibt sich:

$$\begin{aligned}
 \vec{r}_c &= (l, 0, \sqrt{R^2 - l^2} - R) \\
 \vec{r}_s &= (p \cos(\theta_0 - \varepsilon), 0, -p \sin(\theta_0 - \varepsilon)) \\
 \vec{r}_a &= (R \cos \varepsilon \sin \varepsilon, 0, -R \cos^2 \varepsilon)
 \end{aligned} \tag{3.21}$$

Hier ist $p = R \sin(\theta_0 - \varepsilon)$ zu setzen.

In jedem Fall begrenzt die Breite der Reflexionskurve (FWHM) die Größe des Kristalls, der in der Lage ist, die Wellenlänge λ_0 zu reflektieren. Dies kann nur in einem effektiven Kristallbereich geschehen, in dem die Verstimmung bzw. die Abweichung vom BRAGGwinkel kleiner ist als die Breite der Reflexionskurve.

Der hier besprochene Einfluß auf die Abbildung durch nicht angeschliffene Kristalle, die also nicht in jedem Punkt den ROWLAND-Kreis berühren, wird im Computerprogramm LaueRAY [LRAY] berücksichtigt. Mit diesem Programm wurden auch die späteren Simulationen der Detektorausleuchtung in Transmissionsgeometrie durchgeführt.

Kapitel 4

Reflexionseigenschaften ebener und gebogener Kristalle

Die Entdeckung der RÖNTGENbeugung an Kristallen durch FRIEDRICH, KNIPPING und LAUE im Jahre 1912 markiert den Beginn der Forschung auf dem Gebiet der Wechselwirkung von RÖNTGENstrahlung mit Kristallen, und in der Folge wurden auch Monochromatoren in diesem Bereich verfügbar. Kristalline Substanzen, die als dreidimensionale Raumgitter betrachtet werden können, zeigen für RÖNTGENstrahlung, deren Wellenlänge in der Größenordnung der Gitterkonstanten ist, Interferenzerscheinungen. In bestimmten, scharf begrenzten Winkelbereichen zur Einfallrichtung der Strahlung treten Reflexionen auf. Diese Eigenschaften der Kristalle macht man sich in der RÖNTGENoptik zu nutze. Um (de)fokussierende Optiken zu erstellen, biegt man Einkristalle und setzt sie als Konkav- bzw. als Konvexspiegel ein. Neben den (de)fokussierenden Eigenschaften besitzt solch ein Spiegel auch dispersive Eigenschaften. Die Art und Weise, wie ein solcher Spiegel wirkt, hängt von der geometrischen Anordnung von Strahlungsquelle, Kristall und Bildebene ab [För92, Usc90].

In der Beschreibung der RÖNTGENbeugung an kristalliner Materie stehen in Abhängigkeit von der Kristallqualität zwei Theorien zur Verfügung: die kinematische Theorie für den idealen Mosaikkristall und die dynamische Theorie für den perfekten Einkristall. Die dynamische Theorie berücksichtigt alle Wechselwirkungen (Brechung, Absorption, Mehrfachstreuung) von einfallender Strahlung mit dem Kristall und kann auch auf gestörte Kristalle angewendet werden. Für den Grenzfall dünner Kristalle geht sie in die kinematische Theorie über. Es zeigt sich, daß auch für den gebogenen Einkristall für bestimmte Grenzfälle, wie z.B. starke Krümmung und hohe Photonenenergien, der Grenzfall der kinematischen Theorie der RÖNTGENbeugung angewendet werden kann. Welche theoretische Beschreibung letztendlich benutzt wird, hängt im wesentlichen von der Wellenlänge und vom Kristallvolumen ab, das mit der Strahlung wechselwirkt. Daher wird in den ersten beiden Abschnitten dieses Kapitels auf die wesentlichen Aspekte dieser beiden Theorien eingegangen.

Da ein wichtiger Gesichtspunkt für die Optimierung eines Kristallmonochromators dessen Lichtstärke bzw. dessen integrales Reflexionsvermögen R_{int} ist, werden am Ende der einzelnen Abschnitte die entsprechenden Formeln für das integrale Reflexionsvermögen angegeben. Für eine ausführliche und umfassende Beschreibung sei auf Standardwerke wie z.B. [Ewa33, Jam63, Kat63, Pen61, Zac46] verwiesen.

4.1 Kinematische Theorie

In einem Kristallgitter kommt es nur dann zu konstruktiver Interferenz, wenn die BRAGG-sche Gleichung erfüllt ist

$$2d_{hkl} \sin \theta_B = m\lambda. \quad (4.1)$$

Dabei sind d_{hkl} der Abstand der durch die MILLER-Indizes h , k und l charakterisierten Gitterebenen, θ_B der BRAGGWinkel, d.h. der Winkel zwischen einfallender RÖNTGENstrahlung und der reflektierenden Netzebene, m die Beugungsordnung und λ die Wellenlänge der einfallenden RÖNTGENstrahlung.

Die BRAGGsche Gleichung 4.1 liefert die Bedingung für das Auftreten einer Reflexion, macht aber keinerlei Aussagen über die tatsächlich reflektierte Intensität. Ob ein Reflex bei einer Messung jedoch sichtbar ist, hängt von der Kristallstruktur ab, da die Atome und deren Elektronen als unabhängige Streuzentren betrachtet werden können. Der damit verknüpfte Strukturfaktor F_{hkl} einer Anordnung aus n Atomen mit dem Ortsvektor \vec{r} und der individuellen Streukraft, die durch den Atomformfaktor f_j beschrieben wird, ist:

$$F_{hkl} = \sum_j^n f_j e^{-2\pi i \vec{h} \cdot \vec{r}} \cdot M(T) \quad (4.2)$$

$M(T)$ wird als DEBYE-WALLER-Faktor bezeichnet und beschreibt den Einfluß der thermischen Schwingungen auf die Interferenz. In Tabelle 4.1 sind einige Strukturfaktoren für die stärksten Reflexe von Germanium und Silizium angegeben. Die Daten in Tabelle 4.1 wurden für eine Energie $E = 33,542$ keV berechnet. Der Strukturfaktor ist nur schwach von der Energie abhängig, so daß er für den Vergleich der relativen Intensität verschiedener Reflexe genutzt werden kann [Höl97].

Der Atomformfaktor f_j ist die Summe über die Ortsvektoren \vec{r} der Atomelektronen. Die Elektronenorte müssen jedoch quantenmechanisch bestimmt werden. Der Imaginärteil $Im(f_j)$ ist mit dem Absorptionskoeffizienten μ des Kristalls verknüpft. Daraus erhält

h k l	Si (Z = 14)		Ge (Z = 32)	
	θ_B [deg]	F_{hkl}	θ_B [deg]	F_{hkl}
1 1 1	3,48	58,1	3,34	151,5
2 2 0	5,69	67,3	5,47	178,0
4 0 0	8,07	56,6	7,74	142,2
4 4 0	11,45	42,7	10,98	97,3

Tabelle 4.1: Vergleich der Stukturefaktoren F_{hkl} und BRAGGwinkel θ_B für die stärksten Reflexe von Silizium und Germanium bei einer Energie von 32,542 keV .

man als Absorptionslänge l_a , d.h. die Strecke, bei der die Intensität weit entfernt vom BRAGGwinkel auf $1/e$ abnimmt:

$$l_a = 1/\mu \quad (4.3)$$

Für einen senkrecht zur Oberfläche einfallenden Strahl ist die Absorptionslänge gleich der Absorptionstiefe $l_a = t_a$. Wenn der Strahl jedoch unter einem bestimmten Winkel θ einfällt¹, muß l_a mit dem Sinus des Einfallswinkels multipliziert werden. Des weiteren darf in BRAGGgeometrie nur die halbe Absorptionslänge angesetzt werden, da der Strahl in dieser Tiefe reflektiert wird. Wir erhalten somit

$$t_a = \begin{cases} \frac{1}{2} l_a \cdot \sin \theta & \text{für BRAGG-Geometrie} \\ l_a \cdot \sin \theta & \text{für LAUE-Geometrie} \end{cases} \quad (4.4)$$

Die Absorptionstiefe t_a bestimmt die Eindringtiefe der Strahlung in den Kristall für den Fall, daß lediglich die photoelektrische Absorption ($t_a \propto \lambda^{-3}$) im Kristall berücksichtigt wird.

Die Kenntnis der Absorptionstiefe wie sie in Tabelle 4.2 berechnet und in Abbildung 4.1 graphisch dargestellt wurde, ist besonders wichtig für die Wahl der Kristalldicke. Diese ist für Anwendungen in Reflexionsgeometrie größer als die Absorptionstiefe. In Transmissionsgeometrie muß der Kristall im Vergleich zur Absorptionstiefe dünn sein, um Intensitätsverluste klein zu halten, d.h. um sicher zu stellen, daß die Strahlung den Kristall durchdringen kann. Die Absorptionstiefe beträgt z.B. für Silizium in LAUE-Geometrie bei

¹Der Einfallswinkel im allgemeinsten Fall wird hier mit θ bezeichnet und entspricht dem Winkel zwischen dem einfallendem Strahl und der Kristalloberfläche. In symmetrischer BRAGGgeometrie entspricht dies dem BRAGGwinkel θ_B , während in symmetrischer LAUEgeometrie der Einfallswinkel zu $\theta = 90^\circ - \theta_B$ bestimmt ist.

Energie [keV]	Si 111				Ge 220			
	10	20	30	40	10	20	30	40
t_a [μm]	65,0	540	1890	4770	8,4	3,5	7,3	13
l_a [mm]	0,20	5,46	28,68	96,51	0,027	0,023	0,071	0,168
t_{ex} [μm]	3,97	7,90	11,86	15,82	0,53	0,44	0,44	0,44

Tabelle 4.2: Nach Gl. 4.4 gerechnete Werte für die Absorptionslänge l_a , die Absorptionstiefe t_a und die Extinktionstiefe t_{ex} für Silizium (LAUEgeometrie, $2d=0,627$ nm) und Germanium (BRAGGgeometrie, $2d=0,400$ nm). Die Absorptions- und Extinktionstiefen sind dem Programm DIXI [DIXI, Höl98] entnommen.

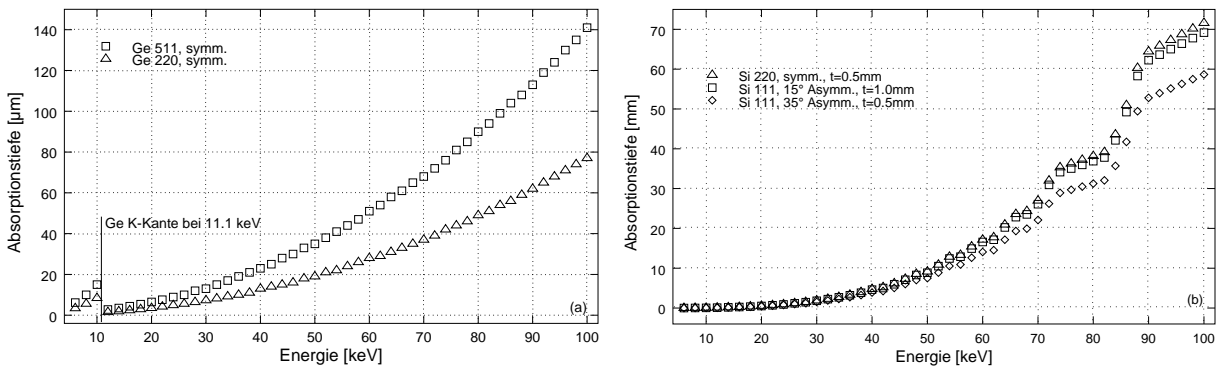


Abbildung 4.1: Absorptionstiefe für ausgewählte Kristallschnitte von Germanium in BRAGG- (a) und Silizium LAUEgeometrie (b). In BRAGG-Geometrie ist sehr gut die K-Absorptionskante von Germanium zu erkennen.

einer Photonenenergie von 30 keV etwa 1,9 mm, siehe Tabelle 4.2. Dies ist viel größer als typische Kristalldicken von 0,5 mm. Andererseits soll der Kristall möglichst dick sein, damit viele Streuzentren zur konstruktiven Interferenz beitragen können.

Die kinematische Theorie der RÖNTGENbeugung, die eine Beschreibung der Reflexionseigenschaften des gebogenen Kristalls liefert, geht davon aus, daß der gesamte Kristall mit der Primärintensität wechselwirkt. Dies stellt aber eine Verletzung des Energiesatzes dar. Daher kann die kinematische Theorie nur für sehr dünne Kristalle gelten.

Der einfallende Strahl wird im Interferenzfall außer durch Absorption mit zunehmender Eindringtiefe in den Kristall vor allem durch Beugung geschwächt. Dieser Effekt wird als Extinktion bezeichnet. Dabei entspricht die Extinktionstiefe der Schichtdicke, innerhalb der die Energie durch Interferenz der beiden sich im Kristall ausbildenden Wellenfel-

der vom einfallenden in den reflektierten Strahl umgelenkt wird. Dabei sollte zwischen primärer Extinktion, d.h. Beugungsverluste im idealen Einkristallblock, und sekundärer Extinktion, d.h. teilweise Interferenzabschirmung im Mosaikkristall², unterschieden werden. Einige Beispiele hierfür sind ebenfalls in Tabelle 4.2 zu finden. t_a und t_{ex} können zur quantitativen Abschätzung der tatsächlichen Eindringtiefe von Strahlung in den Kristall benutzt werden. Im Fall kurzwelliger RÖNTGENstrahlung (> 10 keV), wie sie z.B. mit konventionellen RÖNTGENröhren erzeugt wird, ist die Absorptionstiefe meist deutlich größer als die Extinktionstiefe, siehe Tabelle 4.2.

Das Verhältnis A aus Kristalldicke t und Extinktionstiefe t_{ex} gibt uns Auskunft darüber, wann ein Kristall als dünn angesehen werden darf [Zac46].

$$A = \frac{t}{t_{ex}} = \frac{r_e \lambda C |F_h|}{V_{EZ} \sqrt{\gamma_0 \gamma_h}} t = \frac{\pi t}{\Lambda} \quad (4.5)$$

Darin sind r_e der Elektronenradius, F_h der Strukturfaktor, V_{EZ} das Volumen der Elementarzelle und t die Kristalldicke. C beschreibt die Polarisation der mit der Wellenlänge λ einfallenden Strahlung. $C = |\cos 2\theta_B|$ für die parallele und $C = 1$ für die senkrechte Komponente der Strahlung. Mit Λ wird die Pendellösungslänge bezeichnet. Wir können somit einen Kristall als dick definieren, wenn $A \gg 1$ und als dünn, wenn $A \ll 1$ ist.

Des weiteren wird in der kinematischen Theorie angenommen, daß keine Mehrfachbeugung und keine Rückstreuung einmal gebeugter Photonen in die Einfallsrichtung auftritt und daß es keine Wechselwirkung zwischen einfallender und reflektierter Wellenlänge im Kristall gibt. Die letzte Annahme fordert einen imperfekten Kristall (Mosaikkristall), da dann die kohärent reflektierenden (ungestörten) Kristallbereiche sehr klein und die gebeugten Wellen nicht mehr interferenzfähig sind.

Das integrale Reflexionsvermögen, d.h. die Fläche unter der Reflexionskurve, berechnet sich für einen idealen Mosaikkristall bei vernachlässigter Extinktion gemäß [Zac46] zu

$$\begin{array}{ll} \text{BRAGGfall} & R_{int} = \frac{Q}{2\mu} \\ \text{LAUEfall} & R_{int} = \frac{Qt}{\gamma_0} \cdot \exp\left(-\mu \frac{t}{\gamma_0}\right). \end{array} \quad (4.6)$$

²Die Erklärung liegt in den Unterschieden der Verschwenkung der Blöcke. Wären sie genau parallel, so wirkte in jedem die primäre Extinktion. Sind sie verschwenkt, so durchsetzt ein Strahl, der im einen Block Beugung erleidet, vor- und nachher viele Blöcke, durch die er ohne Beugung, also auch ohne primäre Extinktion, hindurchgeht. [Lau48]

Q ist über die folgende Beziehung definiert [Zac46]:

$$Q = \frac{|r_e F_h|^2}{V_{EZ}} \cdot \lambda^3 \frac{1 + \cos^2 2\theta_B}{2 \sin 2\theta_B} \quad (4.7)$$

Die Gleichungen 4.6 liefern befriedigende Ergebnisse für Kristalle, in denen die Absorption wesentlich stärker zur Schwächung der RÖNTGENstrahlung beiträgt als die Extinktion. Diese Bedingung kann insbesondere auch von Kristallen gut erfüllt werden, die stark gestört sind, z.B. durch Biegen oder mechanische Bearbeitung wie Sägen und Polieren.

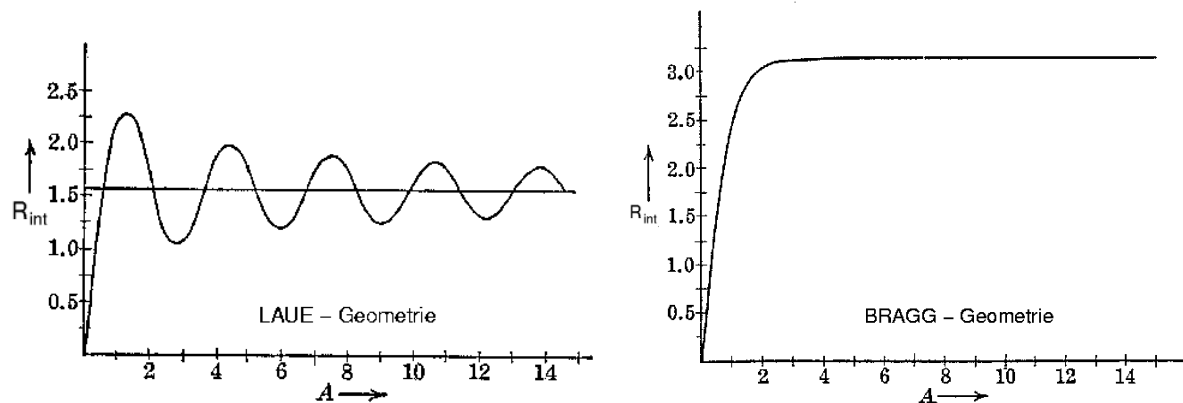
4.2 Dynamische Theorie

Bei perfekten Einkristallen kann die kinematische Theorie nicht angewendet werden, da die dort gemachten Voraussetzungen ihre Gültigkeit verlieren. Es ist daher notwendig einen neuen Ansatz zu finden, der den Brechungsindex im Material, $n = \sqrt{\varepsilon} = \sqrt{1 + \chi}$, die Extinktion, die Wechselwirkung von eingestrahelter und reflektierter Welle sowie die Erzeugung neuer Wellenfelder berücksichtigt. Die Suszeptibilität χ ist im RÖNTGENbereich negativ, so daß der Brechungsindex kleiner als Eins ist. Für das integrale Reflexionsvermögen perfekter Einkristalle erhält man nach [Zac46] für vernachlässigte Absorption in LAUEgeometrie für die zwei Grenzfälle $A \ll 1$ bzw. $A \gg 1$

$$\begin{aligned} R_{int} &= \pi A \frac{|\chi_h| C}{\sqrt{|b|} \sin 2\theta_b} & \text{für } A \ll 1 \\ R_{int} &= \frac{\pi}{2} \frac{|\chi_h| C}{\sqrt{|b|} \sin 2\theta_b} & \text{für } A \gg 1 \end{aligned} \quad (4.8)$$

Das integrale Reflexionsvermögen R_{int} in Abhängigkeit von der reduzierten Kristalldicke A (Gleichung 4.5) ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Zunächst steigt das Reflexionsvermögen linear mit A , d.h. mit der Kristalldicke. Dieser erste Teil der Kurve entspricht dem Bereich, in dem die Extinktion vernachlässigt werden kann und somit die Annahmen der kinematischen Theorie gültig sind.

In BRAGGgeometrie ist das integrale Reflexionsvermögen wiederum für vernachlässigbare Absorption nach [Zac46] gegeben durch

Abbildung 4.2: Integrales Reflexionsvermögen in LAUE- und BRAGGgeometrie als Funktion von A . [Zac46]

$$\begin{aligned}
 R_{int} &= \pi A \frac{|\chi_h| C}{\sqrt{|b|} \sin 2\theta_b} & \text{für } A < 0,4 \\
 R_{int} &= \pi \frac{|\chi_h| C}{\sqrt{|b|} \sin 2\theta_b} & \text{für } A > 1,8
 \end{aligned}
 \tag{4.9}$$

In Abbildung 4.2 ist im rechten Teil auch in BRAGG-Geometrie das Reflexionsvermögen als Funktion von A dargestellt.

Für dünne Kristalle mit $A \ll 1$ liefert die kinematische Theorie in beiden Geometrien das gleiche Ergebnis, wogegen das integrale Reflexionsvermögen für sehr dicke Kristalle in LAUEgeometrie gerade halb so groß ist wie in BRAGGgeometrie.

Generell darf die Absorption nicht vernachlässigt werden. Die entsprechenden Formeln für das integrale Reflexionsvermögen unter Berücksichtigung der Absorption sind z.B. in ZACHARIASEN [Zac46] nachzulesen. Erwähnt sei an dieser Stelle jedoch, daß die Reflexionskurven bei Berücksichtigung von Absorptionseffekten nicht mehr symmetrisch sind und den Maximalwert von eins nicht mehr erreichen.

Zur Berechnung der Reflexionskurven und -eigenschaften in BRAGG- und LAUEgeometrie wurde das Computerprogramm DIXI [DIXI, Höl98] entwickelt. Durch Bereitstellung von Informationen der Kristallstruktur und experimentell relevanter Parameter, wie z.B. Wellenlänge und BRAGGreflex, können die wesentlichen Reflexionsdaten, z.B. der Strukturfaktor, die Reflexionskurve und das integrale Reflexionsvermögen berechnet werden. Das Programm ist in PASCAL geschrieben.

4.2.1 Leicht deformierte Kristalle

Neben idealen Mosaikkristallen, die mit der kinematischen Theorie beschrieben werden können, und perfekten Einkristallen, für die die dynamische Theorie angewendet werden muß, gibt es Kristalle mit mehr oder weniger starken Störungen der Kristallstruktur, deren Reflexionseigenschaften zwischen diesen beiden Extremfällen liegt. Eine gestörte Kristallstruktur liegt auch bei einem perfekten Kristall vor, der elastisch gebogen wurde.

Einen möglichen Ansatz zur Beschreibung der Beugung im verzerrten Kristall stellt das Lamellenmodell dar, welches zuerst von WHITE [Whi50] entwickelt und später von EROLA [Ero90] verbessert worden ist. In diesem Modell wird der zylindrisch gebogene Kristall durch einen Stapel von Lamellen angenähert, deren Reflexionsvermögen jeweils nach der dynamischen Theorie beschrieben wird. Die Dicke einer Lamelle wird durch die Breite der Reflexionskurve des perfekten Kristalls gegeben. Weitere Ausführungen zum Lamellenmodell sind z.B. bei CACIUFFO [Cac87] zu finden.

Ein anderer Ansatz zur Beschreibung der Reflexionseigenschaften eines gebogenen Kristalls stammt von PENNING und POLDER [Pen61, Pen66]. Sie zeigten, daß sich die Ausbreitung von RÖNTGENstrahlung im deformierten (gebogenen) Kristall ebenso verhält wie die Ausbreitung von sichtbarem Licht in einem Medium mit inhomogenem Brechungsindex. TAKAKI [Tak62] und TAUPIN [Tau64] entwickelten unabhängig voneinander die Differentialgleichungen, die die Ausbreitung von RÖNTGENstrahlung im deformierten Kristall auf wellenoptischer Basis beschreiben. Computereperimente von GRONKOWSKI und MALGRANGE [Gro84a, Gro84b] führten zu einer numerischen Lösung der TAKAKI-TAUPIN Theorie und zeigten eine Übereinstimmung mit der strahlenoptischen Theorie von PENNING und POLDER.

Alle Rechnungen in dieser Arbeit zu Reflexionseigenschaften der Kristalle wurden mit dem bereits genannten Programm DIXI durchgeführt, welches für BRAGGgeometrie auf der Theorie von TAKAKI und TAUPIN und für LAUEgeometrie auf der von PENNING und POLDER beruht. Typische Reflexionskurven gebogener Kristalle in beiden Geometrien sind in Abbildung 4.3 zu sehen.

4.2.2 Erzeugung neuer Wellenfelder

PENNING erklärte in seiner Dissertation [Pen66], daß starke Deformationen Anlaß zur Erzeugung neuer Moden im anderen Zweig der Dispersionsfläche für jede der ursprünglichen Wellenfelder geben. Diese „neuen Wellenfelder“ leiten die Intensität vom gebeugten Strahl zurück zum Primärstrahl und begrenzen dadurch das maximal erreichbare integrale Reflexionsvermögen [Chu77]. Das Programm DIXI berücksichtigt die Abschwächung durch diese „neuen Wellenfelder“ gemäß der Theorie von GRONKOWSKI und MALGRANGE [Gro84a, Gro84b].

Die Intensität der neuen Wellenfelder I_{NW} als Teil des ursprünglichen Wellenfeldes der Intensität I_0 ist durch

$$I_{NW} = I_0 \exp(-2\pi\beta_c/|\beta|) \quad (4.10)$$

gegeben [Gro84b]. Dabei wird mit β_c der kritische Verzerrungsgradient bezeichnet [Aut70].

$$\beta_c = \frac{\pi}{2\Lambda} \quad \text{mit} \quad \frac{\partial}{\partial t}(\Delta\theta_{NE}) \ll \frac{w_0}{\Lambda} \quad (4.11)$$

Λ entspricht der Pendellösungslänge (Gleichung 4.5) und w_0 ist die DARWINbreite (Breite der Reflexionskurve). Die zweite Gleichung entspricht der Bedingung, daß unterhalb der Pendellösungslänge die Winkeländerung in der Orientierung der Reflexionsebene $\Delta\theta_{NE}$ kleiner sein soll, als die Breite der Reflexionskurve. Besonders für stark deformierte (gebogene) Kristalle muß die Erzeugung neuer Wellenfelder berücksichtigt werden, da andernfalls zu viel Intensität vom gebeugten Strahl zurück zum Primärstrahl geleitet wird.

4.3 Auswahl von Geometrie und Kristall

Prinzipiell stehen mit der Reflexions- oder BRAGG-Geometrie und der Transmissions- oder LAUE-Geometrie zwei unterschiedliche Möglichkeiten zum Bau eines Monochromators zur Verfügung (siehe auch Kapitel 3).

Die Form der Reflexionskurven von gebogenen Kristallen in LAUEgeometrie, wie sie mit Hilfe der in diesem Kapitel 4 dargelegten Theorie berechnet wurden, unterscheidet sich signifikant von der Form im BRAGGfall, wo für kleiner werdende Krümmungsradien R eine lange, exponentiell abfallende Flanke an einer Seite der Reflexionskurve erscheint, siehe Abb. 4.3b.

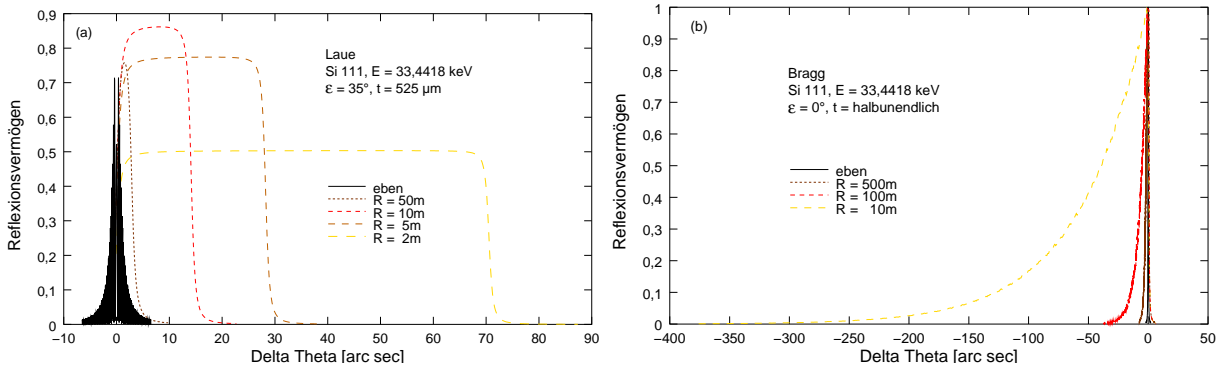


Abbildung 4.3: Typische Reflexionskurven von ebenen und zylindrisch gebogenen Kristallen (Krümmungsradius R) (a) in asymmetrischer LAUE- und (b) in symmetrischer BRAGGgeometrie [DIXI].

Das integrale Reflexionsvermögen R_{int} bestimmt wesentlich die Lichtstärke des Monochromators. In den Bildern 4.4 ist die prinzipielle Energieabhängigkeit des R_{int} dargestellt. Man erkennt deutliche Unterschiede in der Art der Abhängigkeit. In BRAGGgeometrie

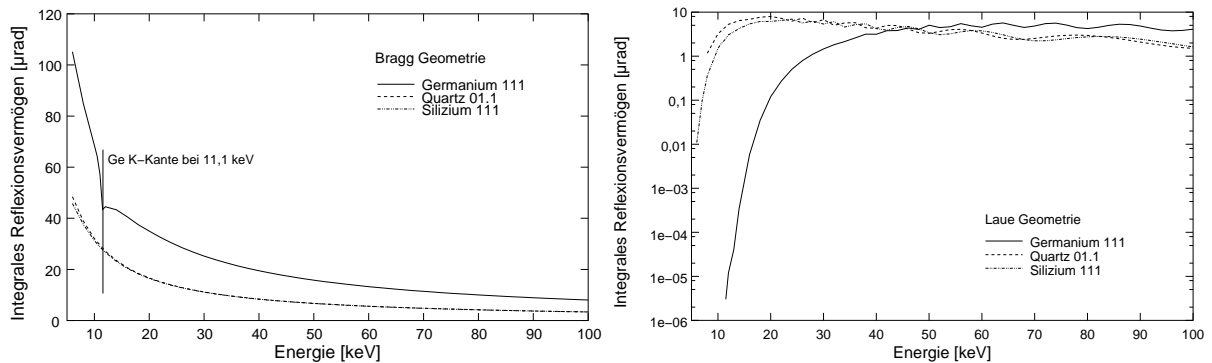


Abbildung 4.4: Abhängigkeit des integralen Reflexionsvermögens von der Energie für ebene Kristalle in BRAGG- (Links) und LAUE-Geometrie (Rechts). Für die Rechnungen in LAUEgeometrie wurde eine Kristalldicke von 0,5 mm angenommen [DIXI].

nimmt dieses für harte Strahlung merklich ab. Der Grund ist in der großen Eindringtiefe zu suchen, d.h. die Strahlung durchdringt den Kristall ohne Reflexion an den Netzebenen. In LAUEgeometrie ist die starke Abnahme des R_{int} bei kleinen Energien durch die explizite Absorptionsabhängigkeit erklärt, d.h. die niederenergetische Strahlung kann den Kristall nicht mehr durchdringen.

Im Energiebereich um 32 keV besteht kein signifikanter Unterschied zwischen BRAGG- und LAUEgeometrie, d.h. $R_{int,Bragg}/R_{int,Laue} = 1,7$. Durch die recht kleinen BRAGGWinkel von $3,54^\circ$ (Silizium) bzw. $3,40^\circ$ (Germanium) bei 32 keV hat jedoch die Transmissions-

geometrie Vorteile. Die Strahlung trifft fast senkrecht auf den Kristall. Dadurch ist der nutzbare Kristallbereich größer als in Reflexionsgeometrie, was auf den fast streifenden Einfall zurückzuführen ist.

Entscheidet man sich auf Grund der Vorteile für die Transmissionsgeometrie, stellt sich wiederum die Frage, welcher Kristall verwendet werden kann. Für eine Abbildung mit genügend hoher räumlicher Auflösung sollten von der Struktur her nahezu perfekte Kristalle verwendet werden. Im wesentlichen stehen daher Quarz, Germanium und Silizium zur Verfügung. Um die Einsatzmöglichkeiten zu veranschaulichen, ist in Abbildung 4.5 für verschiedene Kristallschnitte der „nutzbare“ Energiebereich angegeben. Die Definition von „nutzbar“ bezieht sich hierbei auf den BRAGGWinkelbereich von 3° bis 45° , der im Hinblick auf geometrischen Aufbau und Asymmetriewinkel genutzt werden kann.

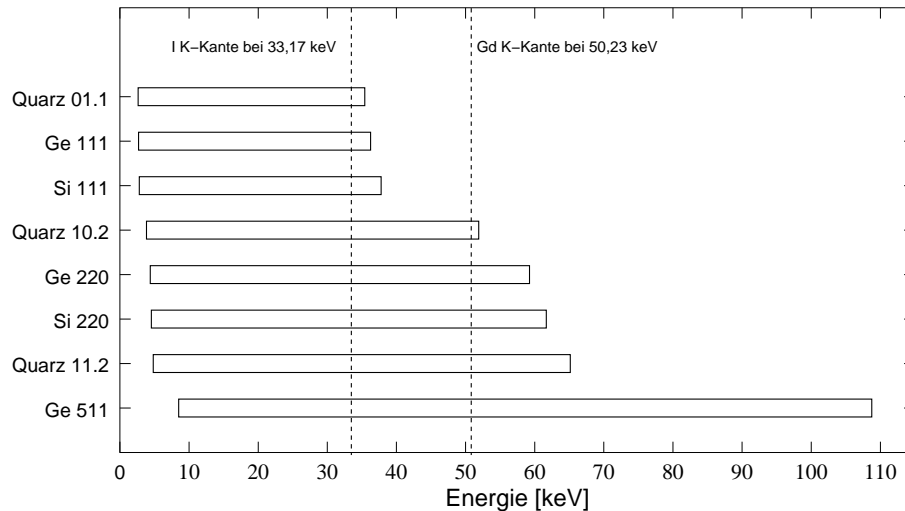


Abbildung 4.5: Nutzungsbereiche (BRAGGWinkel 3° – 45°) ausgewählter symmetrischer Kristallreflexe im kurzwelligen Röntgenbereich. Ebenfalls eingezeichnet sind die K-Absorptionskanten von Jod (I) und Gadolinium (Gd).

In Abbildung 4.6 ist das integrale Reflexionsvermögen für die Kristalle Germanium, Quarz und Silizium miteinander verglichen. Allen gemeinsam ist der Abfall bei sehr hohen Energien, da die Strahlung mit dem Kristall nur gering wechselwirkt. Auch hier erkennt man LAUE-Geometrie deutlich den starken Abfall des Reflexionsvermögens bei niedrigen Energien. Die Energie der Strahlung reicht nicht mehr aus, um den Kristall zu durchdringen, was auch in Tabelle 4.2 bestätigt wird. Es zeigt sich aber auch deutlich, daß unter sonst gleichen Bedingungen R_{int} in BRAGGgeometrie stets größer oder gleich dem Wert

in LAUEgeometrie ist.

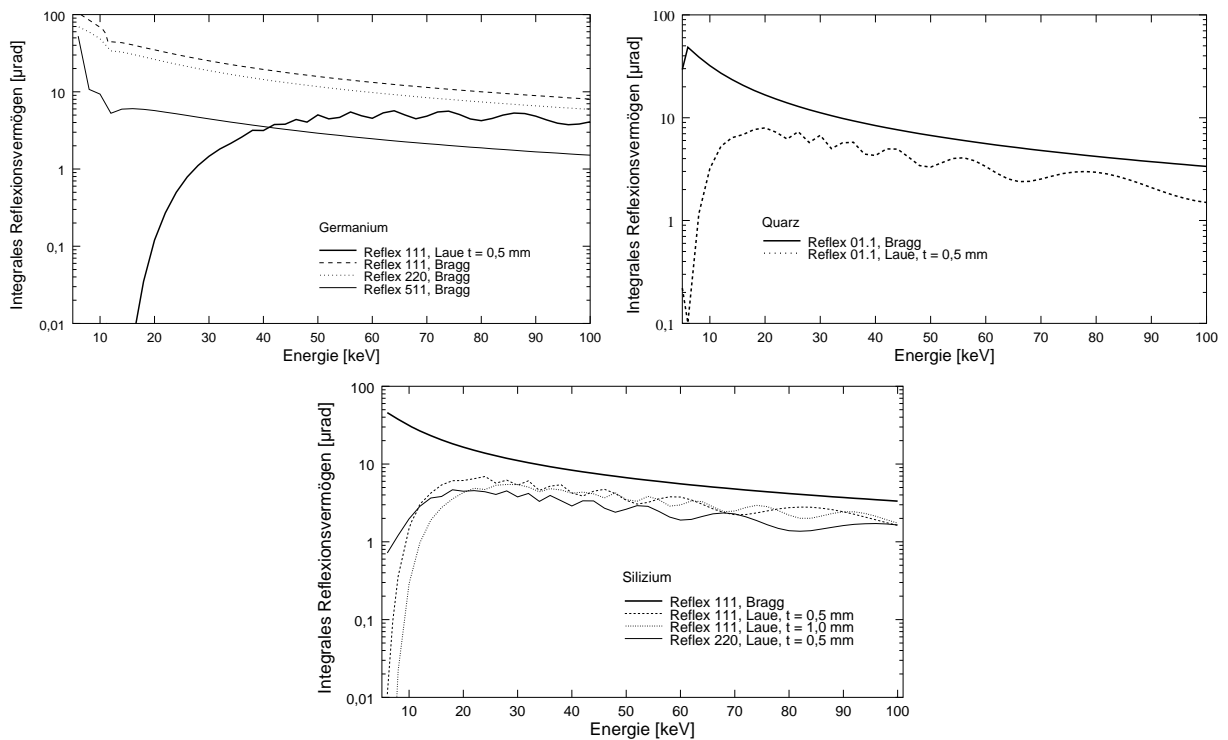


Abbildung 4.6: Abhängigkeit des integralen Reflexionsvermögens von der Energie für ebene Kristalle aus Germanium, Quarz und Silizium.

Als nächstes muß untersucht werden, wie weit das integrale Reflexionsvermögen der Kristalle durch Verwenden asymmetrischer Kristallreflexionen bei gleichzeitiger Kristallkrümmung gesteigert werden kann. Obgleich eine asymmetrische Kristallreflexion komplizierter ist, gibt sie auch einen zusätzlichen „Freiheitsgrad“ für den experimentellen Aufbau.

Betrachtet man in LAUEgeometrie einen um den Winkel ε asymmetrisch geschnittenen Kristall, so kommt es durch Biegung des Kristalls nicht zu einer einfachen Auffächerung der Gitterebenen wie im symmetrischen Fall. Die Gitterebenen selbst werden gekrümmt. Dies hat zur Folge, daß selbst bei größeren Abweichungen vom BRAGGWinkel noch genügend Streuzentren zur Interferenz beitragen. Dies führt zu einer deutlichen Erhöhung des integralen Reflexionsvermögens und einer Verbreiterung der Reflexionskurven, wie es auch in Abbildung 4.3a zu erkennen ist. In Abbildung 4.7 ist der Einfluß des Krümmungsradius und des Asymmetriewinkels ε auf das maximale- und das integrale Reflexionsvermögen sowie die Breite der Reflexionskurve dargestellt. Die Berechnungen

wurden für einen zylindrisch gebogenen Siliziumkristall mit asymmetrischer Reflexion 111 und $\text{LaK}\alpha$ -Strahlung gemacht.

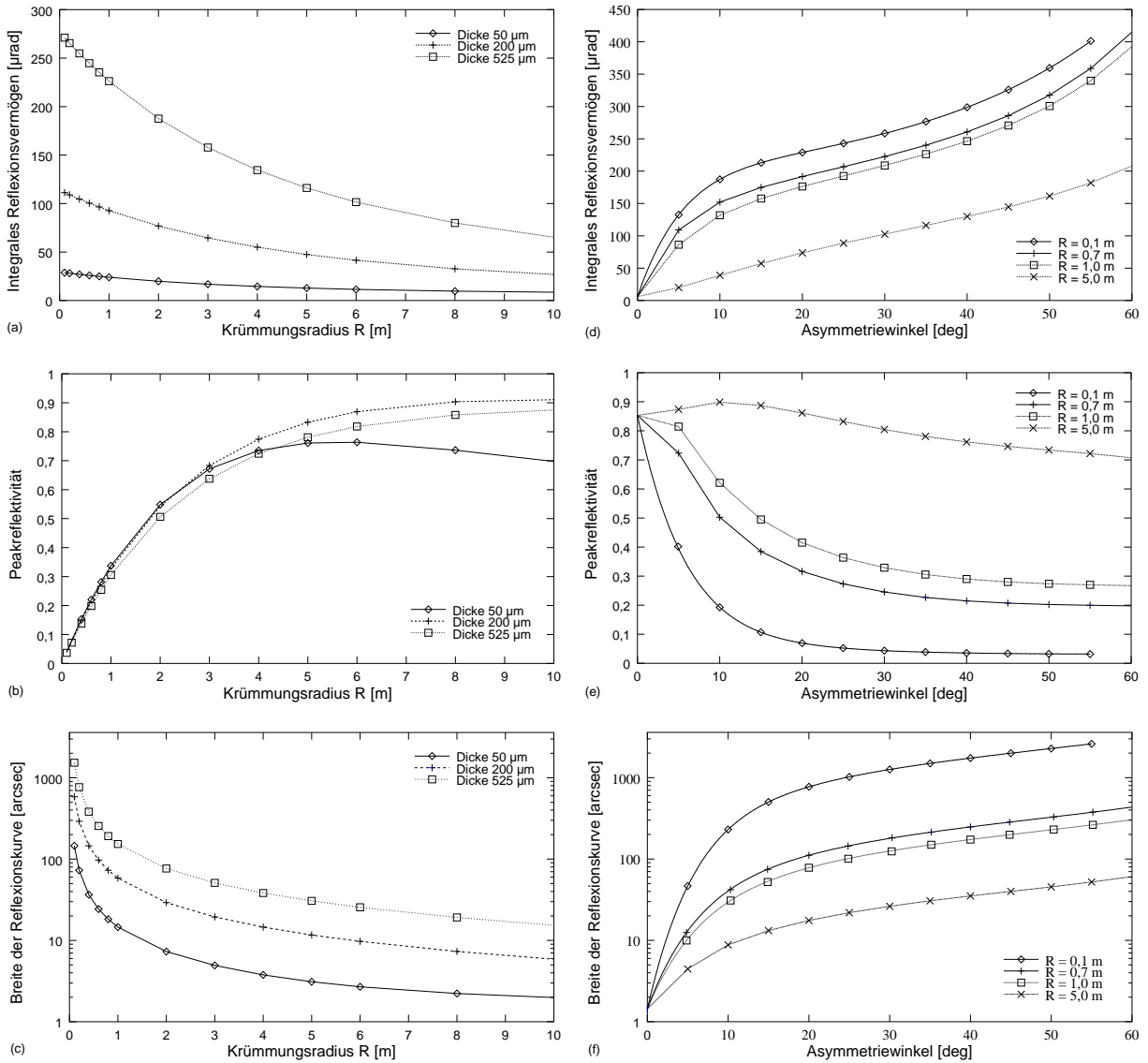


Abbildung 4.7: Die drei Kenngrößen einer Reflexionskurve (integrales Reflexionsvermögen, Peakreflektivität und Reflexionskurvenbreite) als Funktion des Kristallradius R bei konstanter Asymmetrie von 35° (a) – (c) und als Funktion des Asymmetriewinkels ϵ bei konstanter Kristalldicke von $525 \mu\text{m}$ (d) – (f) für einen Siliziumkristall in LAUE-Geometrie, mit Reflexion 111 bei $E = 33,442 \text{ keV}$. Man erkennt deutlich, daß für stärkere Krümmungen (kleinere Radien) die Peakreflektivität kleiner und die Halbwertsbreite größer wird, d.h. die Reflexionskurven werden flacher und gleichzeitig breiter, was zu einer Erhöhung des integralen Reflexionsvermögens führt.

Die Auswirkung der beiden Faktoren auf das Reflexionsvermögen kann beträchtlich sein. Das integrale Reflexionsvermögen für einen ebenen Kristall in LAUEgeometrie ist $R_{int} = 6,1 \mu\text{rad}$. Für eine Asymmetrie $\varepsilon = 35^\circ$ wächst es um einen Faktor 40 bei einem Krümmungsradius des Kristalls von $R = 0,7 \text{ m}$.

Allgemein spiegelt sich aber auch hier ein Trend wider, der schon in Abb. 4.3 zu erkennen war. Wird der Kristall stärker gekrümmt, so verringert sich ab einem Radius von etwa $R = 3 \text{ m}$ der Maximalwert der Reflexionskurve merklich. Gleichzeitig wird diese aber auch breiter, wodurch sich das integrale Reflexionsvermögen vergrößert.

Ähnliches gilt für wachsende Asymmetriewinkel. Bereits kleine Winkel (bis ca. 20°) bewirken eine deutliche Verbreiterung der Reflexionskurve. Allerdings ist im gleichen Bereich auch der größte Abfall des Maximalwertes der Reflexionskurve zu erkennen.

Es hängt nun von der ganz konkreten Verwendung der Kristalle ab, ob mehr Wert auf ein hohes maximales oder ein hohes integrales Reflexionsvermögen gelegt werden muß. Ein Punkt, der dabei berücksichtigt werden sollte, ist die Breite des verwendeten spektralen Fensters. Arbeitet man monochromatisch, also mit einer einzigen Linie, so kann die Reflexionskurve schmal gehalten werden und es wird eher auf einen hohen Maximalwert des Reflexionsvermögens optimiert. Will man dagegen ein einen spektralen Bereich von einigen 100 eV benutzen, so sollte die Halbwertsbreite der Reflexionskurve groß sein, wodurch zwar der Maximalwert sinkt, aber im Gegensatz dazu der Integralwert R_{int} steigt.

Auf die hier angedeuteten beiden Möglichkeiten wird später noch etwas genauer eingegangen.

Kapitel 5

Vorbereitung der Experimente

In den vorangegangenen Kapiteln wurden die Grundlagen der RÖNTGENbeugung in Reflexions- und Transmissionsgeometrie besprochen. Des weiteren wurden verschiedene geometrische Anordnungen vorgestellt. Krümmungsradius und Kristalldicke wurden recht willkürlich gewählt, wobei sich als Optimum ein relativ dicker Kristall mit sehr kleinem Krümmungsradius ergibt. Für den Bau eines Monochromators müssen aber auch die mechanischen und elastischen Eigenschaften der Kristalle berücksichtigt werden. Dabei müssen solche Fragen geklärt werden wie: Wie stark kann man einen Kristall biegen, bevor er zerbricht, und wie dick darf er dabei sein? Wie homogen ist die Krümmung?

Nachdem die Auswahl der Geometrie (Transmission) und der Kristalle (Silizium) getroffen wurde, muß untersucht werden, ob sie den Anforderungen genügen, d.h. es muß geklärt werden, wie gut die Kristallorientierung ist, was wichtig für die spätere Justage ist, und ob innerhalb der Kristalle größere Defekte vorhanden sind (Topographie), da dies die Reflexionseigenschaften und damit auch die Effizienz beeinflusst.

Mittels der Programme LaueRAY [LRAY] und TRAY [TRAY] kann die reflektierte Intensität in der Detektorebene für verschiedene Quell-, Kristall- und Detektorparameter berechnet und dargestellt werden.

5.1 Mechanische Eigenschaften der Kristalle

Wenn ein Festkörper, z.B. ein Kristall, mechanisch belastet wird, verändert sich sowohl seine Form als auch sein Volumen. Es kann sich ebenfalls die innere Struktur ändern. Die Verformungen können in verschiedene Arten unterteilt werden: Elastische Verformung, bei der die Verformung sofort erfolgt und reversibel ist (HOOKESches Gesetz, Gummi-Elastizität und anelastisches Verhalten), plastische Verformung, bei der die Verformung nach der Entlastung erhalten bleibt, und spezielle Arten der mechanischen Verformung, wie z.B. Kriechen, Bruch und Ermüdung. Ein ideal spröder Körper ist zu keiner plastischen Verformung fähig. Er bricht, sobald die Grenze der elastischen Verformbarkeit, die Elastizitätsgrenze σ_B , überschritten wird.

Jedem festen Stoff kommt im Härte-Festigkeits-Diagramm, Abb. 5.1, ein bestimmter Ort zu, durch welchen der Widerstand gegen plastische Verformung und Bruch quantita-

tiv veranschaulicht ist. Dabei können drei große Bereiche der plastischen, der plastisch-

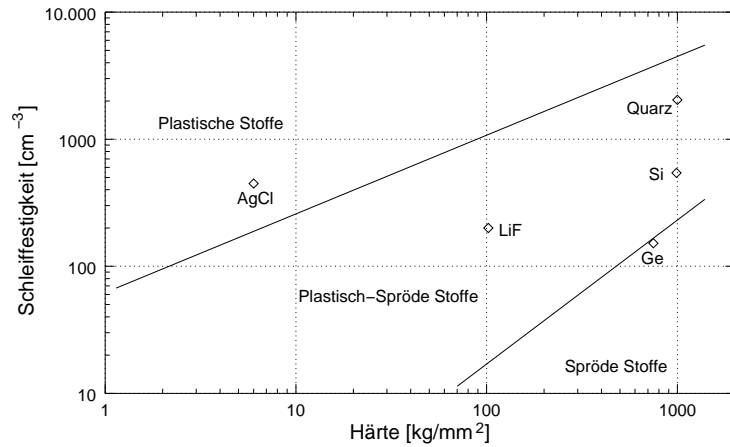


Abbildung 5.1: Festigkeit und Härte ausgewählter Kristalle [Eng65].

spröden und der spröden Körper unterschieden werden. Diese drei Bereiche unterscheiden sich nicht durch die absoluten Werte von Härte und Festigkeit, sondern durch deren Quotient, welcher als Sprödigkeitsindex S bezeichnet wird.

$$S = H/F [10^3 \text{ kg mm}] \quad (5.1)$$

Die Härte H (VICKERSHärte) wird über Eindruckmessungen bestimmt und ist definiert als [Eng65]

$$\text{Härte } H = \frac{\text{Last}}{\text{Oberfläche des Eindruckes}} [kg/mm^2]. \quad (5.2)$$

Die Schleiffestigkeit F wird experimentell bestimmt und bezeichnet den reziproken Wert des unter definierten Bedingungen abgeschliffenen Volumens V .

$$F = V^{-1} = f(\sigma_B, \gamma) [cm^{-3}] \quad (5.3)$$

γ ist hierbei die Grenzflächenenergie zwischen Kristall und Schleifmittel. Die Festigkeit hängt von der Kristallorientierung ab und ist parallel zu einer Spaltfläche am geringsten.

Spröde Kristalle, zu denen auch Germanium zu zählen ist, besitzen einen hohen Sprödigkeitsindex S und brechen beim Biegen leichter als z.B. Silizium, das zu den plastisch-spröden Materialien zu zählen ist. Auf Grund dieser Eigenschaft fällt die Wahl hinsichtlich des Kristalls auf Silizium.

5.2 Elastische Eigenschaften gebogener Kristalle

Aus früheren Arbeiten [Har96, Kri93] ist das Phänomen der antiklastischen Krümmung bekannt. Da diese zusätzliche Biegung Einfluß auf die Reflexionskurve hat und zu einer Defokussierung der RÖNTGENstrahlung führt, ist man bestrebt, den Einfluß der antiklastischen Biegung zu minimieren. Für die Herstellung elastisch gekrümmter Kristalle müssen daher die elastischen Eigenschaften der Kristalle und der Kristallschnitt (Reflex) berücksichtigt werden. Für die Beschreibung der Kristallbiegung sind die Randbedingungen, d.h. die Art und Weise der Kristallhalterung, mitentscheidend. In den späteren Experimenten werden zwei verschiedene Biegetypen verwendet, mit denen einerseits ein variabler und andererseits ein fester Krümmungsradius eingestellt werden kann.

5.2.1 Elastizitätskoeffizienten

Unter Einwirkung einer mechanischen Spannung ${}^2\vec{\sigma}$, die als Quotient aus Kraft und einer Fläche definiert ist und einen Tensor zweiter Stufe darstellt, erfährt ein fester Körper eine Deformation. Es gilt $\sigma_{ij} = \sigma_{ji}$. Die Dehnung ${}^2\vec{\varepsilon}$ wird ebenfalls über einen Tensor zweiter Stufe beschrieben.

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad (5.4)$$

wobei u_i den Deformationen entspricht. Auch hier gilt $\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ji}$. Für kleine Deformationen ist die Dehnung der angelegten Spannung etwa proportional und kann durch das verallgemeinerte HOOKEsches Gesetz beschrieben werden¹.

$$\sigma_{ij} = c_{ijkl} \varepsilon_{kl} \quad \text{bzw.} \quad \varepsilon_{ij} = s_{ijkl} \sigma_{kl} \quad (5.5)$$

Um Spannung und Dehnung miteinander zu verknüpfen, wird das im eindimensionalen und richtungsabhängigen HOOKEsche Gesetz verwendete YOUNGsche Modul Y durch einen Tensor vierter Stufe ersetzt, der die richtungsabhängigen Materialeigenschaften beschreibt.

Die elastischen Konstanten c_{ijkl} und die elastischen Modulen s_{ijkl} sind Materialeigenschaften mit je 81 Werten. Mit den vorgenannten Symmetrien gilt:

$$c_{ijkl} = c_{klij} = c_{jilk} \quad \text{bzw.} \quad s_{ijkl} = s_{klij} = s_{jilk} \quad (5.6)$$

¹Über doppelt auftretende Indizes wird summiert.

Somit genügen zur Beschreibung der Spannungs- und Dehnungstensoren 36 unabhängige Konstanten. Nach geeigneten Transformationen [Hea61, Tim70] kann das HOOKEsche Gesetz nun in VOIGTscher Schreibweise angegeben werden:

$$\sigma_n = c_{nm} \varepsilon_m \quad \text{bzw.} \quad \varepsilon_m = s_{mn} \sigma_n \quad (5.7)$$

mit $m, n = 1, 2, \dots, 6$.

Durch die Kristallsymmetrie wird die Zahl der unabhängigen Komponenten weiter reduziert, so daß für den kubischen Kristall lediglich drei unabhängige Konstanten bleiben.

$$s_{11} = \frac{c_{11} + c_{12}}{(c_{11} - c_{12})(c_{11} + 2c_{12})}, \quad s_{12} = -\frac{c_{12}}{(c_{11} - c_{12})(c_{11} + 2c_{12})}, \quad s_{44} = \frac{1}{c_{44}}. \quad (5.8)$$

Einige Zahlenwerte der elastischen Konstanten können der folgenden Tabelle 5.1 entnommen werden.

Material	s_{11}	s_{12}	s_{44}	Einheit
Si	7,68	-2,14	12,6	$10^{-12} \text{ m}^2/\text{N}$
Ge	9,64	-2,60	14,9	$10^{-12} \text{ m}^2/\text{N}$

Tabelle 5.1: Zusammenstellung der unabhängigen Elastizitätskoeffizienten s_{mn} für ausgewählte Kristalle [Bra73, Wor65]. Unter Verwendung dieser Werte wird nachfolgend eine Abschätzung der antikleptischen Verbiegung der Kristalle gegeben.

Für ein isotropes Material ist die Angabe des YOUNG-Moduls Y und des Poisson-Verhältnisses ν an Stelle der s_{mn} gebräuchlich: $1/Y = s_{11}$ und $\nu = -s_{12}/s_{11}$.

5.2.2 Biegefunktion einer zylindrisch gekrümmten Platte

Bei den hier geführten Diskussionen wird sich auf den Bereich kleiner Verzerrungen beschränkt und auf bekannte Ergebnisse der Theorie des Balkens und der Platte zurückgegriffen. Für eine ausführliche Herleitung sei auf die Standardwerke [Hea61, Tim34, Tim70] verwiesen. Die an die Verzerrung geknüpften Bedingungen lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Existenz einer neutralen Faser bzw. Schicht, in der weder Spannungen noch Dehnungen auftreten.

- Abschnitte, die ursprünglich senkrecht auf der neutralen Faser/Schicht stehen, bleiben auch unter Verzerrung senkrecht dazu.
- Die Dicke t ist kleiner als die anderen Dimensionen Länge l und Breite b .
- Die Deformation der Kristallplatte ist kleiner als seine Dicke.

Aus diesen Bedingungen kann man eine Abschätzung über den minimal möglichen Krümmungsradius gewinnen. Die neutrale Schicht wird nicht gedehnt, d.h. deren Länge bleibt l und der Radius wird mit R angegeben. Die obere Kristallebene wird mit dem

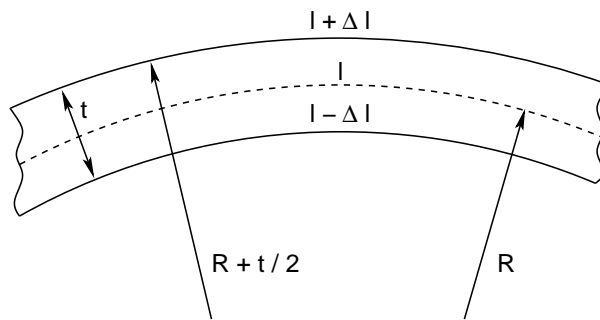


Abbildung 5.2: Prinzipskizze zur Bestimmung des minimalen Krümmungsradius.

Radius $R + t/2$ gebogen und hat die Bogenlänge $l + \Delta l$. Die untere Kristallebene wird um Δl gestaucht und ist mit dem Radius $R - t/2$ gebogen.

$$\frac{l + \Delta l}{R + t/2} = \frac{l}{R} = \frac{l - \Delta l}{R - t/2} \quad \text{bzw.} \quad \frac{\Delta l}{l} = \frac{t}{2R_{min}} = \varepsilon \quad (5.9)$$

Durch Einsetzen der entsprechenden Größen für die Dehnung ε kann der minimale Radius R_{min} in Abhängigkeit von der Kristalldicke t errechnet werden.

$$R_{min} = \frac{t}{2s_{11} \cdot \sigma_B} \quad (5.10)$$

Mit den Werten $s_{11} = 7,73 \text{ (TPa)}^{-1}$ [Bra73, Wor65] und $\sigma_B = 103 \text{ MPa}$ [Ins88] für Silizium ergibt sich die Radius-Dicke-Beziehung zu

$$R_{min} \approx 630 \cdot t \quad (5.11)$$

Bei einer gewählten Dicke von 0.5 mm für den Monochromatorkristall liegt der minimale Radius bei $R_{min} = 315 \text{ mm}$. Der für den Monochromator gewählte Radius von 700 mm liegt damit deutlich über diesem Wert und garantiert somit, daß der Kristall

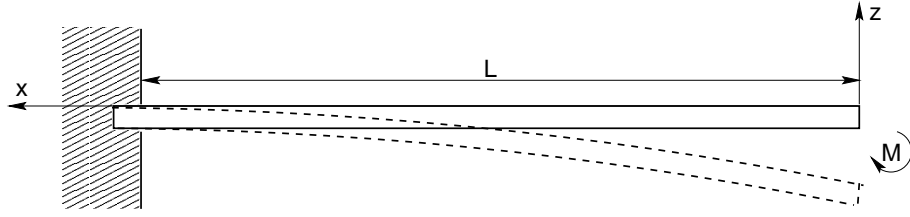


Abbildung 5.3: Prinzipskizze einer einseitig eingespannten Kristallplatte.

elastisch gebogen wird. Für eine genauere Beschreibung der Biegung der Kristalle muß die Spannungs-Dehnungs-Relation aus Gleichung 5.5 gelöst werden.

Einseitig eingespannter Kristall. Da das angelegte Moment nur Spannungen in x -Richtung ausübt, Abbildung 5.3, die um so größer sind, je stärker der Kristall gebogen wird, schreibt man Gleichung 5.7 mit dem Verschiebungsvektorfeld \vec{u} [Hea61]:

$$\begin{pmatrix} \partial u_x / \partial x \\ \partial u_y / \partial y \\ \partial u_z / \partial z \\ \partial u_z / \partial y + \partial u_y / \partial z \\ \partial u_x / \partial z + \partial u_z / \partial x \\ \partial u_y / \partial x + \partial u_x / \partial y \end{pmatrix} = \frac{Mz}{I} \begin{pmatrix} s_{11} \\ s_{12} \\ s_{13} \\ s_{14} \\ s_{15} \\ s_{16} \end{pmatrix} \quad (5.12)$$

wobei M das angelegte Moment und I das Flächenträgheitsmoment der Kristallplatte ist:

$$I = \frac{bt^3}{12(1 - (s_{12}/s_{11})^2)} \approx \frac{bt^3}{12}. \quad (5.13)$$

b steht hier für die Breite des Kristalls.

Den Verschiebungsvektor \mathbf{u} erhält man durch Integration dieser 6 Gleichungen mit den Randbedingungen:

$$u_x = u_y = u_z = \frac{\partial u_y}{\partial x} = \frac{\partial u_z}{\partial x} = \frac{\partial u_z}{\partial y} - \frac{\partial u_y}{\partial z} = 0 \quad \Big|_{y=z=0, x=L} \quad (5.14)$$

Dies führt zu

$$\begin{aligned} u_x &= \frac{M}{2I} [-2s_{11}z(L-x) + s_{16}yz + s_{15}z^2] \\ u_y &= \frac{M}{2I} [2s_{12}yz + s_{14}z^2 - s_{16}z(L-x)] \\ u_z &= \frac{M}{2I} [-s_{11}(L-x)^2 + s_{16}y(L-x) - s_{12}y^2 + s_{13}z^2]. \end{aligned} \quad (5.15)$$

Beidseitig eingespannter Kristall. Bei Halterung an beiden Enden (Abbildung 5.4) gilt für die Komponenten u_i des Verschiebungsvektors: $u_x = u_y = u_z = 0$ bei $x = y = z = 0$ und bei $x = L, y = z = 0$.

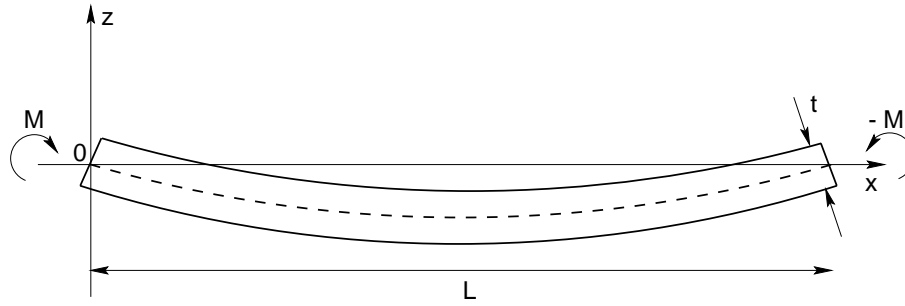


Abbildung 5.4: Prinzipskizze einer beidseitig eingespannten Kristallplatte.

Diese Bedingungen reichen nicht, um die Konstanten bei der Integration zu bestimmen. Man benötigt daher die zusätzliche Bedingung, daß bei Rotation um die x-Achse die Deformation null ist, d.h. $\frac{\partial u_z}{\partial y} - \frac{\partial u_y}{\partial z} = 0$ bei $x = y = z = 0$. Dies führt zu:

$$\begin{aligned} u_x &= \frac{M}{2I} [s_{11}z(2x - L) + s_{16}yz + s_{15}z^2] \\ u_y &= \frac{M}{2I} [2s_{12}yz + s_{14}z^2 + s_{16}xz] \\ u_z &= \frac{M}{2I} [s_{11}x(L - x) - s_{16}xy - s_{12}y^2 + s_{13}z^2] . \end{aligned} \quad (5.16)$$

Gemäß der parabolischen Näherung erhält man für den Krümmungsradius R der Platte:

$$\frac{1}{R} = \frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} = -\frac{M s_{11}}{I} \quad (5.17)$$

Beim Biegen des Kristalls erhält man aber nicht nur die gewünschte zylindrische Krümmung, sondern senkrecht dazu auch noch eine zweite, parasitäre Krümmung R_{ac} , die, in Abhängigkeit von den elastischen Konstanten, entweder eine sattelförmige oder torische Form annehmen kann.

Das Verhältnis aus Krümmungsradius R und antiklastischem Radius R_{ac} wird allein durch die Elastizitätskoeffizienten s_{11} und s_{12} bestimmt.

$$\frac{1}{R_{ac}} = \frac{\partial^2 u_z}{\partial y^2} = -\frac{M s_{12}}{I} \quad \text{und damit} \quad \frac{R}{R_{ac}} = \frac{s_{12}}{s_{11}} \quad (5.18)$$

Es wird sofort ersichtlich, daß sich der Kristall sattelförmig verbiegt, falls die elastischen Konstanten s_{11} und s_{12} unterschiedliches Vorzeichen haben und torisch, falls sie gleiches Vorzeichen haben.

Da die das Radienverhältnis bestimmenden zwei Konstanten von der Orientierung des Kristalls abhängen, variiert in Abhängigkeit von der Orientierung der Krümmungsachse

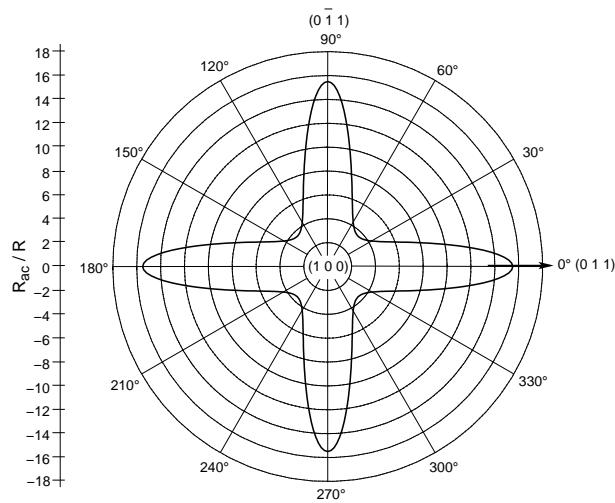


Abbildung 5.5: Verhältnis der Radien in Abhängigkeit der Richtung der Biegung. Die Radienverhältnisse wurden aufbauend auf Gleichung 5.18 mit dem Programm ELAST [ELA] berechnet.

auch das Radienverhältnis zwischen Hauptkrümmung und antiklastischer Krümmung, siehe Abbildung 5.5.

Diese Abschätzung läßt eine Vorauswahl geeigneter Kristallorientierungen bezüglich der Biegeachse zu, indem auf ein maximales Verhältnis R_{ac}/R geachtet wird. Am Beispiel eines Silizium-Kristalls mit einer (100) Oberfläche wären die besten Biegeachsen entlang der Kristallrichtungen $[011]$ oder $[0\bar{1}1]$, siehe auch Abb. 5.5.

5.3 Homogenität der zylindrischen Biegung

Die Gestalt der Oberfläche und insbesondere eine möglichst konstante Kristallkrümmung hat großen Einfluß auf die Abbildungs- und Reflexionseigenschaften des Kristalls. Aus diesem Grund wurde die Oberflächengestalt optisch vermessen.

Zur Bestimmung des Radius des gebogenen Kristalls wird dieser als idealer Zylinderspiegel angesehen und so auf einer optischen Bank angebracht, daß ein Laserstrahl, der parallel zur optischen Achse ausgerichtet wurde, die Mitte des Kristalls trifft, Abbildung 5.6. Bei Reflexionen von Strahlen parallel zur optischen Achse werden diese durch den Brennpunkt des Spiegels reflektiert. Die Bedingung der Achsnähe ist gegeben, da die Ausdehnung des Kristalls im Vergleich zum Radius nur etwa 0,043 beträgt.

Verschiebt man den Kristall in y-Richtung, so kann auf einem Schirm die Verschiebung

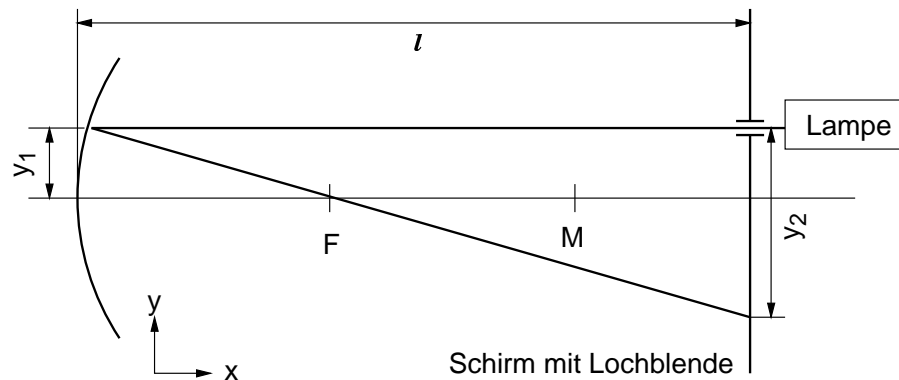


Abbildung 5.6: Skizze der Versuchsanordnung zur Bestimmung des Krümmungsradius des Kristalles während des Biegens.

des reflektierten Strahls gemessen werden. Nach dem Strahlensatz wird der Krümmungsradius in der Mitte des Kristalls bestimmt:

$$R = \pm 2l \frac{y_1}{y_2} \quad (5.19)$$

$$\Delta R = \left(\frac{\Delta y_1}{|y_1|} + \frac{\Delta y_2}{|y_2|} + \frac{\Delta l}{|l|} \right) \cdot |R| \quad (5.20)$$

Das doppelte Vorzeichen im Radius kennzeichnet den Krümmungssinn des Kristalls. Das obere Vorzeichen wird für die Bestimmung der Hauptkrümmung benutzt, wobei das Licht auf die konkave Seite des Kristalles trifft. Das untere Vorzeichen steht für die antiklastische Krümmung (siehe Kapitel 5.2.2), bei der das Licht auf die konvexe Seite trifft.

Der Radius R kann um so genauer bestimmt werden, je größer der Abstand l vom Kristall zum Schirm ist. Die Länge l kann auf 2 mm genau bestimmt werden, y_1 mittels Mikrometertrieb auf 0,01 mm und y_2 auf Grund von Strahlaufweitungen nur auf 0,5 mm genau.

5.3.1 Ergebnisse der Charakterisierung der Krümmung von 1 mm dicken dreieckigen Silizium-Kristallen

Ein erster Kristall, welcher für spektroskopische Untersuchungen verwendet wurde, war ein Silizium-Kristall von 1 mm Dicke, dessen Orientierung in Abbildung 5.7 dargestellt ist. Der Krümmungsradius konnte mit diesem Biegetyp² variabel gestaltet werden und wurde jeweils mittels einer Mikrometerschraube eingestellt. Beim Biegen des Kristalls wurde der

²Nähere Ausführungen zu den zwei verschiedenen Biegetypen sind im Anhang B zu finden.

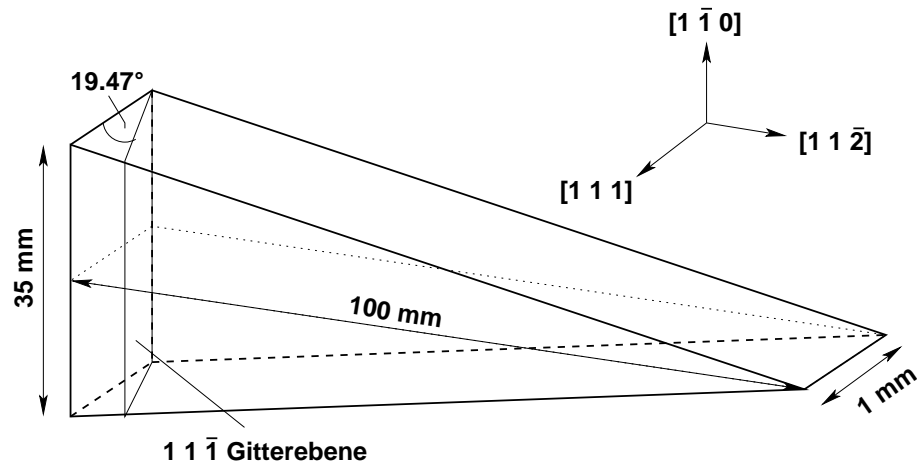


Abbildung 5.7: Darstellung der Kristallform und der Orientierung der Gitterebenen im Kristall vor der Biegung.

Hauptkrümmungsradius des Kristalls mittels der Reflexionsmethode, wie sie in Abbildung 5.6 dargestellt ist, bestimmt. Dabei erfolgte für jede Einstellung der Mikrometerschraube eine Mittelung über 10 Meßpunkte, die entlang der größten Kristallausdehnung verteilt waren. Der gemessene Radius R ist in Abbildung 5.8 in Abhängigkeit von der Auslenkung x der Kristallspitze dargestellt.

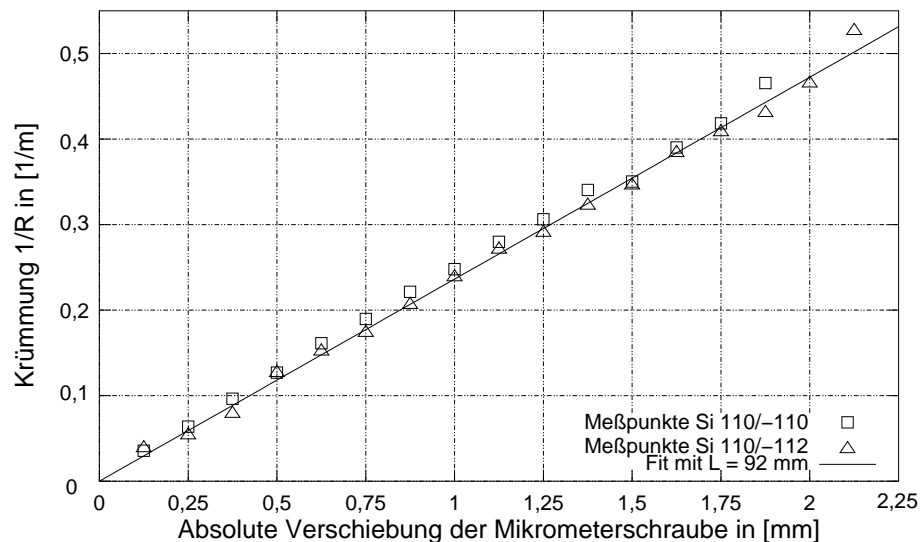


Abbildung 5.8: Darstellung der Kristallkrümmung als Funktion der Verschiebung x der Kristallspitze. Dabei entspricht jeder Punkt einer Mittelung über 10 Meßwerte.

Diese „Eichkurve“ kann nun dazu benutzt werden, einen bestimmten Radius nur an Hand einer wohl definierten Verschiebung x der Mikrometerschraube einzustellen.

5.3.2 Ergebnisse der Charakterisierung der Krümmung eines 0.5 mm dicken rechteckigen Silizium-Kristalles

Für eine stärkere Krümmung des Kristalls wurde ein Kristall verwendet, dessen Dicke nur 0.5 mm beträgt. Durch die Wahl eines geeigneten Kristallschnittes, Abbildung 5.9, wurde das Radienverhältnis aus antiklastischer und Hauptkrümmung positiv beeinflusst. Es ergibt sich nach Gleichung 5.18 ein theoretischer Wert von $R_{ac}/R = -15,5$. Der

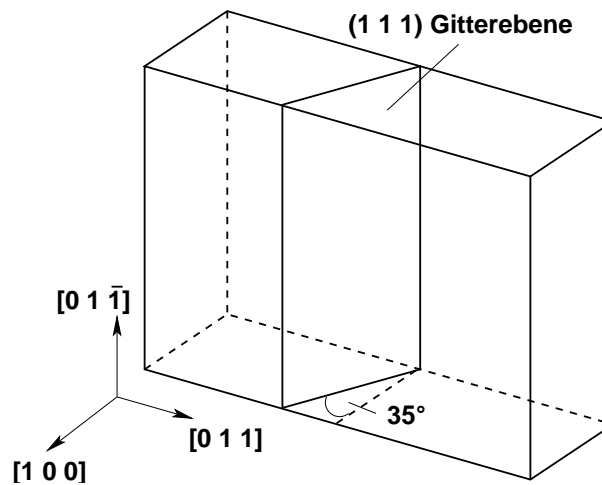


Abbildung 5.9: Darstellung der Kristallform und der Orientierung der Gitterebenen im Kristall vor der Biegung.

Krümmungszustand wurde auch hier durch die optische Methode analog Abbildung 5.6 bestimmt. Im Gegensatz zum oben untersuchten dreieckigen Kristall kann hier nur ein einziger Krümmungsradius, im vorliegenden Fall $R = 0,7$ m, eingestellt werden. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.10a zu sehen. Hierbei sind deutliche Abweichungen vom Sollradius von 0,7 m erkennbar. Die Messung wurde auf der konkaven Kristallseite in der Dispersionsebene durchgeführt. Die gleiche Messung wurde zu einem späteren Zeitpunkt wiederholt, um die zeitliche Stabilität dieser Biegeart zu testen. Dabei zeigte sich, daß es zu einer Entspannung kommt, d.h. der Radius wird insgesamt größer.

In Abbildung 5.10b ist der antiklastische Radius dargestellt. Dieser wurde auf der konvexen Kristallseite senkrecht zur Dispersionsebene gemessen. Im Vergleich mit dem theoretisch berechneten Wert von $R_{ac} = -10,85$ m treten Abweichungen von 20 – 30% auf.

Da es sich bei der einfachen Radienbestimmung mittels der Reflexionsmethode um

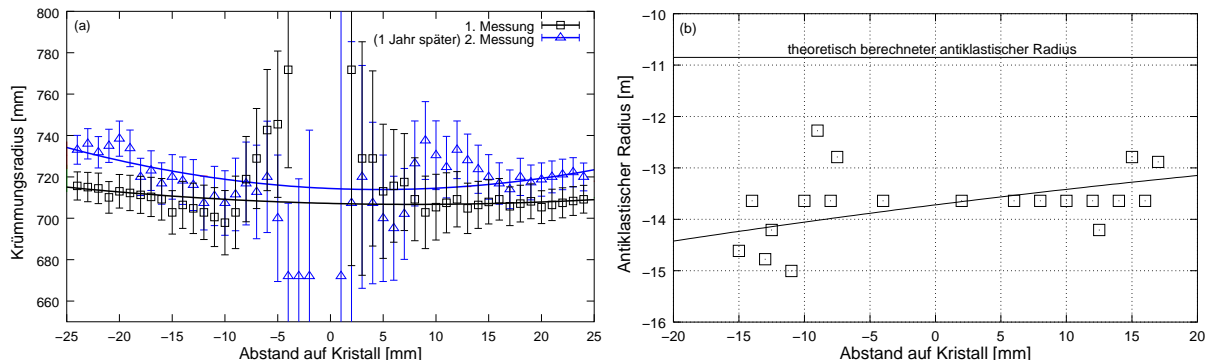


Abbildung 5.10: (a) Darstellung der Hauptkrümmung des Kristalls am Rechteckbieger. Es sind deutliche Abweichungen zum Sollradius von 0,7 m erkennbar. In (b) ist der antiklastische Radius aufgetragen.

ein Verfahren handelt, das sehr fehlerbehaftet ist, eignet es sich auch nur für eine erste Begutachtung des Krümmungszustandes. Im Hinblick auf spätere Kristallmodule für die medizinische Diagnostik ist eine Charakterisierung der Kristallkrümmung mittels Weißlichtinterferometrie empfehlenswert.

5.4 Test der Kristallqualität

5.4.1 Bestimmung der Netzebenenlage der Kristalle

Für die RÖNTGENspektroskopie und auch für die Abbildung mit RÖNTGENstrahlung werden hohe Anforderungen an das räumliche Auflösungsvermögen gestellt. Diese können nur erfüllt werden, wenn perfekte Einkristallgebiete zur Verfügung stehen, denn Störungen der Ebenheit der genutzten Netzebenen würden von vornherein Abbildungsfehler induzieren. Für die Durchführung einer präzisen Kristallkrümmung sind außerdem Kristallscheiben geringer Dicke mit einer sehr gut orientierten Kristalloberfläche erforderlich. Die spätere Justage wird erheblich erleichtert, wenn man Kenntnis von der genauen Netzebenenlage innerhalb des Kristalls hat.

Die Orientierungsmessungen bzw. die Messungen des Fehlschnittes wurden mit einer Genauigkeit von $\geq 0,6'$ mit einem modifizierten RÖNTGENDiffraktometer durchgeführt [Klö97]. Dafür wurde eine RÖNTGENröhre mit Kupferanode verwendet.

Untersucht man den Winkel ω_2 der Kristallposition, für den die Netzebenen genau im BRAGGWinkel zum einfallenden Strahl stehen, in Abhängigkeit von der Drehung ϕ der

Probe um die Oberflächennormale, so ergeben sich ein Maximum $\omega_{2,max}$ und ein Minimum $\omega_{2,min}$. Beide Positionen sind in Abbildung 5.11 dargestellt. Der Winkel α der Verkippung der Netzebene (NE) zur Kristalloberfläche ergibt sich aus den beiden Extremwerten $\alpha = \frac{\omega_{2,max} - \omega_{2,min}}{2}$.

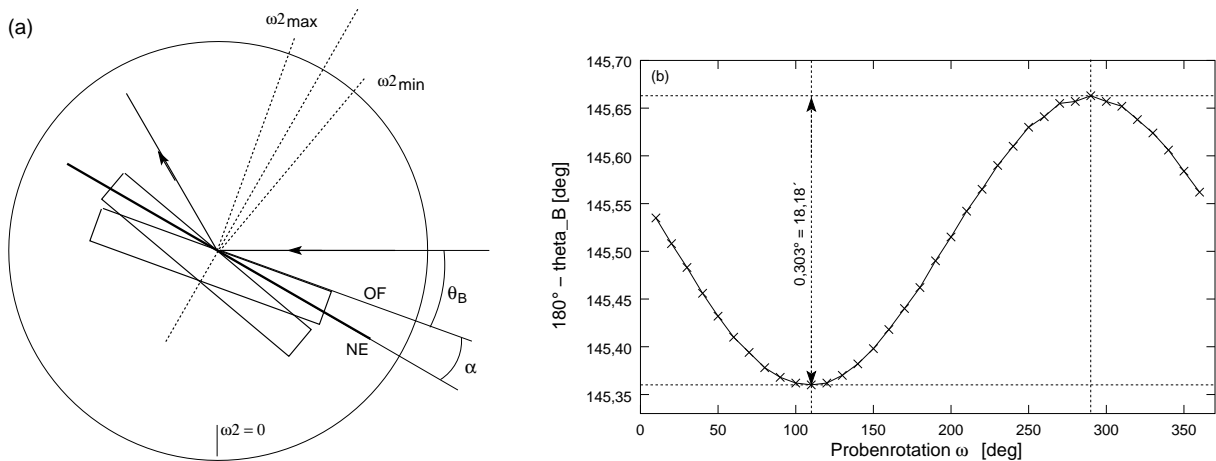


Abbildung 5.11: In (a) ist eine Prinzipskizze des Versuchsaufbaues zur Bestimmung der Lage der Netzebenen relativ zur Kristalloberfläche zu sehen. Ein Beispiel der so gewonnenen Meßwerte ist in (b) für einen Siliziumkristalls mit der Oberflächenorientierung [100] dargestellt.

Das Ergebnis einer solchen Messung ist ebenfalls in Abbildung 5.11 zu sehen. Dabei konnte eine Verkippung der (100) Netzebene gegenüber der Kristalloberfläche von $\alpha = 9,1'$ festgestellt werden.

5.4.2 Topographische Untersuchungen

Die Topographie [Kla87] ist eine Technik zur orts aufgelösten Charakterisierung der Kristallqualität. Damit werden Defektstellen, Einschlüsse und Versetzungen direkt sichtbar. Anhand einer Topographie lassen sich detaillierte Aussagen über den Kristall machen. Daher macht man in der Regel von einem unbekanntem Kristall zunächst eine Topographie, um sicher zu stellen, daß der Kristall den qualitativen Anforderungen entspricht.

Abbildung 5.12 zeigt einige typische Topogramme von ebenen Silizium-Kristallen. In den Aufnahmen sind keine Kristallbaufehler erkennbar. In Reflexion 022 wurden zusätzliche Reflexe angeregt (horizontale Streifen), die jedoch nicht weiter untersucht wurden.

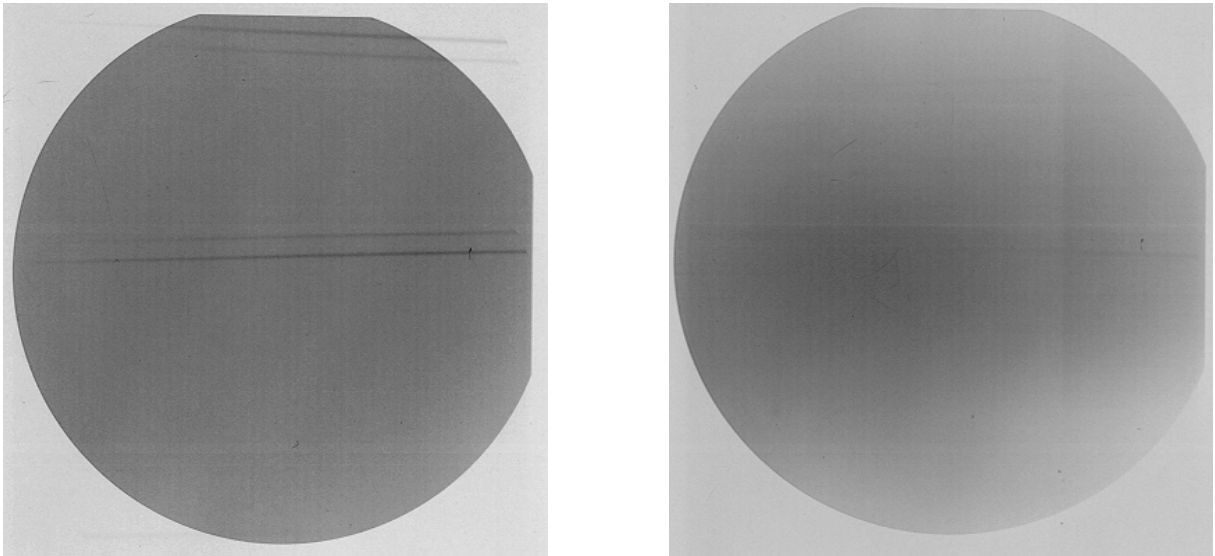


Abbildung 5.12: LANG-Topogramm des für die Messungen genutzten Silizium-Kristalls mit Ag-Strahlung. Linke Seite: Reflexion 022, rechte Seite: Reflexion 111.

5.5 Simulation der Ergebnisse der Röntgenbeugung an gebogenen Kristallen

Um zeitaufwendige Experimente sinnvoll planen zu können, wurden die verschiedenen Experimente zur monochromatischen Abbildung mit Computerprogrammen simuliert. Dabei wurden beide Geometrien, Reflexion und Transmission, berücksichtigt.

Für Berechnungen in BRAGGgeometrie stand mit dem Code T-RAY [TRAY] ein wirkungsvolles Programm zur Verfügung. Auf Grund des bereits am ebenen Kristall etwas höheren integralen Reflexionsvermögens wurde Germanium für die Berechnungen benutzt. In die Simulationen gehen Parameter der Punktquelle (zentrale Wellenlänge der für die Rechnungen benutzten Spektrallinie, die Linienbreite und -form), Kristallparameter (Krümmungsform und -radius, Apertur, Quellabstand) und Detektorparameter (Abstand zum Kristall, Bildgröße, Winkel zum reflektierten Strahl) ein.

Zunächst wurde ein JOHANSSON-Kristall mit der Quelle auf dem ROWLANDkreis simuliert (Abbildung 5.13a). Die Detektorgröße ist in Hinblick auf die Anwendung in der Koronarangiographie auf $100 \times 100 \text{ mm}^2$ festgesetzt, d.h. die in Abbildung 5.13 dargestellten Quadrate entsprechen einer Fläche von $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Die ausgeleuchtete Detektorfläche, die hier als Falschfarbengrafik dargestellt ist, ist abhängig von der Kristallgröße,

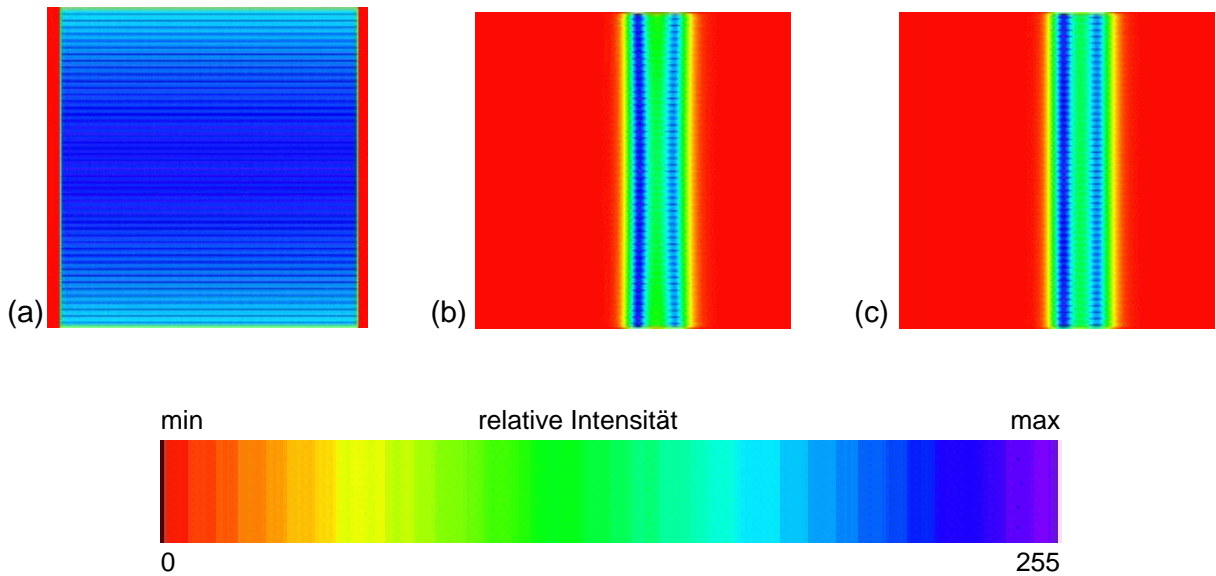


Abbildung 5.13: Vergleich der ausgeleuchteten Detektorfläche für einen (a) JOHANSSON-, (b) JOHANN- und (c) sphärischen Kristall der Größe 100 mm x 20 mm. Alle Rechnungen wurden ausgeführt für den Reflex 111 von Germanium mit einem Krümmungsradius von 2,5 m und einer Wellenlänge von $\lambda_0 = 0,0381$ nm . Der Quellabstand betrug 145,8 mm, der Detektorabstand war 2,8 m. Die Größe der Bilder entspricht einer Fläche von 100×100 mm².

dem Krümmungsradius, dem BRAGGwinkel und dem Abstand zwischen Kristall und Detektor. Einen Einblick in die erreichbare Intensität vermittelt Tabelle 5.2. Dabei wurde zugrunde gelegt, daß ein Photon in den vollen Raumwinkel abgestrahlt wird, womit sich auch der relativ kleine Exponent begründet.

Kristall	Reflex	Krümmung	I_{int} [Photonen]
Ge	111	Sphäre	$6,9 \cdot 10^{-6}$
Ge	111	Johansson	$2,2 \cdot 10^{-5}$
Ge	111	Johann	$3,6 \cdot 10^{-5}$
Ge	220	Johansson	$2,5 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 5.2: Vergleich der integralen Intensität I_{int} in einer Bildfläche von 100 mm x 100 mm für verschiedene Arten der Krümmung. Die Strahlungsquelle emittiert ein Photon in den Raumwinkel 4π . Der Bildabstand betrug 2,8 m. Die Werte für I_{int} sind dem Programm TRAY [TRAY] entnommen und stellen eine Integration über alle Photonen dar, die die Detektorfläche treffen.

Analoge Simulationen wurden für JOHANNartige und sphärisch gebogene Kristal-

le, bei denen die Kristalloberfläche den ROWLANDkreis nicht in jedem Punkt berührt, durchgeführt. Der JOHANN-Kristall zeigt die gleiche Effizienz, d.h. integrales Reflexionsvermögen, wie der JOHANSSON-Kristall. Aber ein wesentlicher Nachteil ist der Fokussierungs- bzw. JOHANN-Fehler. Dadurch wird die Detektorfläche inhomogen ausgeleuchtet, siehe Abbildung 5.13. Durch die besseren Fokussierungseigenschaften des JOHANSSON-artigen Kristalls wird die Detektorfläche sehr homogen ausgeleuchtet. Der JOHANN-Kristall gibt eine Stufe im Intensitätsprofil in der Objektebene, die für die Anwendung in der medizinischen Abbildung nicht akzeptabel ist.

Für Berechnungen in LAUEgeometrie wurde mit dem Code Laue-RAY [LRAY] ein weiteres Computerprogramm angewandt. In die Rechnungen werden Quellparameter (Größe, Zahl der ausgesendeten Quanten, Energie), Kristallparameter (Abstand zur Quelle, Asymmetriewinkel, Krümmungsradius, äußere Abmaße, Reflexionskurve, Einstellwinkel relativ zum Zentralstrahl) und Detektorparameter (Abstand zum Kristall, Größe eines Detektorpixels, Beobachtungswinkel) berücksichtigt.

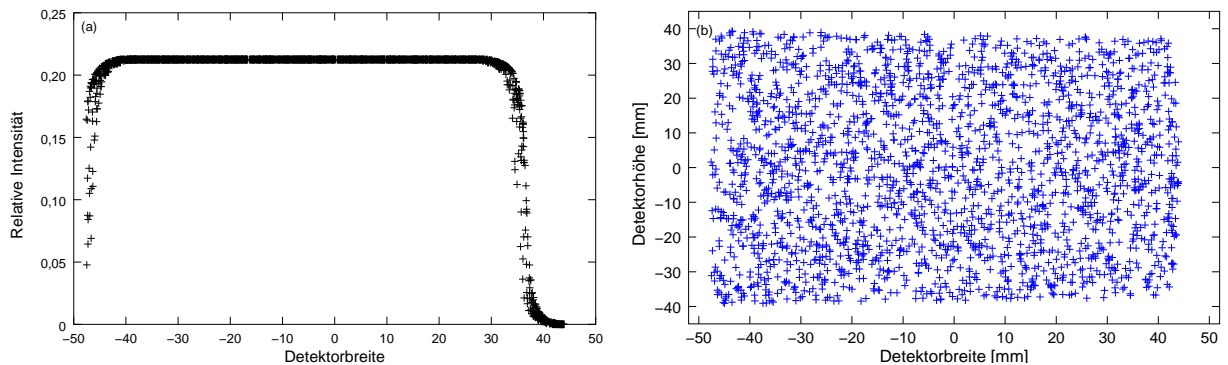


Abbildung 5.14: Intensitätsverteilung nach der Beugung an einem $60 \times 40 \text{ mm}^2$ großen und $525 \mu\text{m}$ dicken Siliziumkristall mit einem Asymmetriewinkel von $\varepsilon = 35^\circ$ in LAUEgeometrie [LRAY]. Gerechnet wurde für den Reflex 111 bei einer Energie von $33,442 \text{ keV}$. (a) zeigt die relative Intensität über die Detektorbreite, während in (b) die flächenhafte Detektorausleuchtung dargestellt ist.

Die im Bild 5.14 gezeigte Simulation wurde für einen $525 \mu\text{m}$ dicken Siliziumkristall mit der Reflexion 111 und einem Asymmetriewinkel von $\varepsilon = 35^\circ$ durchgeführt. Dieser Kristall wurde mit Strahlung der Energie der $\text{LaK}\alpha_1$ -Linie von $33,442 \text{ keV}$ bestrahlt. Der Krümmungsradius wurde auf $0,7 \text{ m}$ festgelegt. Man sieht sehr schön, daß eine Fläche von etwa $90 \text{ mm} \times 80 \text{ mm}$ homogen ausgeleuchtet werden kann.

5.6 Testexperimente an einer Röntgenröhre

Die hier verwendeten Kristalle sind, abgesehen von der antiklastischen Krümmung, alle zylindrisch gebogen. Die Zylinderachse liegt senkrecht zur Dispersionsebene. Damit ist leicht zu verstehen, daß die Winkeländerung über den Kristall in dieser Richtung wesentlich kleiner ist als in der Dispersionsebene. Eine Kristallausleuchtung ist daher immer in ausreichendem Maße gegeben, weswegen in den nachfolgenden Überlegungen nur die Dispersionsebene betrachtet wird.

5.6.1 Spektroskopie

Als RÖNTGENquelle wurde eine einfache Silberröhre mit einem $0.4 \times 0.4 \text{ mm}^2$ großen Punktfokus verwendet. Die Divergenz wurde mit zwei Aperturblenden eingeschränkt. Der Aufbau dieses Experimentes ist in Abbildung 5.15 dargestellt.

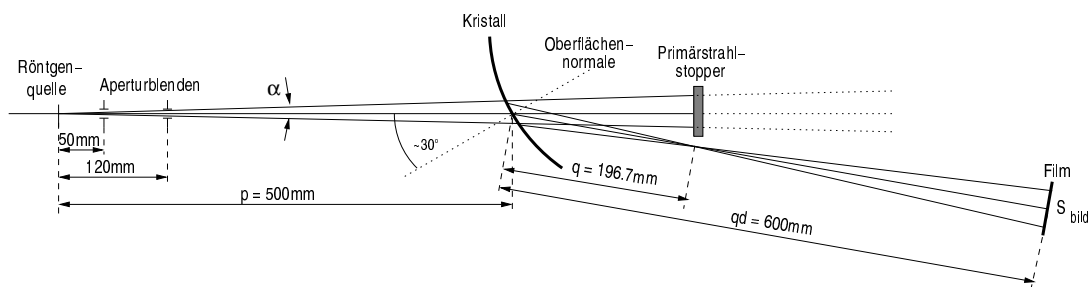


Abbildung 5.15: Schematischer Aufbau der CAUCHOISgeometrie für Spektroskopie. Die Strahlung trifft auf die konvexe Seite des Kristalles.

Für dieses Experiment wurde ein Quellabstand p von 500 mm gewählt. Als Detektor wurde AGFA Strukturix D7 verwendet, der im Abstand von $q_d = 600$ mm hinter dem Kristall angebracht war. Mit Hilfe einfacher geometrischer Überlegungen

$$\frac{S_{bild}}{|q_d| - |q|} = \frac{p \cdot \tan \alpha}{|q|} \quad (5.21)$$

kann man die Bildgröße S_{bild} in einem gegebenen Abstand q_d bestimmen. α ist der horizontale Aperturwinkel und bestimmt die Divergenz der einfallenden Strahlung. Die Bildgröße bezieht sich nur auf die Beugungsebene. Gleichung 5.21 wird auch benutzt, um den Abstand zwischen zwei Linien zu bestimmen. In diesem Fall ist für α die Differenz der BRAGGWinkel der zwei Linien einzusetzen. Das Ergebnis einer vierminütigen Belichtung

mit den Betriebswerten der Röhre von 40 kV und 30 mA ist in Abbildung 5.16a zu sehen.

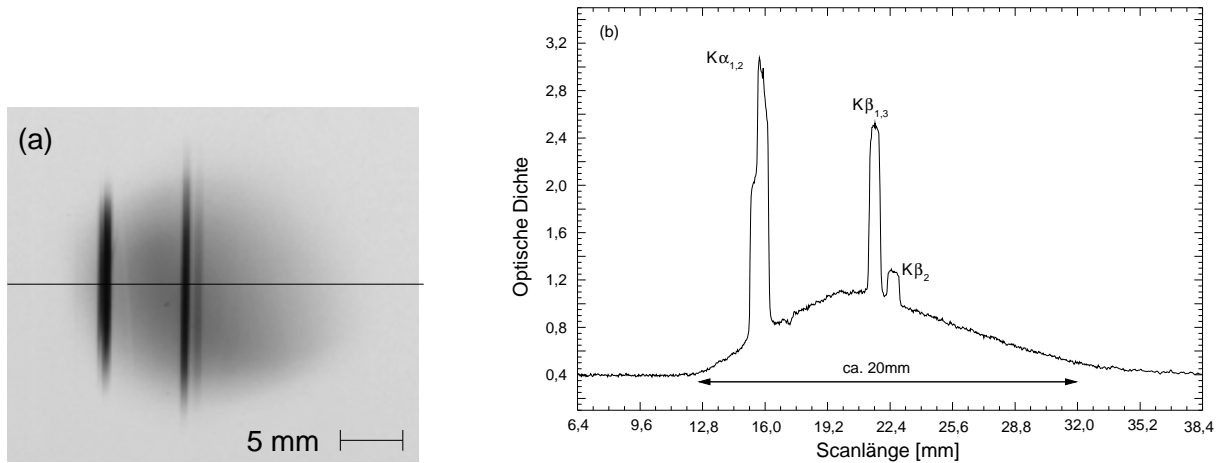


Abbildung 5.16: (a) Beugungsbild nach einem Silizium-Kristall in LAUE-Geometrie entsprechend dem experimentellen Aufbau in Abbildung 5.15. Zu sehen ist neben den $K\alpha$ und $K\beta$ Linien von Silber auch der Bremsstrahlungsuntergrund. Entlang der eingezeichneten Linie wurde ein Densitometerplot (b) aufgezeichnet.

Es ist zu erkennen, daß die $K\alpha_1$ und $K\alpha_2$ Linien räumlich nicht getrennt werden können. Um dies zu erreichen, müssen höhere Anforderungen an den mechanischen Aufbau des Experimentes (Einstellung des BRAGGWinkels des Kristalles sowie der Abstände zu Quelle und Detektor) gestellt werden. Die runde Form des Bremsstrahlungsfleckes von ca. 20 mm Durchmesser ist durch die kreisrunden Aperturblenden vorgegeben.

Aufgrund der Blenden ergibt sich α zu $1^\circ 9'$ bzw. $\tan\alpha = 0,02$. Der polychromatische Fokus befindet sich im Abstand von 197 mm hinter dem Kristall. Mit den in Abbildung 5.15 angegebenen Quell- und Detektorabständen ergibt sich eine theoretische Bildgröße (Durchmesser des Bremsstrahlungsfleckes) von 20 mm.

Gleichung 5.21 findet auch im Computerprogramm SPEKTRIX [SPEK] Anwendung, welches für die Optimierung der Spektrometere geometrie entwickelt wurde.

5.6.2 Monochromatische Abbildung

Der experimentelle Aufbau ist in Abbildung 5.17 dargestellt. Als RÖNTGENquelle wurde ebenfalls eine Silberröhre mit Punktfokus verwendet. Für dieses Experiment wurde ein Quellabstand von $p = 530$ mm, nahe dem ROWLANDkreis ($p = p_0 = 538$ mm) gewählt.

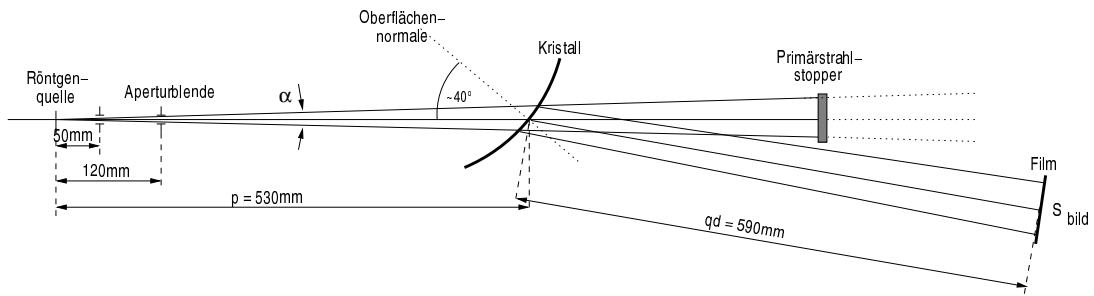


Abbildung 5.17: Schematischer Aufbau der DUMOND-Geometrie. Die Strahlung trifft auf die konkave Seite des Kristalles.

Der Detektor, ebenfalls RÖNTGENfilm, wurde in der größtmöglichen Entfernung von $q_d = 570 \text{ mm}$ hinter dem Kristall aufgestellt. Ein typisches Beugungsbild ist in Abbildung 5.18a zu sehen. Das Beugungsbild sieht etwas „eirig“ aus. Mit kreisrunden Aperturblenden erwartet man ein ebenfalls rundes Beugungsbild. Daraus kann geschlußfolgert werden, daß im Beugungsbild 5.18a eine Überlagerung von zwei Wellenlängen zu sehen ist. Dies ist dadurch erklärbar, daß die Quelle sich nicht genau auf dem ROWLANDkreis des Kristalles befindet.

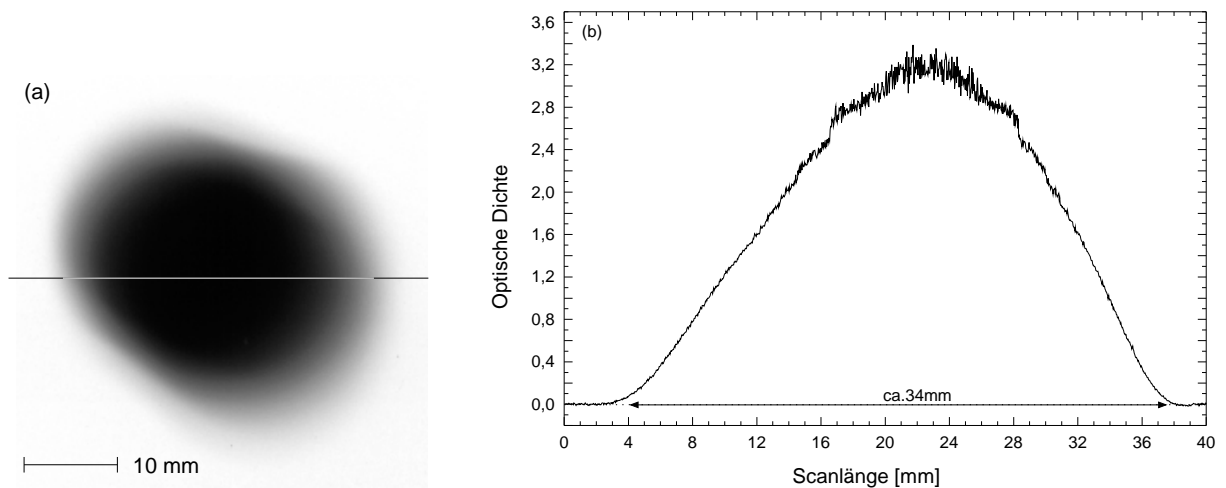


Abbildung 5.18: Originalaufnahme (a) und Densitometerplot (b) für monochromatische Abbildung an einer Silberrohre entsprechend dem experimentellen Aufbau in Abbildung 5.17.

Mittels Strahlensatz

$$S_{bild} = (p + |q_d|) \cdot \tan \alpha \tag{5.22}$$

kann die Bildgröße S_{bild} in einem gegebenen Abstand q_d bestimmt werden. Theoretisch ergibt sich für die in Abbildung 5.17 angegebenen Abstände ein Wert von $S_{bild} = 22.4 \text{ mm}$.

Durch die von Silber $K\alpha_1$ und $K\alpha_2$ Strahlung ist die experimentell bestimmte Bildgröße mit ca. 34 mm deutlich größer ist, als die theoretisch errechnete.

Für Einhaltung der DUMONDgeometrie, d.h. mit der Quelle genau auf den ROWLANDkreis bei $p = p_0 = 538$ mm erhält man im Abstand von 1962 mm nach dem Kristall eine Bildgröße von 10 cm in der Dispersionsebene.

Mittels Sinussatz

$$\frac{d_{sep}}{\sin \alpha} \approx \frac{p}{\sin(2\theta_B - \alpha)} \quad (5.23)$$

kann auch der Abstand bestimmt werden, in dem der Primär- und der reflektierte Strahl räumlich getrennt sind. Mit dem Divergenzwinkel $\alpha = 1^\circ 9'$ ergibt sich ein Wert von $d_{sep} \approx 68$ mm. In einem Abstand größer 68 mm kann dann eine Primärstrahlblende aufgestellt werden.

Kapitel 6

Bestimmung der Quellintensität laserproduzierter Plasmen

Zu Beginn dieser Arbeit wurde in Kapitel 1 ein Vergleich der zur Verfügung stehenden RÖNTEGNquellen gegeben. In diesem Kapitel wird nun die Quellintensität einer RÖNTEGNquelle aus laserproduzierten Plasmen bestimmt. Die Spektroskopie, bei der gebogene Kristalle eingesetzt werden, ist eine gut entwickelte Technik. Unter Berücksichtigung der Erkenntnisse früherer Kapitel wird die Aparatefunktion des Kristallspektrometers bestimmt. Bei Verwendung eines kalibrierten Detektors [Grä98] kann dann aus den Spektren und der Aparatefunktion die Quellemission bestimmt werden.

Alle in diesem Kapitel beschriebenen Experimente wurden am LUND LASER CENTER (LCC Lund, Schweden) durchgeführt [Grä98].

6.1 Das Lasersystem

Das für die Messungen verwendete Lasersystem basiert auf der Verstärkung eines zeitlich gestreckten Impulses im Ti:Saphir Laser [Mou97]. Es werden typischerweise Pulse bei Laserwellenlänge von etwa 800 nm mit einer Wiederholfrequenz von 10 Hz erzeugt. In einem ersten Schritt werden die zuvor gestreckten Pulse in einem positiv rückgekoppelten Verstärker bis zu einer Energie von 9 mJ verstärkt. Nach einer Strahlaufweitung werden die Pulse in einem Mehrfachverstärker weiter verstärkt auf 400 mJ. Die von einem Raumfrequenzfilter geglätteten Pulse werden in einem zweiten Mehrfachverstärker auf 1 J verstärkt. Der Strahl wird dann weiter ausgedehnt bis zu einem Durchmesser von 50 mm bevor die Pulse im Kompressor komprimiert werden. Pulskompression und nachfolgende Strahlführungen werden im Vakuum durchgeführt, um Strahlzerstörungen und nichtlineare Effekte zu vermeiden. Der prinzipielle Aufbau kann Abbildung 6.1 entnommen werden.

Die rekomprimierten Pulse haben eine Dauer von 110 fs. Jedem Laserpuls gehen zwei schwächere Vorpulse voraus, etwa 12 ns und 2 ns vor dem Hauptpuls. Sie sind in der Größenordnung von 10^5 und 10^3 schwächer als der Hauptpuls.

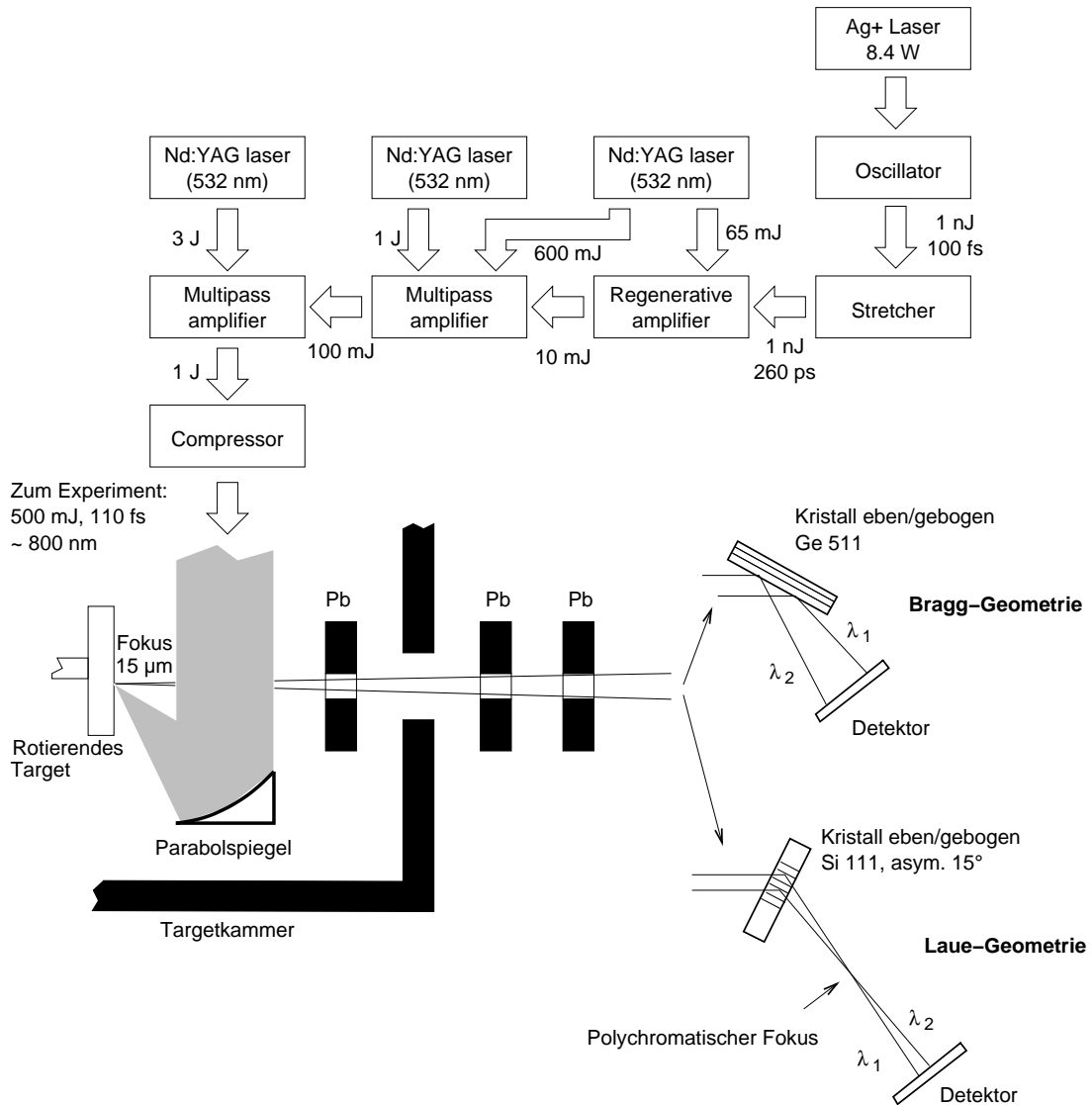


Abbildung 6.1: Schematische Übersicht des Terawatt-Lasersystems in Lund inkl. des experimentellen Aufbaus zur Bestimmung der Quellintensität [Grä98].

6.2 Erzeugung von Röntgenstrahlung

Die Laserpulse werden mit einem Diamant gedrehten, goldbeschichteten, parabolischen Spiegels der effektiven Fokusslänge von 50 mm (Oberflächengenauigkeit $\lambda/5$ bei 800 nm) auf ein rotierendes Metalltarget fokussiert. Die Pulse treffen unter einem Winkel von 30° bezüglich der Oberflächennormalen auf das Target.

In der Fokusregion werden Intensitäten von $5 \cdot 10^{17} \text{ Wcm}^{-2}$ erreicht. Diese sind hoch genug, um in einem heißen Plasma schnelle Elektronen zu erzeugen, die ausreichen, um

im umgebenden Targetmaterial RÖNTGENstrahlung zu emittieren. Als Targetmaterialien wurden 3 mm dicke Scheiben aus Zinn und Tantal benutzt. Die Auswahl dieser Targetmaterialien wurde in Hinblick auf die beabsichtigte medizinische Anwendung getroffen. Die $K\alpha$ -Emission von Zinn liegt mit $E_{K\alpha} \approx 25$ keV nahe der Absorptionskante von Jod bei 33 keV, während die $K\alpha$ -Emission von Tantal ($E_{K\alpha} \approx 50$ keV) nahe der Absorptionskante von Gadolinium zu finden ist. Beide Elemente, Jod und Gadolinium, werden in der Medizin als Kontrastmittel verwendet.

6.3 Detektor

Als Detektor kam eine absolut kalibrierte CCD-Kamera zum Einsatz [Grä98]. Verwendung fand dabei eine 5 mm dicke, Terbium dotierte fiberoptische Scintillationsplatte. Dadurch erreichte man eine gute räumliche Auflösung. Das Kamerasystem hatte einen fiberoptischen Taper als Verbindung des Ausgangs des Bildverstärkers mit der CCD-Kamera. Die effektive Pixelgröße in diesem System war $36 \times 36 \mu\text{m}^2$.

Das CCD-Kamerasystem wurde mit Hilfe von radioaktiven Proben kalibriert [Grä98]. Die Proben wurden im Abstand von 90 mm vom Scintillator aufgestellt. Proben von ^{241}Am , ^{137}Cs , ^{133}Ba , ^{60}Co , ^{57}Co , ^{54}Mn und ^{22}Na mit Aktivitäten im Bereich von 200 kBq bis 480 kBq wurden genutzt. Die Photonenenergien und Intensitäten der verschiedenen Zerfallsreihen wurden aus der Isotopentabelle [NDS] entnommen. Nach dieser Kalibrierung erhält man einen von der Photonenenergie abhängigen Umrechnungsfaktor, welcher die Anzahl der Ereignisse in der CCD-Kamera auf eine Zahl von absorbierten RÖNTGENphotonen umrechnet. Die Kalibrierungskurve ist in Abbildung 6.2 zu sehen.

6.4 Apparatfunktion der Kristallmonochromatoren

Die Eigenschaften des Kristalls bei der Reflexion von RÖNTGENstrahlung einer bestimmten Wellenlänge λ_0 mit dem BRAGGWinkel θ_B werden durch die Reflexionskurve des Kristalls $C\left(\sigma(\alpha, \phi) - \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} \tan \theta_B\right)$ beschrieben. Sie gibt für Strahlung der Wellenlänge λ das Verhalten von reflektierter zu einfallender spektraler Energiedichte an. Die Änderung $\sigma(\alpha, \phi)$ des BRAGGWinkels ist eine Funktion der Divergenzwinkel α in der Dispersionsebene und ϕ senkrecht zur Dispersionsebene. Die im Vergleich zu λ_0 kleine

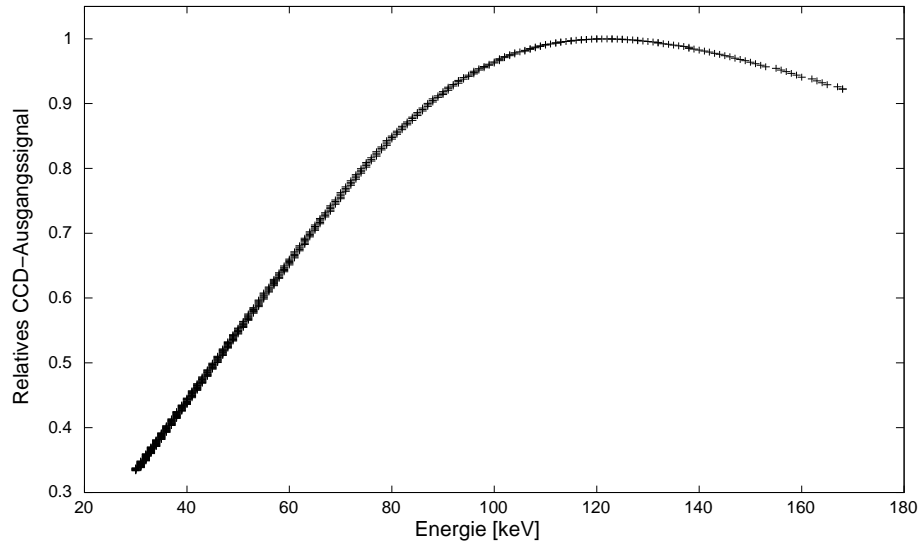


Abbildung 6.2: Energieabhängigkeit des CCD-Ausgangssignals in Abhängigkeit von der einfallenden Photonenenergie.

Wellenlängendifferenz $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ führt für Strahlung der Wellenlänge λ zu einer BRAGGWinkelverstimmung $\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \tan \theta_0$ (differenzielle BRAGG-Gleichung).

Gleichung 6.1 beschreibt für $\Delta\lambda \ll \lambda$ die integrale reflektierte Energie E_{ref} [Com57].

$$E_{ref} = \int_{\alpha} \int_{\phi} \int_{\lambda} d\alpha d\phi d\lambda G(\alpha, \phi) \cdot j(\lambda - \lambda_0) \cdot C \left(\sigma(\alpha, \phi) - \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} \tan \theta_B \right) \quad (6.1)$$

$G(\alpha, \phi)$ ist die Winkelverteilung der emittierten Energie und wird bei isotroper Emission zu $G = 1$. $j(\lambda)$ ist die Spektralverteilung der Quellstrahlung in Energie pro Wellenlängenintervall emittiert in 1 Steradian Raumwinkel. Im Argument von C ist $\sigma(\alpha, \phi)$ die geometrisch bedingte Abweichung des BRAGGWinkels θ von θ_B bei verschiedenen Reflexionspunkten auf der Kristalloberfläche. Für einen zylindrisch gebogenen Kristall wurde die Abweichung in der Dispersionsebene bereits in Kapitel 3.3 bestimmt.

$$\sigma(\alpha, \phi) \approx \left| \frac{K - 1}{2K} \right| \alpha + \frac{1}{2 \tan \theta_0} \alpha^2 + \frac{1}{2} \phi^2 \tan \theta_0 . \quad (6.2)$$

Darin ist $K = q/p$ der Vergrößerungsfaktor, der das Verhältnis aus Abstand zum polychromatischen Fokus q und dem Quellabstand p beschreibt.

Für die Bestimmung der Quellintensität mittels Spektroskopie wird ein definiertes spektrales Fenster der Breite ΔE genutzt. Dazu wird die Quelle nicht auf dem ROWLANDkreis positioniert. In Gleichung 6.2 ist der lineare Term dominant, falls α nicht zu groß wird und die Quelle nicht zu nahe am ROWLANDkreis liegt ($K < 0,9$, $K > 1,1$

[Miß97]). Die Variation von σ auf Grund des ϕ -abhängigen Terms ist klein im Vergleich zur α -Abhängigkeit von σ und wird begrenzt durch die Kristallhöhe h . Das bedeutet, für ein konstantes K gilt:

$$\frac{d\alpha}{d\theta} \approx \frac{d\alpha}{d\sigma} \approx \frac{2K}{K-1} = \text{const.} \quad (6.3)$$

Die Substitution der α -Integration durch die θ -Integration führt schließlich zu

$$\frac{E_{ref}}{E_L} \approx \frac{N_{ref}}{N_L} \approx \left| \frac{2K}{K-1} \right| \frac{h}{p} \frac{1}{4\pi} R_{int} = F_G R_{int} = P. \quad (6.4)$$

Darin sind N_{ref} die Anzahl der vom Kristall reflektierten Photonen, E_L die Energie der Emissionslinie und N_L die Gesamtzahl der Photonen der Emissionslinie, die in 1 sterad emittiert werden.

Diese Näherung gilt allerdings nur, wenn der Spektralbereich ΔE der reflektierten Strahlung größer ist als die Breite ΔE_L der Spektrallinie, deren Strahlung fokussiert wird. Das dreifache Integral in Gleichung 6.1 kann somit als Apparatfunktion P des eingesetzten Monochromator interpretiert werden. Abhängigkeiten der Apparatfunktion P sind für verschiedene Krümmungsradien R des Kristalls in den Tabellen 6.1 und 6.2 gezeigt. Für den BRAGGfall können die Ergebnisse des Raytracing-Codes TRAY P_{tray} und des analytisch berechneten P aus Gleichung 6.4 verglichen werden und zeigen exzellente Übereinstimmung. Das Vorzeichen von K kann mittels Tabelle 3.1 erklärt werden.

$R[\text{m}]$	$R_{int} [\mu\text{rad}]$	F_G	K	$P = F_G R_{int} [\times 10^{-8}]$	$P_{tray} [\times 10^{-8}]$
∞	2,6	0,00227	-1	0,42	0,42
50	11,7	0,00244	-1,16	2,68	2,68
10	29,5	0,00350	-3,33	8,67	8,66
8	31,6	0,00404	-7,97	10,6	10,6
6	34,0	0,00545	6,02	14,9	14,9
5	35,3	0,00757	2,50	21,7	21,8

Tabelle 6.1: Apparatfunktion in JOHANNGeometrie für einen Germaniumkristall in symmetrischer Reflexion 511 bei verschiedenen Krümmungsradien R . Gerechnet wurde mit einem Quellabstand $p = 350$ mm, der Energie der TaK α -Linie und dem Detektor auf dem ROWLANDkreis. Der Kristall wurde mit einer Größe von 50 mm Länge und 10 mm Höhe angenommen.

Wird ein absolut kalibrierter Detektor verwendet, so kann aus der Ereigniszahl im Detektor die Photonenzahl und weiterhin, mit Kenntnis der Apparatfunktion P , die

$R[m]$	$R_{int}[\mu\text{rad}]$	F_G	K	$P = F_G R_{int} [\times 10^{-8}]$
∞	3,6	0,00229	-1,02	0,83
-100	6,44	0,00229	-1,01	1,47
-50	11,86	0,00228	-1	2,7
-10	53,9	0,00221	-0,95	11,8
-8	63,8	0,00220	-0,93	14,0
-6	77,0	0,00216	-0,91	16,9
-5	85,2	0,00214	-0,89	17,9
-4	94,8	0,00210	-0,86	19,9
-3	106,1	0,00205	-0,82	21,2

Tabelle 6.2: Apparatefunktion in CAUCHOISgeometrie, d.h. $R < 0$, für einen Siliziumkristall in asymmetrischer Reflexion 111 ($\varepsilon = 15^\circ$) bei verschiedenen Krümmungsradien R . Gerechnet wurde mit einem Quellabstand $p = 350$ mm, der Energie der $\text{TaK}\alpha$ -Linie und dem Detektor auf dem ROWLANDkreis. Der Kristall wurde mit einer Größe von 50 mm Länge und 10 mm Höhe angenommen.

Quellemission bestimmt werden.

6.5 Röntgenspektren und $\text{K}\alpha$ -Ausbeute

Untersucht wurde die Quellemission von Zinn und Tantal. Die CCD-Bilder der Spektren wurden in 300 Laserschüssen registriert. Einige typische Spektren sind in Abbildung 6.3 zusammengestellt. Die Spektren wurden nicht alle mit der gleichen Laserenergie aufgenommen, da diese experimentell bedingt nicht konstant gehalten werden konnte. Der Quellabstand wurde mit $p = 350$ mm konstant gehalten, wogegen der Detektorabstand variiert wurde, um eine gute spektrale Auflösung bei hinreichender Intensität zu erzielen.

Die Spektren in BRAGG-Geometrie zeigen das gut aufgelöste $\text{K}\alpha$ -Dublett in einem relativ kleinen spektralen Fenster. Im LAUEfall ist das spektrale Fenster größer, wodurch zusätzlich die $\text{K}\beta$ -Emissionslinie zu beobachten ist. An die Spektren wurden zunächst LORENTZkurven angepaßt, um die Linienpositionen zu bestimmen. Im Zinn-Spektrum ist in LAUE-Geometrie ein zusätzlicher Peak bei etwa 26,3 keV zu beobachten. Dieser stimmt mit der Lage des $\text{Ly}\alpha$ -Dubletts von wasserstoffähnlichem Zinn (26,3 keV und 26,6 keV), welches vom Zinn-Plasma emittiert wurde, überein. Die Beobachtung von charakteristi-

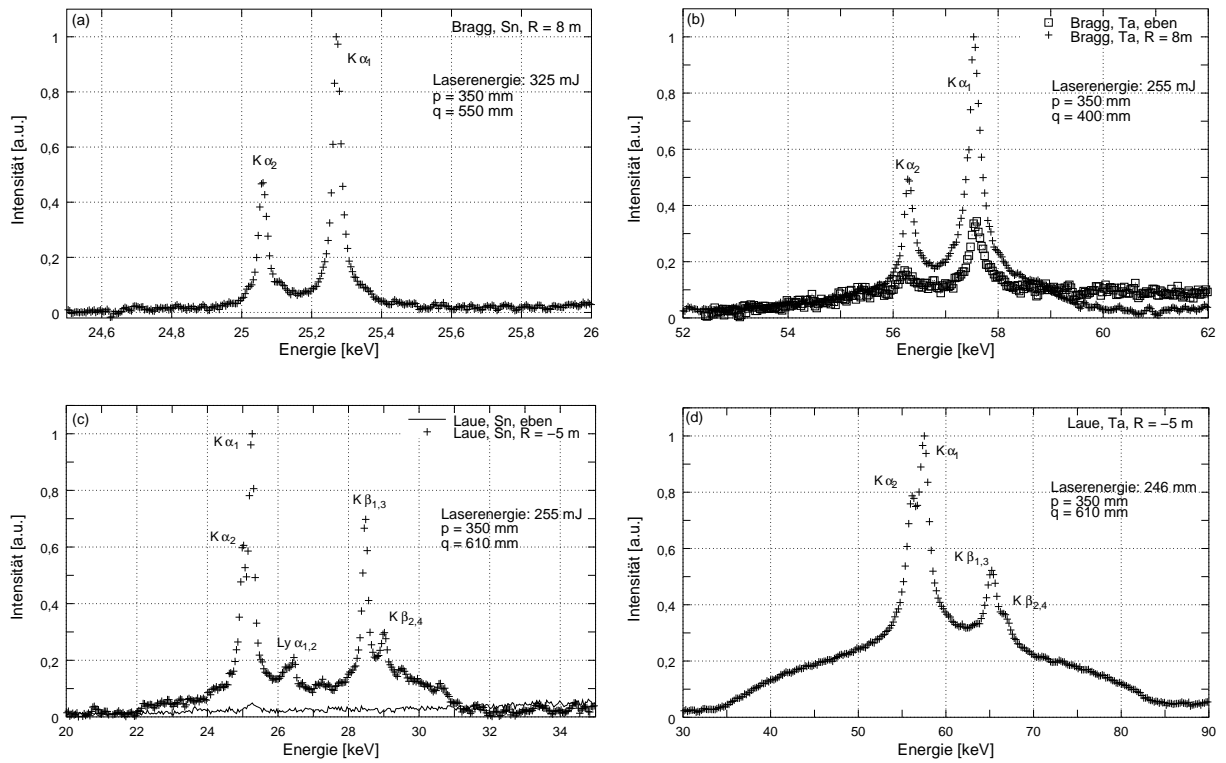


Abbildung 6.3: Rekonstruierte Spektren für Targets aus Zinn und Tantal in BRAGG- und LAUE-Geometrie. Der Bremsstrahlungsuntergrund wurde in diesen Spektren noch nicht rausgerechnet.

schen Linien und Linien von hochionisierten Ionen zur gleichen Zeit ist charakteristisch für Kurzpulsstrahlung (sub-ps Skala) von Targetmaterial mit niedrigem Z (Si, Al [Miß99b]).

Die hohe Auflösung der Spektren ermöglicht eine Bestimmung der „reinen“ $K\alpha$ -Ausbeute und erlaubt einen Vergleich von Experiment und theoretischer Simulation. Für die Bestimmung der $K\alpha$ -Ausbeute wurde zunächst der Bremsstrahlungsuntergrund entfernt und das Spektrum in der Region des $K\alpha$ -Dubletts integriert. Die auf diese Weise unter Berücksichtigung von Quell- und Detektorabstand bestimmte Zahl der von der Quelle in den Halbraum pro Laserschuss emittierten Photonen $N_{S,abs}$ ist in Abb. 6.4a als Funktion der Laserenergie E_S , die auf das Target trifft, dargestellt.

Aus den Werten der $K\alpha$ -Ausbeute kann über

$$\frac{E_X}{E_S} = \frac{N_{S,abs} \cdot h [Js] \cdot c [ms^{-1}]}{E_S [J] \cdot \lambda_X [m]} \quad (6.5)$$

wiederum die Umwandlungseffizienz η_S von Laserenergie E_S in RÖNTGENenergie E_X berechnet werden. Auf Grund der großen Streubreite der so berechneten Werte, siehe Abbildung 6.4b, können Zahlenwerte lediglich abgeschätzt werden: $\eta \approx 2 \cdot 10^{-6}$ für Zinn

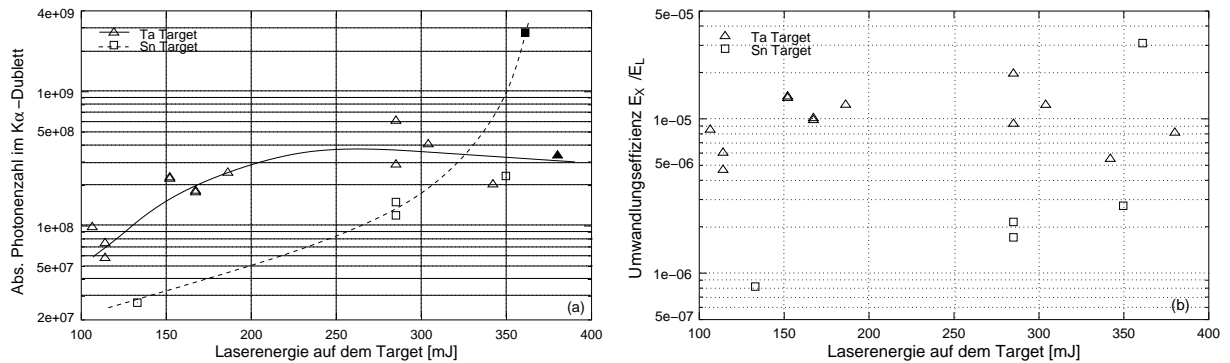


Abbildung 6.4: (a) Experimentell bestimmte für die Targets Zinn und Tantal. Entsprechend Gleichung 6.5 wurde aus diesen Werten die Effizienz der Umwandlung von Laserenergie in RÖNTGENENERGIE berechnet und in (b) dargestellt.

bzw. $\eta \approx 10^{-5}$ für Tantal. In Abbildung 6.5 ist schließlich ein Vergleich mit den theoretischen Werten gegeben. Dabei entsprechen die „gefüllten“ Symbole aus Abb. 6.4a den experimentellen Werten in Abb. 6.5.

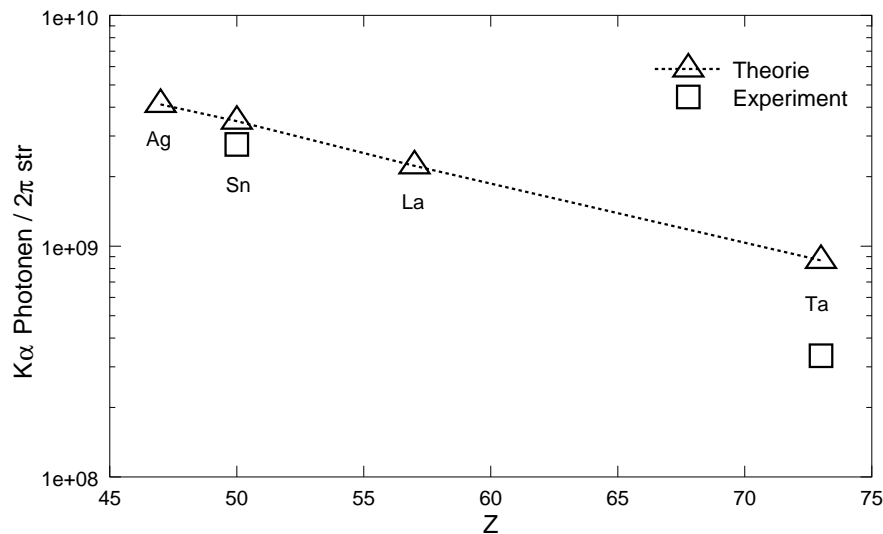


Abbildung 6.5: Vergleich von theoretisch [Gib99] und experimentell bestimmter $K\alpha$ Ausbeute als Funktion des Targetmaterials. Die experimentellen Werte wurden Abbildung 6.4a entnommen.

Wie erwartet [Rei00] nimmt die Ausbeute mit zunehmender Ordnungszahl Z ab. Dies ist einfach dadurch zu erklären, daß in Abb. 6.5 mit einer konstanten Laserintensität von $3 \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$ gerechnet wurde, andererseits aber die optimale Laserintensität für maximale $K\alpha$ -Ausbeute mit der Ordnungszahl wächst und für Zinn mit $I_{opt} = 6,5 \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$ bzw. für Tantal mit $I_{opt} = 3 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$ angegeben werden kann, siehe Kapitel 1.3.

Es zeigt sich, daß die theoretisch erwarteten Photonenzahlen bei optimalen Bedingungen deutlich über den experimentellen Werten liegen. Dies könnte durch die Verschlechterung der Bedingungen zur Erzeugung von RÖNTGENstrahlung bei Verwendung eines Vorpulses gedeutet werden [Bas97]. Durch den Vorpuls wird vor dem Eintreffen des Hauptpulses ein Plasma erzeugt, dessen Dichtegradient die Absorption des Hauptpulses und die Erzeugung heißer Elektronen entscheidend beeinflusst. Theoretisch [Gib99] können höhere Photonenzahlen, die mit kürzeren Dichteskalierungslängen erhalten werden, zu einer höheren Zahl von heißen Elektronen und höheren Temperaturen führen. Dies würde bedeuten, daß eine höhere experimentelle Photonenausbeute durch Eliminierung des Vorpulses, wie er bei diesen Experimenten benutzt wurde, möglich ist. Andererseits zeigen Experimente [Feu97] und Rechnungen von DAWIS und BELL [Bel93], daß der Fluß heißer Elektronen möglicherweise bei Intensitäten jenseits von 10^{18} W/cm² durch selbst-induzierte elektrische und magnetische Felder stark behindert wird. Hieraus ergeben sich Forderungen nach weiterer Optimierung der $K\alpha$ Ausbeute.

Kapitel 7

Design eines Angiographiesystems

7.1 Parameter für ein Angiographiesystem

Ausgangspunkt für die folgenden Überlegungen ist ein gefordertes Signal-Untergrund-Verhältnis (Signal-Noise-Ratio, SNR) im Differenzbild. Dieses Verhältnis aus dem Signal im Differenzbild S und dem Untergrund in diesem Signal ΔS ist in erster Näherung proportional zur Kontrastmittelkonzentration c_I in $[\text{g}/\text{cm}^2]$ und variiert mit der Wurzel der Photonenzahl N [Gra91]. Der Index I steht hier für Jod.

$$SNR = \frac{S}{\Delta S} = c_I \left(\frac{\Delta\mu}{\varrho} \right)_I \sqrt{N/2} \quad (7.1)$$

$\Delta\mu/\varrho$ beschreibt die Änderung des Massenabsorptionskoeffizienten. Es ist notwendig, die Photonenzahl, und damit auch die Strahlendosis, zu erhöhen, um die Verdünnung des Kontrastmittels zu kompensieren. Die detektierten Photonen N lassen sich aber auch aus dem einfallenden Fluß Φ_0 berechnen [Gra91]

$$N = \varepsilon F \Phi_0 \exp \left[- \sum_j \left(\frac{\mu}{\varrho} \right)_j c_j \right] \quad (7.2)$$

mit ε Detektoreffizienz und F Pixelgröße. Damit bestimmt sich der Photonenfluß Φ_0 vor dem Patienten zu [Dix95]

$$\Phi_0 = 2 \left(\frac{SNR}{(\Delta\mu/\varrho)_I c_I} \right)^2 \frac{1}{\varepsilon F} \exp \left(\sum_j \left(\frac{\mu}{\varrho} \right)_j c_j \right) . \quad (7.3)$$

Die Hautdosis K pro Subtraktionsbild, d.h. 2 Einzelbilder, liegt nach [Gra91] bei

$$K = 2\Phi_0 E \left(\frac{\mu_e}{\varrho} \right)_G , \quad (7.4)$$

wobei E die Photonenenergie an der K-Kante und $(\mu_e/\varrho)_G = 0,106\text{cm}^2/\text{g}$ der Massen-Energie-Absorptionskoeffizient für weiches Gewebe ist. Für die Materialkonstanten werden die Werte in Tabelle 7.1 genutzt.

Aus der Hautdosis kann die effektive Dosis errechnet werden. Sie ist nicht direkt meßbar, sondern definiert als Summe der mit den zugehörigen Gewebewichtungsfaktoren [Kri98] multiplizierten Organ-Äquivalenzdosen. Nach [Dix95] liegt sie einen Faktor 50 – 100 niedriger als die Hautdosis. Dieser Faktor ist für Männer und Frauen unterschiedlich.

	$(\mu/\rho)_j$ [cm ² /g]	ρ_j [g/cm ³]	μ [1/cm]	t_j [cm]
weiches Gewebe	0,33	1,00	0,33	20
Knochen	0,65	1,40	0,91	2
Jod (E_-)	6,64		0,0664	
Jod (E_+)	33,97	0,01	0,3397	0.1

Tabelle 7.1: Materialkonstanten für 33,17 keV Photonen (μ/ρ = Massenabsorptionskoeffizient, ρ = mittlere Dichte und t = Materialdicke) [NIST].

7.1.1 Strahlendosis

Der untere Grenzwert für eine Strahlenexposition ist durch die natürliche Strahlenbelastung festgelegt. Dazu zählen unter anderem die terrestrische Strahlung aus dem Boden, aus Baumaterialien und durch Atmosphäregase (0,417 mSv/a), die kosmische Strahlung (0,355 mSv/a) und die interne Strahlung, die z.B. über die Nahrung bzw. Atemluft aufgenommen wird (1,616 mSv/a) [Kri98]. Zur natürlichen Strahlenbelastung kommt die zivilisatorische Strahlenexposition durch vom Menschen künstlich erzeugte oder verbreitete Strahlung hinzu. Als Quellen hier sind zu nennen: medizinische Maßnahmen in Diagnostik und Therapie, Energiegewinnung aus fossilen Brennstoffen und in kerntechnischen Anlagen, Kernwaffentests, Betrieb von Störstrahlern, wissenschaftliche Anwendungen der Radioaktivität. Einige Beispiele für die entstehenden Dosen sind in Tabelle 7.2 zusammengefaßt.

Die höchsten effektiven Dosen entstehen bei der interventionellen Radiologie am Herzen und den Nieren (Herzkatheter, Nieren-Angiographie). Verantwortlich dafür sind die durch die Untersuchungstechniken bedingten langen Durchleuchtungszeiten. Die mittlere Dosis für konventionelle Angiographie (SCA) des menschlichen Herzens wurde mit 36 rem (360 mSv) bestimmt [Dix95, Wes83].

Am DESY in Hamburg wurde vor dem Patienten eine Intensität von $3 \cdot 10^{11}$ Photonen pro Quadratmillimeter und Sekunde gemessen [Dix95], was einer Dosisleistung von 33 Sv/s, siehe Gleichung 7.4, entspricht. Unter Einrechnung der Bestrahlzeit von ≤ 250 ms pro Bild führt dies zu einer Hautdosis von ≤ 50 mSv im Subtraktionsbild [Dix95]. Die absolute Hautdosis pro Untersuchung, inkl. der Dosis aus Voruntersuchungen, wird von DIX [Dix95] mit 300 mSv angegeben.

Strahlungsquelle	mittl. eff. Dosis [mSv/a]	indiv. Bereich [mSv/a]
natürliche Strahlenexposition	2,4	1 – 5
Medizinische RÖNTGENDiagnostik	0,4 – 1,0	0,1 – 10
Nuklearmedizinische Diagnostik	0,01 – 0,03	bis 1000
Nuklearmedizinische Therapie	0,01	bis 800 Gy/Therapie
Kernwaffentests	0,01	0,01
Industrieprodukte	0,001	0,02 – 0,5
Total	2,9 – 3,4	

Tabelle 7.2: Mittlere effektive Dosen ausgewählter zivilisatorisch und natürlich bedingter Strahlenexposition und individuelle Dosisbereiche nach Daten der Vereinten Nationen [Kri98].

Der obere Grenzwert für eine Strahlenexposition für den Menschen ist der Bereich der für den Menschen letalen Dosen. Bei kurzzeitiger Hautexposition kommt es zur Ausbildung einer Hautrötung (Erythem). Der Grenzwert für diesen Effekt liegt bei einigen Gray (2 – 6 Gy). Neben den eigentlichen Hautgeweben sind auch Hautanhangsgebilde (Haare, Nägel, usw.) betroffen. Die zu 100% letale Dosis bei einer Ganzkörperbestrahlung des Menschen ohne medizinische Hilfe liegt bei etwa 7 Gy ($LD_{100/30}$, 100% Todesfälle innerhalb von 30 Tagen).

Der Dosiswert für die neu zu entwickelnde Methode unter Ausnutzung einer Laserplasma-Quelle darf den Wert der kritischen Dosis keinesfalls überschreiten, sondern sollte deutlich unter dem Wert von 360 mSv für die konventionelle Angiographie liegen. Als Richtwerte werden daher jene aus Hamburg [Dix95] angenommen.

7.1.2 Wahl des Kontrastmaterials

Biologische Proben enthalten hauptsächlich leichte Elemente wie z.B. Wasserstoff (H), Sauerstoff (O), Kohlenstoff (C), Stickstoff (N), Phosphor (P) und Kalzium (Ca), welche K-Absorptionskanten unterhalb von 4,1 keV haben. Strahlung mit einer Photonenenergie von 4 keV hat nur eine geringe Eindringtiefe in Gewebe, d.h. bereits nach 0,2 mm ist ihre transmittierte Intensität auf $1/e$ abgefallen. Daher besteht die Forderung nach schwereren Elementen als Kontrastmittel, deren K-Absorptionskante bei höheren Energien liegt.

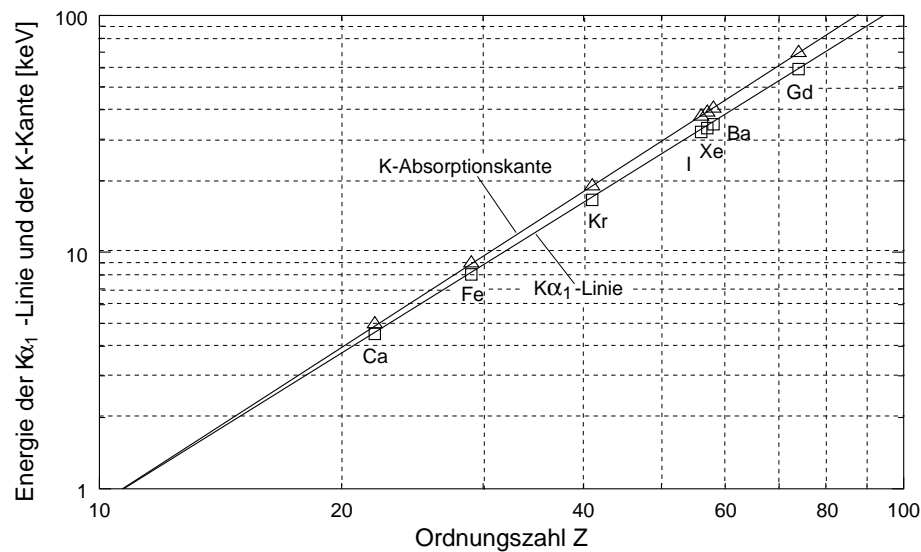


Abbildung 7.1: Vergleich der Photonenergie der $K\alpha_1$ -Linie und der K-Absorptionskante in Abhängigkeit von der Ordnungszahl Z [IT62].

Für selektive Koronarangiographie, die im Zeitsubtraktionsmodus arbeitet, wird wegen der hohen verfügbaren Konzentration häufig Jod als Kontrastmittel benutzt. Für Dichromographie ist die hohe Konzentration ebenfalls ein Vorteil. Ein Nachteil von Jod ist die relativ niedrige Energie der K-Absorptionskante von 33,17 keV, was eine Absorptionslänge von lediglich 2,1 cm zur Folge hat. Ein anderes Element mit höherem Z und der K-Kante bei höheren Energien könnte die Dosis auf den Patienten ohne Verlust im Signal-Untergrund-Verhältnis in den Bildern reduzieren. Es gibt zwar ein Gadoliniumhaltiges Kontrastmittel, aber dies ist derzeit nur in einer Konzentration von 78 mg/ml verfügbar, während Jod mit einer Konzentration von 370 mg/ml genutzt werden kann. Des Weiteren ist die Gabe von Gd-haltigem Kontrastmittel auf Grund der toxischen Wirkung beschränkt auf 0,2 ml/kg Körpergewicht. Andere Kontrastmittel mit im Vergleich zu Jod höherer Ordnungszahl Z , gibt es nicht, so daß die Monochromatoren für die Angiographie auf die Jod-K-Kante optimiert wurden.

7.1.3 Massendichte

Bei einer nichtinvasiven Gabe des Kontrastmaterials wird angenommen, daß 10 ml des Kontrastmaterials innerhalb 1 s in die Vene injiziert werden können. Die anfängliche Konzentration von Jod von 370 mg/ml reduziert sich auf dem Weg zum Herzen auf

10 mg/ml in der Aorta und den Koronararterien.

Derzeit können Bypass-Operationen an Koronararterien bis zu 1 mm Durchmesser durchgeführt werden. Deshalb sollten Objekte von diesem Durchmesser auch in Angiogrammen deutlich zu sehen sein. Nimmt man die oben erwähnte Konzentration von Jod an, so ergibt sich in Arterien von 1 mm Durchmesser eine Massendichte von 1 mg/ml.

7.1.4 Räumliche Auflösung

Damit Arterien von 1 mm oder kleiner abgebildet werden können, ist eine räumliche Auflösung von mindestens 0,5 mm nötig. Aus technischer Sicht ist es kein großes Problem, eine solche Auflösung zu erreichen, z.B. mittels einer CCD-Kamera. Nutzt man z.B. eine konventionelle CCD-Kamera, so liegt die erreichbare Auflösung auf Grund der kleinen Pixelgröße von etwa $25 \mu\text{m}$ deutlich unter dem geforderten Wert. Dies hätte eine Erhöhung der Dosis auf den Patienten zur Folge, da die Zahl der Photonen pro Pixel konstant sein muß, damit das SNR erhalten bleibt.

Will man dennoch eine CCD-Kamera nutzen, sollte die Pixelgröße deutlich größer sein, etwa $250 \mu\text{m}$, wie sie u.a. in der Astronomie benutzt wird.

7.1.5 Energiebandbreite

Solange die Energieseparation δE zwischen den beiden Energien E_1 und E_2 größer ist als die Energiebandbreite ΔE (siehe Abbildung 1), wird die Signalhöhe im Differenzbild in guter Näherung durch die Differenz der Absorptionskoeffizienten bei den Energien E_1 und E_2 bestimmt. Die Änderungen der Massenabsorptionskoeffizienten sind durch die folgenden Beziehungen gegeben [Dix95]:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\Delta\mu}{\rho}\right)_I &= 27,33 \frac{\text{cm}^2}{\text{g}} - 1,67 \cdot 10^{-3} \cdot \delta E \frac{\text{cm}^2}{\text{g eV}} && \text{für Jod} \\ \left(\frac{\Delta\mu}{\rho}\right)_G &= -1,1 \cdot 10^{-5} \cdot \delta E \frac{\text{cm}^2}{\text{g eV}} && \text{für Gewebe} \\ \left(\frac{\Delta\mu}{\rho}\right)_K &= -4,5 \cdot 10^{-5} \cdot \delta E \frac{\text{cm}^2}{\text{g eV}} && \text{für Knochen} \end{aligned} \quad (7.5)$$

Die Änderung des Absorptionskoeffizienten zwischen den Energien E_1 und E_2 für Jod ist positiv und sein Absolutwert ist etwa 10.000 mal größer als der für weiches Gewebe bzw. Knochen. Tabelle 7.3 gibt typische Werte für $\delta E = 1,5 \text{ keV}$ an.

$\delta E = 1,5 \text{ keV}$ ist die maximal vorstellbare Energieseparation des Gesamtsystems. Bei noch größeren Werten für δE verkleinert sich die Differenz im Massenabsorptionskoeffi-

	c_j [g/cm ²]	$(\Delta\mu/\rho)_j$ [cm ² /g]
weiches Gewebe	20	-0,0165
Knochen	3	-0,0675
Jod	0,001	24,825

Tabelle 7.3: Massendichte c_j und Änderung des Massenabsorptionskoeffizienten $\Delta\mu/\rho$ nach Gleichung 7.5, berechnet für eine Bandbreite von ΔE von 1 keV und einem Abstand der Mittenenergien δE von 1,5 keV [Dix95].

zienten, siehe Abbildung 1 in der Einleitung, was den Kontrast in den Differenzbildern verschlechtert. Das führt zu einer Bandbreite der quasimonochromatischen Strahlen von $\Delta E \leq 1$ keV, damit die Absorptionskante noch außerhalb der für die Abbildung verwendeten Energiebänder liegt. Die große Bandbreite ist gerechtfertigt, da sich der Massenabsorptionskoeffizient von Jod in Kantennähe nur langsam ändert.

7.2 Testexperimente mit Filtern

Die hier vorgestellten Experimente wurden am INRS Varennes (Kanada) durchgeführt und dienten vor allem dazu, die Technik der Bildgewinnung durch logarithmische Subtraktion zweier Einzelbilder zu testen. Dabei kam ein frequenzverdoppelter Nd-Glas-Laser zum Einsatz. Ein Vergleich der Laserparameter dieses Lasers mit denen in Jena und Lund ist in Tabelle 7.4 zu finden.

	Montreal		Lund	Jena
Art	Nd-Glas		Ti:Saphir	Ti:Saphir
Frequenzverdopplung	1ω	2ω	1ω	1ω
Wellenlänge λ [nm]	1050	525	790-805	790±50
Pulsdauer [fs]	400	400	100 - 150	100
Energie [mJ]	500	250	150 - 380	ca. 200
Intensität [W/cm ²]	$8 \cdot 10^{18}$	$4 \cdot 10^{18}$	10^{17} - 10^{18}	10^{17} - 10^{18}
Wiederholrate [Hz]	$2,2 \cdot 10^{-2}$	$2,2 \cdot 10^{-2}$	10	10
Fokusgröße [μ m]	8	4	10 - 50	10 - 50

Tabelle 7.4: Vergleich der Kenngrößen der Laser in Montreal [Jia98], Lund [Grä98] und Jena [Usc00].

Die beiden Energiebereiche, die für die logarithmische Subtraktion nötig sind, wurden durch geeignete Filter ausgewählt. Als Testobjekt wurde ein Körper aus Plexiglas verwendet, in den Bohrungen eingebracht wurden. In diese Bohrungen wurden Lösungen verschieden starker Jodkonzentration gefüllt.

Für die Belichtung mit RÖNTGENstrahlung der Energie E_1 unterhalb der Jod-K-Kante wurde ein Barium-Target benutzt. Die Belichtungszeit erstreckte sich über 200 Laserimpulse. Das entstehende RÖNTGENspektrum enthält sowohl die $K\alpha$ - als auch die $K\beta$ -Linien. Durch Kombination mit einem Jodfilter, werden alle Energien oberhalb 33,17 keV herausgefiltert, so daß zur Abbildung lediglich die $K\alpha$ -Linien von Barium beitragen und man von einer Quasimonochromasie sprechen kann.

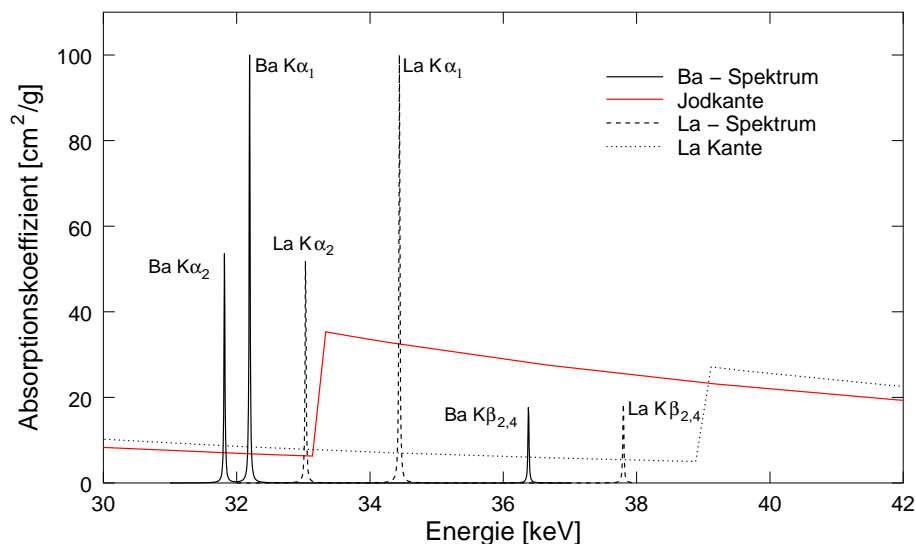


Abbildung 7.2: Darstellung der Absorptionskoeffizienten für Jod und Lanthan. Dem überlagert sind die gerechneten Spektren eines Ba- und La- Targets [a.u.] [Zsc89]. Da hier nur die relative Lage der Spektrallinien verdeutlicht werden sollte, erfolgte eine Normierung auf 100. Als Kontrastmittel wurde hier Jod verwendet.

Für die Aufnahme mit der Energie E_2 oberhalb der Jod-K-Kante, bei der die Belichtungszeit 220 Laserimpulse betrug, wurde die Target/Filter-Kombination Lanthan/Lanthan verwendet. D.h. zur Abbildung tragen sowohl die $K\alpha$ - als auch die $K\beta$ -Linien bei. Besonders nachteilig wirkt sich der Umstand aus, daß sich die beiden $K\alpha$ -Linien von Lanthan gerade zu beiden Seiten der Jodkante befinden, wie Abbildung 7.2 entnommen werden kann. Dadurch wird die Bildqualität erheblich reduziert.

Der gewünschte Effekt, einen möglichst starken Jod-Kontrast zu sehen, verstärkt sich

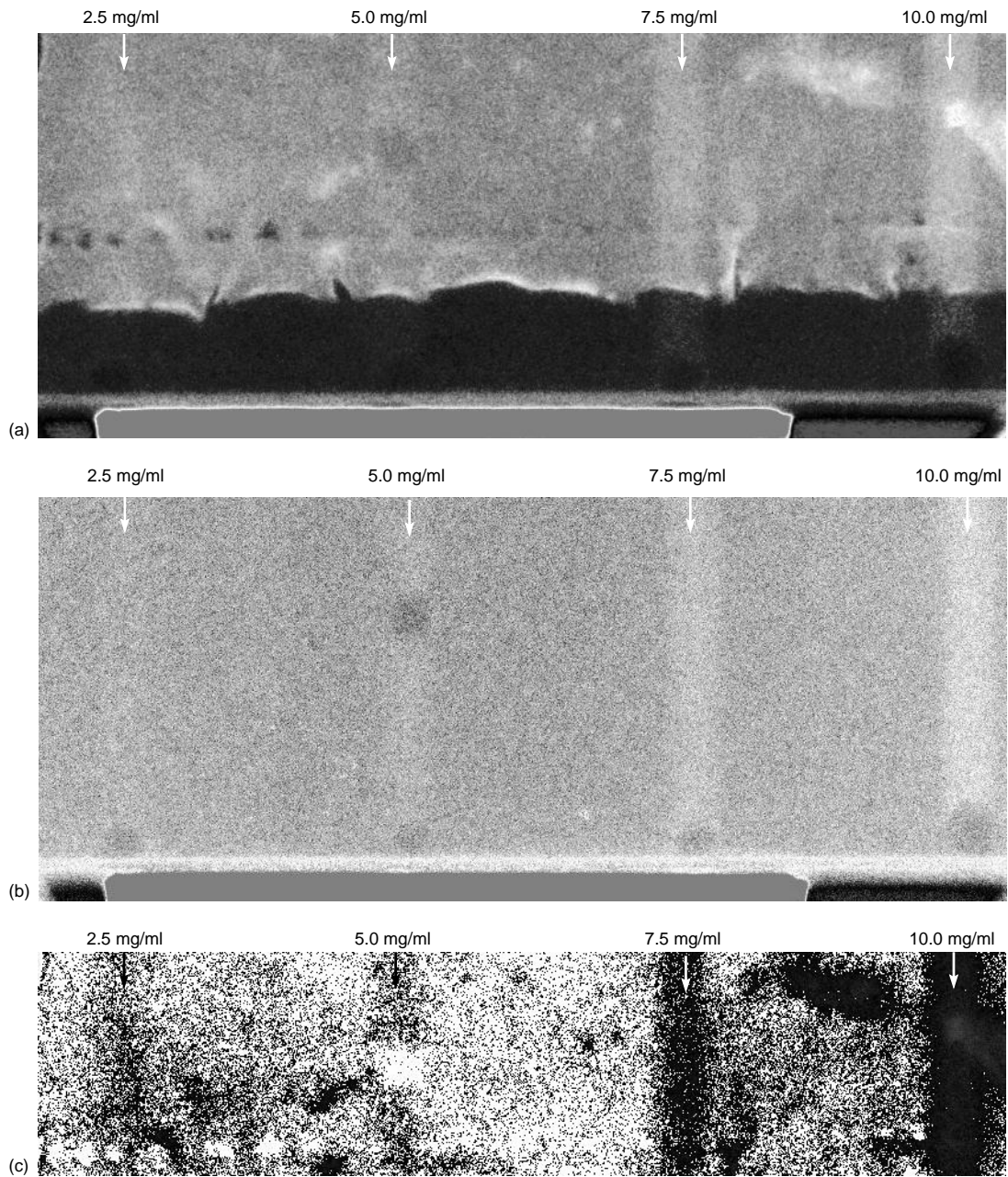


Abbildung 7.3: Darstellung der beiden Einzelbilder und des Subtraktionsbildes für das Phantom aus Plexiglas mit verschiedenen starken Jodkonzentrationen. (a) La-Target für E_2 , (b) Ba-Target für E_1 und (c) Differenzbild $E_2 - E_1$ (La-Ba). Am unteren Rand der Bilder in (a) und (b) ist die Halterung des Phantoms zu sehen.

mit zunehmender Konzentration des Kontrastmittels. Aus den Abbildungen 7.3 erkennt man, daß deutliche Kontraste erst ab einer Jod-Konzentration von 7,5 mg/ml zu erwarten sind. Dies wurde auch von Dix [Dix95] in seinen Untersuchungen bestätigt, der zeigte, daß Konzentrationen des Kontrastmaterials von 8 – 20 mg/ml notwendig sind, um Strukturen von 1 mm Durchmesser und kleiner darzustellen.

In einem zweiten Experiment wurde als Testobjekt eine tote Ratte verwendet. Als Kontrastmittel kam diesmal Bariumsulfat, welches in die Blutgefäße des Tieres injiziert wurde, zum Einsatz. Die RÖNTGENstrahlung der Energie E_2 oberhalb der Barium-K-Kante wurde mit 320 Laserimpulsen auf ein Gadolinium-Target erzeugt, während die Strahlung der Energie E_1 mit 420 Laserimpulsen auf ein Neodym-Target erzeugt wurde. Für beide Targets wurde ein Jodfilter verwendet, d.h. für beide Energien wird das gesamte Spektrum ausgenutzt. Hier wirkt sich wieder negativ aus, daß für die Aufnahme mit E_1 (Nd-Target) die $K\alpha$ -Linien unterhalb und die $K\beta$ -Linien oberhalb der Barium-K-Absorptionskante liegen. Dadurch verschlechtert sich der Kontrast in den Bildern. Die einzelnen Aufnahmen sowie das Differenzbild sind in Abbildung 7.4 zu sehen.

Diese Methode der Selektion der beiden Energiebänder hat kaum mechanische Probleme, da die Filter relativ schnell gewechselt werden können. Daher sind auch die Kosten relativ gering. Aber derzeit erhält man wegen des schlechten Bildkontrastes noch keine ausreichende Bildqualität, wie sie zur Untersuchung koronararterieller Strukturen notwendig ist. Dieses Problem ist hauptsächlich durch die schlechte Monochromatisierung der Strahlung beründet. Der Einfluß des Kontinuums kann als gering eingeschätzt werden, da es in allen Aufnahmen gleichermaßen zu finden ist und durch die Logarithmische Subtraktion der Einzelbilder herausgerechnet wird.

Innerhalb der Zusammenarbeit mit dem INRS stand uns nur eine begrenzte Zeit zur Verfügung, innerhalb derer nur die eben beschriebenen Experimente durchgeführt werden konnten. Daher war es uns zeitlich nicht möglich, die Laserparameter bezüglich einer optimalen Ausbeute an charakteristischer $K\alpha$ -Strahlung zu optimieren.

7.3 Kristalle als Monochromatoren

Für Angiographie am menschlichen Herzen sollte das Gesichtsfeld (FOV - Field Of View) eine Größe von $100 \times 100 \text{ mm}^2$ haben. Um dieses zu realisieren, kann man die

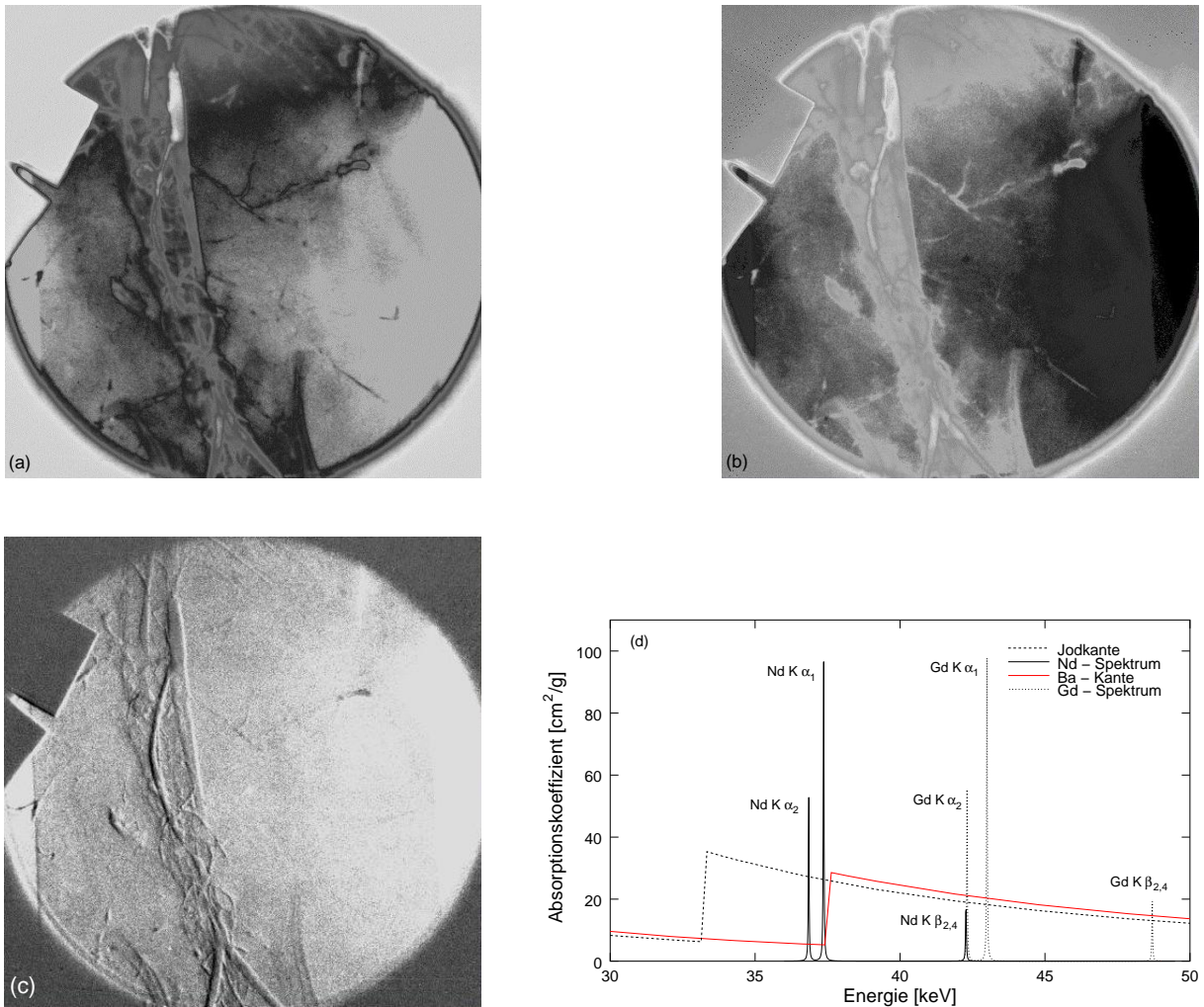


Abbildung 7.4: Darstellung der beiden Einzelbilder, die mit einem Gd-Target (a) bzw. einem Nd-Target (b) aufgenommen wurden, sowie in (c) das Differenzbild ((a) - (b)). In (d) ist eine Darstellung der Absorptionskoeffizienten für Jod und Barium zu sehen. Dem überlagert sind die gerechneten Spektren eines Gd- und Nd- Targets [a.u.] [Zsc89]. Bei den Spektren ist nur die relative Lage von Bedeutung und daher erfolgte auch hier eine Normierung auf 100.

ROWLANDkreis-Geometrie mit einem gebogenen Kristallmonochromator in Reflexion oder Transmission nutzen. Dabei soll die Gesichtsfeldgröße möglichst homogen mit Photonen bestrahlt werden. Wie bereits erwähnt, war es nicht möglich, die Quelle zu optimieren. Daher wird in der Arbeit zunächst darauf beschränkt, die Lichtstärke des Monochromators zu maximieren.

Die in Kapitel 6.4 eingeführte Apparatefunktion P wird hauptsächlich durch zwei Faktoren bestimmt: Das integrale Reflexionsvermögen R_{int} und einen Geometriefaktor F_G , d.h. die effektiv reflektierende Kristallapertur, eingeführt durch die Integrationsgrenzen α und ϕ .

$$P = \frac{N_{ref}}{N_L} = F_G \cdot R_{int} \quad \text{mit} \quad R_{int} = \int C(\theta - \theta_B) d\theta \quad (7.6)$$

Die Apparatefunktion muß zu einem Maximalwert optimiert werden.

Für die Realisierung des Angiographieprojektes sind prinzipiell zwei Methoden denkbar. Die Wahl der Methode hängt in erster Linie vom Quellspektrum ab. Zum einen kann man eine (monochromatische) Spektrallinie, z.B. LaK α 1, benutzen, oder man verwendet ein Bremsstrahlungskontinuum. Beide Möglichkeiten werden nachfolgend diskutiert.

7.3.1 Rowlandkreis Geometrie

Die Variation $\sigma(\alpha, \phi)$ des BRAGGWinkels ist bei symmetrischer Kristallreflexion am kleinsten für den Fall $K = 1$. Dies bedeutet, die Quelle ist auf dem ROWLANDkreis positioniert. Von Gleichung 6.2 bleibt nur der α^2 -Term übrig. Die vertikale Kristallausdehnung bleibt auf Werte beschränkt, bei denen die θ -Variation senkrecht zur Dispersionsebene im Bereich Reflexionskurvenbreite liegt und damit vernachlässigbar ist. Gleichung 6.1 kann genähert werden, wenn die folgenden Bedingungen erfüllt sind:

- Die Breite der Reflexionskurve $\Delta\theta_K$ sollte größer sein als die Breite der verwendeten Spektrallinie. Nur damit ist der Kristall in der Lage, die gesamte Linienintensität zu reflektieren.

An den in Tabelle 7.5 aufgeführten Beispielen ist ersichtlich, daß diese Bedingung erfüllt ist.

- Die BRAGGWinkelverstimmung sollte ebenfalls kleiner sein als die Breite der Reflexionskurve bzw. der Spektrallinie. Durch diese Abweichung vom exakten BRAGGWinkel

wird der spektrale Bereich bestimmt, der mit dem Kristall reflektiert werden kann. Wird diese Abweichung größer als die Breite der Reflexionskurve, so verkleinert sich das effektiv nutzbare Kristallgebiet A_{eff} .

Nach Ersetzen der λ -Integration in Gleichung 6.1 durch eine θ -Integration führen obige Bedingungen zu

$$P \approx \frac{E_{ref}}{E_L} \approx \frac{N_{ref}}{N_L} = \frac{L_{eff} h \cos(\theta_B + \varepsilon)}{p^2} \frac{1}{4\pi} \frac{R_{int}}{(\Delta\theta)_K} = \frac{A_{eff} \cos(\theta_B + \varepsilon)}{p^2} \frac{1}{4\pi} R_{peak} \quad (7.7)$$

worin L_{eff} die effektiv reflektierende Kristalllänge in der Dispersionsebene, h die Kristallhöhe, θ_B der BRAGGWinkel, ε der Asymmetriewinkel der reflektierenden Gitterebene und p der Quellabstand ist [And01, Miß97]. Der Faktor L_{eff}/p gibt den horizontalen und der Faktor h/p den vertikalen Aperturwinkel an. Der Faktor $R_{int}/(\Delta\theta)_{cryst}$ entspricht in guter Näherung dem Maximalwert des Reflexionsvermögens R_{peak} .

In Tabelle 7.5 sind die Apparatefunktion eines 525 μm dicken und auf $R = 0.7$ m gebogenen Silizium-Kristalls bei verschiedenen Asymmetriewinkeln ε und Kristallreflexionen gegenübergestellt.

	Si 220, $\varepsilon = 5^\circ$	Si 111, $\varepsilon = 5^\circ$	Si 111, $\varepsilon = 35^\circ$
$(\Delta\theta)_{cryst}$	31,345''	31,112''	218,833''
R_{peak}	0,6645	0,7231	0,2265
$L_{eff} \times h$	60 mm \times 40 mm	60 mm \times 40 mm	60 mm \times 40 mm
p_0	688,2 mm	692,5 mm	548,7 mm
$P = N_{ref}/N_L$	$2,634 \cdot 10^{-4}$	$2,849 \cdot 10^{-4}$	$1,126 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 7.5: Reflexionseigenschaften [DIXI] und geometrische Parameter für ausgewählte Reflexe und Asymmetriewinkel von Silizium bei einer Energie von $E = 33,442$ keV (La $K\alpha_1$ -Linie) oberhalb der Jod-K-Absorptionskante.

In DUMOND-Geometrie, mit der Quelle auf dem ROWLAND-Kreis, ist das spektrale Fenster, welches vom Kristall reflektiert wird, nur durch die natürliche Linienbreite bestimmt ($\Delta E/E = 5,3 \cdot 10^{-4}$). Eine stärkere Krümmung würde wegen $p = p_0 = R \cos(\theta_B + \varepsilon)$ den Quellabstand verkleinern, was wiederum die Photonenausbeute erhöht. Allerdings muß dazu der Kristall gemäß Gleichung 5.10 ($R_{min} = t/(2s_{11} \cdot \sigma_B)$) deutlich dünner werden. Dies vermindert zum Einen das Reflexionsvermögen des Kristalls in Transmissi-

onsgeometrie und zum Anderen vergrößern sich die mechanischen Anforderungen an die Kristallhalterung und -biegung.

Bei der Wahl eines geeigneten Asymmetriewinkels erinnern wir uns an die Aussagen in Kapitel 4. Die Breite der Reflexionskurve sollte etwas größer sein als die Linienbreite der verwendeten Strahlung. Dies ist bereits bei einem Asymmetriewinkel von $\varepsilon \approx 5^\circ$ gegeben. Für einen Krümmungsradius des Kristalls von $R = 0,7$ m sinkt R_{peak} auf 0,7231. Im Gegensatz dazu verkleinert sich R_{peak} auf 0,2265, wenn ein Winkel $\varepsilon = 35^\circ$ verwendet wird (beides für Si 111, $t = 525 \mu\text{m}$, $E = 33,442$ keV [DIXI]).

Mit den in Tabelle 7.5 angegebenen Werten der Apparatefunktion P ist eine Abschätzung der Pulszahl eines Lasersystems möglich. Als Detektor wird zunächst Röntgenfilm benutzt. Dieser benötigt für eine optische Dichte $D = 1$ etwa 1 Photon/ μm^2 [Hen86] bzw. 10^{10} Photonen auf einer Fläche von $10 \times 10 \text{ cm}^2$ nach dem zu untersuchenden Objekt. Die Absorption durch das Objekt wird gemäß

$$I' = I \cdot \exp \left[\sum_j x_j \mu_j t_j \right] \quad (7.8)$$

eingerechnet, wobei die Zahlenwerte der Tabelle 7.1 entnommen wurden. Der Index j bezeichnet die unterschiedlichen Gewebearten: G - weiches Gewebe, K - Knochen und I - Jod. Mit $x_G = 94\%$, $x_K = 5\%$ und $x_I = 1\%$ [Kro97] ergibt sich eine Intensität vor dem Objekt von $I' = 5,4 \cdot 10^{12}$ Photonen in einem Gebiet von $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Dies würde einer Intensität von $5,4 \cdot 10^8$ Photonen/ mm^2 bzw. 61 mSv (Gleichung 7.4) pro Aufnahme entsprechen.

Mit einem 10 Hz Ti:Sa-Laser, wie er am LCC (LUND LASER CENTER, Schweden) verwendet wird, ist man in der Lage, eine Intensität I_S von $3 \cdot 10^9 \frac{\text{Photonen}}{2\pi \text{ Schuß}}$, bei einer Energie von 25 keV ($\text{SnK}\alpha$), zu erzeugen. Man benötigt von der Quelle aber $I'_S = \frac{I'}{2P} = \frac{5,42 \cdot 10^{12}}{2,2 \cdot 10^{-4}} = 2,46 \cdot 10^{16} \frac{\text{Photonen}}{2\pi}$. Damit errechnet sich die notwendige Schußzahl S zu $S = \frac{I'}{2P \cdot I_S} = 8 \cdot 10^6$ ($8 \cdot 10^5$ s mit einem 10 Hz Laser).

Aus dieser recht hohen Schußzahl begründen sich hauptsächlich zwei Forderungen, zum einen nach einem empfindlicheren Detektor und zum anderen nach einem leistungsstärkeren Laser. Durch Verwenden einer CCD-Kamera können nach Tabelle 2.1 drei Größenordnungen gewonnen werden, so daß sich die Schußzahl auf $8 \cdot 10^3$ reduziert. Verwendet man weiter einen Laser mit einer Wiederholrate von 1 kHz, beträgt die Belichtungszeit lediglich 8 s, was allerdings für angiographische Untersuchungen am Herzen immer noch

viel zu hoch ist. Hierfür wurde eine Belichtungszeit von 250 ms angestrebt, was einer Ruhephase des menschlichen Herzens entspricht.

Bei diesen abschließenden Überlegungen wurde stillschweigend vorausgesetzt, daß man mit einem 1 kHz-Lasersystem die gleiche $K\alpha$ -Ausbeute erreichen wird wie mit einem 10 Hz-System.

7.3.2 OFF-Rowlandkreis Geometrie

Diese Technik basiert auf dem gleichen Prinzip, wie es am Synchrotron angewendet wird. Man nutzt nicht eine bestimmte Spektrallinie. Stattdessen wird mittels eines Kristallmonochromators ein bestimmtes spektrales Fenster aus dem Kontinuum ausgewählt. Auf diese Weise kann das spektrale Fenster eine Breite von einigen keV haben. Die Optimierung der Lichtstärke des Monochromators führt in diesem Fall zu einer Off-ROWLANDkreis-Position. Dies bedeutet aber auch, der Kristall kann näher an die Quelle gebracht werden, vgl. Abbildung 3.6. Der Betrag, um den die Quelle in den Fokalkreis verschoben wird, ist abhängig vom spektralen Fenster ΔE_{cont} , welches reflektiert werden soll.

$$\frac{1}{p} = \frac{\Delta E_{cont}}{E} \frac{1}{a \cot \theta_B} + \frac{1}{p_0} \quad (7.9)$$

Darin ist $a = L_{eff} \cos(\varepsilon + \theta_B)$ für Transmission und $a = L_{eff} \sin(\varepsilon + \theta_B)$ für Reflexion zu setzen. p_0 errechnet sich gemäß Gleichung 3.9 zu $p_0 = R\gamma_0 = R \cos(\theta_B + \varepsilon)$ und entspricht dem Abstand zum ROWLANDkreis.

Abbildung 7.5 zeigt die Beziehung zwischen dem spektralen Fenster $\Delta E_{cont}/E = \Delta\lambda_{cont}/\lambda$ und dem Quellabstand p . Es ist ersichtlich, daß das spektrale Fenster null ist, wenn sich die Quelle auf dem ROWLANDkreis befindet.

Erinnern wir uns daran, daß wir einen divergenten Strahlengang nach dem Monochromator benötigen, um das Gesichtsfeld von $100 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$ mit einem minimalen Quellabstand zu realisieren. Daher muß man den begrenzenden Faktor für den Quellabstand berücksichtigen: $2f \geq p > f$, vgl. Tabelle 3.1.

Für solch eine Off-ROWLANDkreis-Position mit $K < 0,9$ bzw. $K > 1,1$ kann die Apparatfunktion P gemäß Gleichung 6.4 berechnet werden.

In Tabelle 7.6 sind einige Ergebnisse gegenübergestellt. Es ist ersichtlich, daß die Apparatfunktion durch eine stärkere Krümmung des Kristalls nicht wesentlich gesteigert

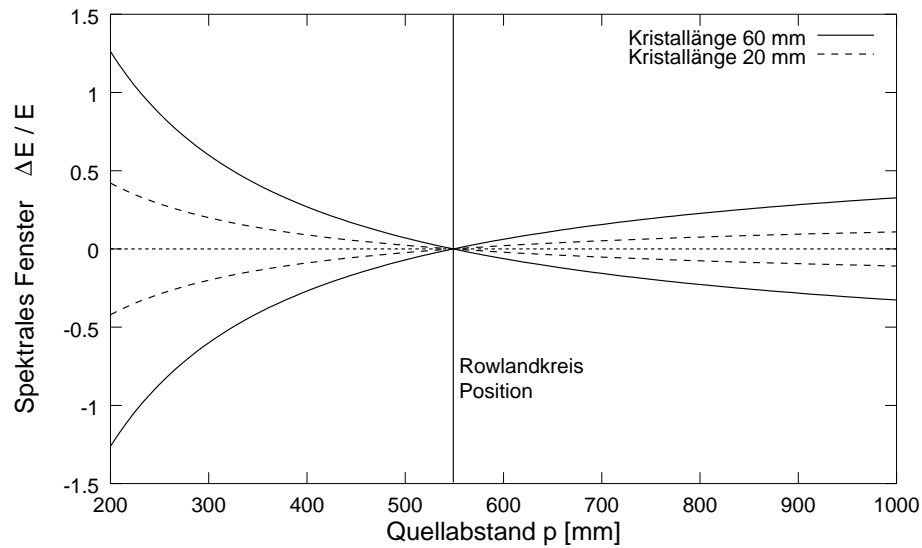


Abbildung 7.5: Spektrales Fenster als Funktion des Quellabstandes p für verschiedene absolute effektive Kristalllängen von $L_{eff} = 20$ mm und $L_{eff} = 60$ mm. Die Berechnungen wurden ausgeführt für Silizium in Reflexion 111 und einem Asymmetriewinkel von 35° bei der Energie der $\text{LaK}\alpha_1$ -Linie.

werden kann und den größeren Aufwand in der Kristallpräparation und -halterung nicht kompensiert.

	$R = 0,7$ m, $t = 525$ μm	$R = 0,1$ m, $t = 50$ μm
p	535,4 mm	77,5 mm
q	610,9 mm	86,1 mm
K	1,141	1,112
L_{eff}	60 mm	20 mm
R_{int}	223,8 μrad	27,5 μrad
$P = N_{ref}/N_L$	$2,15 \cdot 10^{-5}$	$1,12 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 7.6: Reflexionseigenschaften [DIXI] und geometrische Parameter für die Nutzung von Kontinuumsstrahlung. Gerechnet wurde für Si 111, $E_1 = 32$ keV (unterhalb der K-Absorptionskante von Jod), $\theta_B = 3,542^\circ$, $\varepsilon = 35^\circ$ und $\Delta E_{cont} = 1$ keV.

Vergleicht man dieses Beispiel mit dem in Kapitel 7.3.1, so stellt man zunächst fest, daß die Apparatfunktion P bei Ausnutzung eines Kontinuums auf den ersten Blick etwa eine Größenordnung kleiner ist im Vergleich zur Nutzung einer monochromatischen Spektrallinie. Aber man sollte dabei folgendes nicht außer acht lassen: Die Berechnungen, die

und vertikale Apertur, was es ermöglicht, Photonen in einem größeren Raumwinkel aufzusammeln. Der gesamte Aufbau wird etwas kompakter und die Justage der gesamten Anordnung vereinfacht sich ebenfalls, da die exakte Einhaltung der ROWLANDkreisposition nicht mehr erforderlich ist.

Dennoch können die Nachteile bezüglich der hohen Laserimpulszahl nicht aufgehoben werden. Aus diesem Gründen ist dem Aufbau unter Verwendung einer monochromatischen Linie der Vorzug zu geben.

Zusammenfassung und Ausblick

Für Routineuntersuchungen in Kliniken werden Drehanodengeräte benutzt. Hierbei wird das Kontrastmittel direkt in die zu untersuchenden Blutgefäße (Arterien) injiziert. Für die Sichtbarmachung der Strukturen bzw. des Kontrastmittels wird die selektive Angiographie verwendet. Bei dieser Methode wird eine Aufnahme vor und eine zweite Aufnahme nach der Kontrastmittelgabe gemacht. Die Strahlenbelastung einer solchen Untersuchung ist relativ hoch [Dix95].

Die Verwendung von Synchrotronstrahlungsquellen in Kombination mit DESA (Dual Energy Subtraction Angiography) bringt im Vergleich mit konventionellen RÖNTGENquellen (Drehanoden), wie sie in der modernen Radiologie eingesetzt werden, bereits eine Reduzierung der Strahlenbelastung für den Patienten [Dix95], sind aber sehr kostenintensiv und daher für den täglichen Klinikbetrieb nicht praktikabel. Daher war es Ziel dieser Arbeit, eine alternative RÖNTGENquelle zu finden und eine auf deren Eigenschaften angepaßte RÖNTGENoptik zu entwickeln.

So wurden in einem ersten Kapitel drei mögliche RÖNTGENquellen, die klassische RÖNTGENröhre, die Synchrotronquelle und das laserproduzierte Plasma, hinsichtlich ihrer Größe, ihrer zeitlichen Charakteristik und ihrer Brillanz gegenübergestellt. Dabei konnte festgestellt werden, daß die Quellgröße einer Laserplasma-Quelle mit der einer Mikrofokusröhre vergleichbar ist. Die Spitzenbrillanz einer solchen Laserplasma-Quelle ist vergleichbar mit der eines Synchrotrons der dritten Generation. Allerdings steht die mittlere Brillanz weit hinter der des Synchrotrons zurück.

Zur Bestimmung der Quellintensität wurden umfangreiche Messung an einem 10 Hz Ti:Sapphir Laser des LUND LASER CENTER in Schweden durchgeführt. Untersucht wurde die Quellemission von Targets aus Zinn und Tantal. Die Auswahl der Targetmaterialien wurde unter Berücksichtigung der in der Medizin verwendeten Kontrastmittel Jod und Gadolinium getroffen. Aus den registrierten Spektren konnte, nach Einrechnen der verschiedenen Korrekturfaktoren, die Ausbeute an charakteristischer $K\alpha$ -Strahlung ermittelt werden. Diese erreichte, abhängig von der auf das Target eingestrahlt Laserenergie, Werte von bis zu $3 \cdot 10^9$ Photonen/ 2π /Schuß. Dabei wurde die Umwandlungseffizienz von eingestrahelter Laserenergie in RÖNTGENenergie mit etwa $5 \cdot 10^{-5}$ abgeschätzt. Vergleiche mit theoretischen Simulationen bestätigen eine starke Abhängigkeit der $K\alpha$ -Ausbeute vom Targetmaterial. Targets mit kleinen Ordnungszahlen sind besser für die Produktion charakteristischer Strahlung geeignet, während mit Targets höherer Ordnungszahlen

verstärkt die Produktion von Bremsstrahlung angeregt wird.

Um diese Quellen für Anwendungen in der Radiologie attraktiver zu machen, muß vor allem der mittlere RÖNTGENfluß gesteigert werden. Eine Steigerung der (Maximal-)Intensität ist prinzipiell durch Erhöhung der Pulsenergie und/oder Verkürzung der Pulsdauer und Steigerung der Wiederholrate möglich. Auf Grund der sehr kurzen Pulsdauer im Femtosekundenbereich sind solche Laserplasma-Quellen vor allem für die Koronaranographie, mit Bestrahlzeiten von etwa 250 ms, dennoch eine mögliche Alternative im Vergleich zum Synchrotron.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein RÖNTGENoptischen System entwickelt, welches als Monochromator für medizinische Abbildungen unter Verwendung laserproduzierter Plasmen genutzt wurde. Als Monochromatoren können Kristalle in Reflexions- und Transmissionsgeometrie verwendet werden. Bei der Entwicklung dieses Monochromators wurden daher zunächst die rein geometrischen Eigenschaften beider Geometrien untersucht. Mit den kleinen BRAGGWinkel von kleiner 5° , die bei Strahlung der Energie von etwa 30 keV auftreten, zeigt die Transmissionsgeometrie deutliche Vorteile gegenüber der Reflexionsgeometrie. Der nahezu senkrechte Einfallswinkel der RÖNTGENstrahlung vereinfacht den experimentellen Aufbau und erlaubt gleichzeitig die Verwendung relativ kleiner Kristalle.

Bei der theoretischen Behandlung der Beugung an Kristallen wurden die relevanten Unterschiede zwischen Reflexions- und Transmissionsgeometrie aufgezeigt. Es wurden Möglichkeiten diskutiert, wie das integrale Reflexionsvermögen, welches den Durchsatz bzw. die Lichtstärke des Kristalls beschreibt, gesteigert werden kann. Ausgangspunkt waren ebene Germanium- und Siliziumkristalle, deren reflektierenden Gitterebenen nur unter Berücksichtigung des Strukturfaktors ausgewählt wurden. Das integrale Reflexionsvermögen beträgt $1,82 \mu\text{rad}$ für Ge 220 bzw. $4,19 \mu\text{rad}$ für Si 220 [DIXI]. Die weitere Optimierung wurde dann am Siliziumkristall fortgesetzt. Durch Veränderung des verwendeten Reflexes zu 111 kann eine Steigerung auf $6,08 \mu\text{rad}$ erreicht werden. Verwendet man dann einen leicht asymmetrisch geschnittenen Kristall ($\varepsilon = 5^\circ$) und biegt diesen auf einen Krümmungsradius von 20 m, so kann das integrale Reflexionsvermögen auf $45,6 \mu\text{rad}$ gesteigert werden. Durch Vergrößerung der Asymmetrie auf $\varepsilon = 35^\circ$ gewinnt man nochmals einen Faktor 4 und durch gleichzeitige Verkleinerung des Krümmungsradius auf 0,7 m sogar einen Faktor 5. Damit wurde das integrale Reflexionsvermögen im Vergleich zum ebenen Kristall mit symmetrischer Reflexion 111 um einen Faktor 40 gesteigert.

Weiterhin wurde mittels verschiedener Computerprogramme das Reflexionsvermögen verschiedener Kristallmaterialien in beiden Geometrien diskutiert. Dabei zeigt sich, daß man mit Kristallen bezüglich der Monochromatoreffizienz keine weiteren Fortschritte erzielen kann. Eine Kombination von laserproduzierten Plasmen als RÖNTGENquelle und Kristallen als Monochromatoren ist zum jetzigen Zeitpunkt keine praktisch anwendbare Alternative.

Dennoch haben RÖNTGENquellen auf der Basis laserproduzierter Plasmen das Potential in vielen nützlichen Anwendungen, sowohl in der Grundlagenforschung als auch im Anwendungsbereich. Um diese Quellen für den Gebrauch attraktiver zu machen, sind einige wichtige Verbesserungen nötig. So muß z.B. der mittlere RÖNTGENfluß gesteigert werden. Die weitere Entwicklung dieser Quellen ist eng an die Entwicklung von Hochintensitäts-Lasersystemen gebunden. Die Entwicklung erfolgt im wesentlichen in zwei Wegen: Steigerung der Maximalintensität durch Erhöhung der Pulsenergie bzw. Verkürzung der Pulsdauer und Steigerung der Wiederholrate. Von besonderem Interesse ist die Fragestellung, ob die Wiederholrate eines Lasersystems von 10 Hz auf 1 kHz bei gleicher Ausbeute an $K\alpha$ -Photonen gesteigert werden kann. Hierzu sind weitere Untersuchungen nötig.

Anhang A

Räumliche Auflösung bei asymmetrischer Laue-Geometrie

Die Bezeichnungen der Größen und Winkel sind der Abbildung zu entnehmen. Auch hier erfolgt die Herleitung am ebenen Kristall bei monochromatischer Quelle.

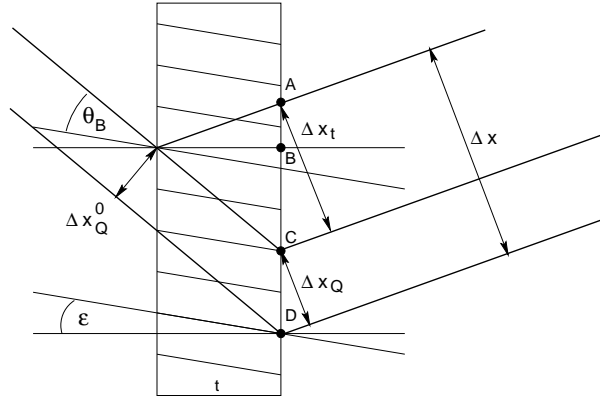


Abbildung A.1: Schematische Darstellung zur Berechnung des Einflusses von Kristalldicke und Quellgröße auf das räumliche Auflösungsvermögen.

Aus den Abbildungen kann man leicht entnehmen, daß

$$\overline{AB} = x' = t \cdot \tan(\theta_B - \varepsilon) \quad (\text{A.1})$$

$$\overline{BC} = x'' = t \cdot \tan(\theta_B + \varepsilon) \quad (\text{A.2})$$

$$\overline{CD} = x''' = \Delta x_Q^0 \cdot \sin(90^\circ - (\varepsilon + \theta_B)) = \Delta x_Q^0 \cdot \cos(\varepsilon + \theta_B) \quad (\text{A.3})$$

Daraus folgen dann unmittelbar die Beziehungen:

$$\Delta x_t = (x' + x'') \cdot \cos(\theta_B - \varepsilon) \quad \text{und} \quad (\text{A.4})$$

$$\Delta x_Q = x''' \cdot \cos(\theta_B - \varepsilon) \quad (\text{A.5})$$

woraus sich letztendlich die Breite des reflektierten Strahles bzw. die minimale räumliche Auflösung Δx ergibt.

$$\Delta x = \Delta x_t + \Delta x_Q = \cos(\theta_B - \varepsilon) \cdot (x' + x'' + x''') \quad (\text{A.6})$$

Anhang B

Kristallhalter

Für die Spektroskopie laserproduzierter Plasmen in BRAGG- und LAUE-Geometrie kam eine Biegevorrichtung für dreieckige Kristalle zum Einsatz [Höl97]. Das Grundprinzip dieses Biegetypes geht auf [Lem78, Soz95] zurück. Der Bieger wird auf Grund der Kristallform auch als Dreiecksbieger bezeichnet, siehe Abb. B.1.

Der Kristall wird an seiner Basis festgehalten und erhält seine Form durch eine Kraft F , die an der Spitze ansetzt. Die Veränderung des angelegten Momentes gemäß $M(x) = F \cdot x$ wird durch die Veränderung des Trägheitsmomentes, bedingt durch die Höhen- bzw. Breitenänderung des Kristalls, kompensiert, so daß sich eine zylindrische Krümmung ergibt. Damit ist im Rahmen der mechanischen Belastbarkeit der Kristalle jeder beliebige Radius einstellbar, so daß dieser Biegetyp vor allem bei den Vorexperimenten zum Einsatz kam.

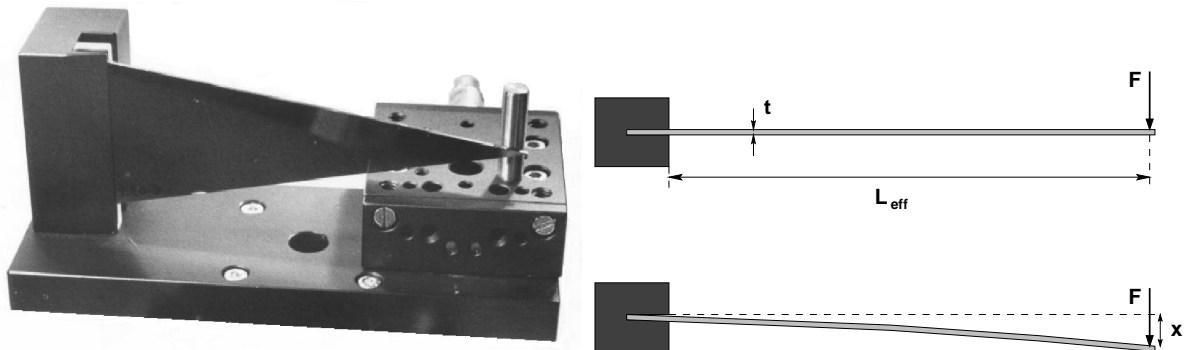


Abbildung B.1: Darstellung des Dreiecksbiegers. Links: Foto. Rechts: Schematische Darstellung der Wirkungsweise.

Nach [Soz95] ergibt sich für dreieckige Kristalle einheitlicher Dicke der Radius der zylindrischen Krümmung zu

$$R \propto \frac{bt^3}{LF} \quad (\text{B.1})$$

Darin sind t die Kristalldicke, L die Kristalllänge und F die Biegekraft. Es ist leicht einzusehen, daß eine einheitliche (uniforme) Krümmung sehr stark von der Konstanz der Dicke abhängt. In einem derartigen Bieger kann abhängig von der Verschiebung x der Mikrometerschraube ein variabler Krümmungsradius des Kristalls eingestellt werden.

In einem zweiten Biegetyp, der für die späteren medizinischen Experimente verwendet werden soll, wird eine freie Biegung realisiert [Tsc00]. Der Kristall besitzt hier eine rechteckige Form. Die Biegeeinheit ist schematisch in Abbildung B.2 zu sehen.

Das Biegemoment M wird mit der Stellschraube über die Druckblöcke auf die Füße übertragen. Nach der Biegung wird die gesamte Anordnung mit den Sicherungsplatten fixiert. Die an den Kristall angeklebten Füße übertragen die wirkenden Kräfte auf einen großen Bereich des Kristalls und minimieren so unerwünschte Spannungen. Die Parallelität der Füße wurde durch Verwenden einer speziellen Klebevorrichtung sichergestellt [Tsc00].

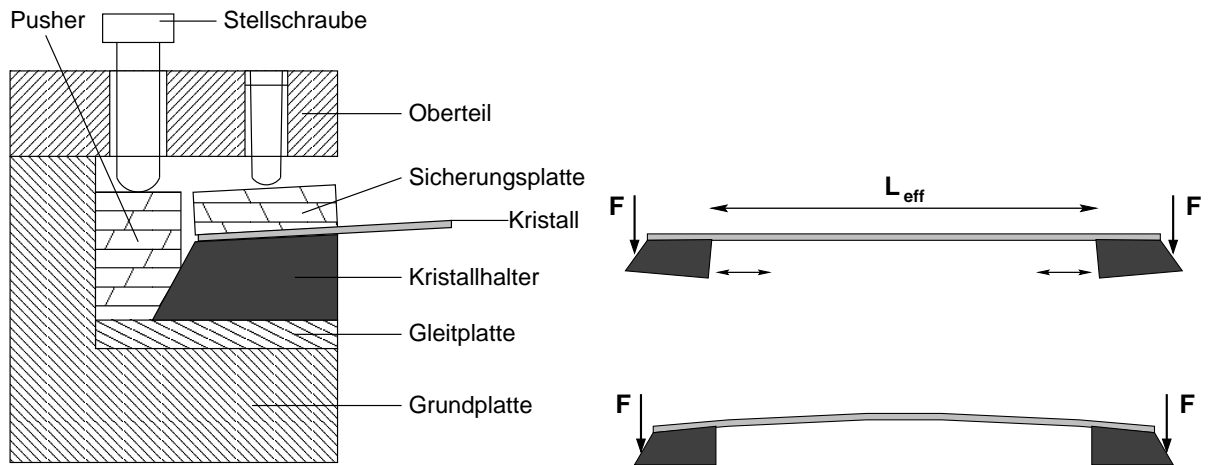
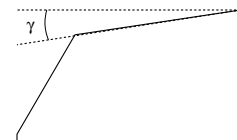


Abbildung B.2: Darstellung des Rechteckbiegers. Links: Detaillierte Zeichnung. Rechts: Schematische Darstellung der Wirkungsweise.

Mit diesem Bieger kann im Gegensatz zum Dreiecksbieger nur ein bestimmter Krümmungsradius des Kristalls eingestellt werden. Dieser wird über den Anschleifwinkel γ des Kristallhalters bestimmt.

γ [deg]	1,0093	2,0186	2,8838	4,0373
Radius R [mm]	2000	1000	700	500



Um eine wirklich freie Biegung zu gewährleisten, darf die neutrale Faser im Kristall nicht gedehnt werden. Deshalb müssen sich die Füße während des Biegens aufeinander zu bewegen. Um dies zu gewährleisten, lagern die Füße auf einer speziellen Gleitplatte aus teflonbeschichteter Bronze.

Anhang C

Filmkalibrierung

C.1 Zählrohr

Als Zählrohr wurde das Modell BDC-16 verwendet. Dieses Zählrohr wird für die Umwandlung von RÖNTGENstrahlung in Energie im Bereich 5–40 keV benutzt und ist mit einer Spannung zwischen 600 und 1200 V zu betreiben. Dabei ist sicherzustellen, daß das Detektorsignal nicht von diesem Spannungswert abhängig ist (Abb. C.1a)¹.

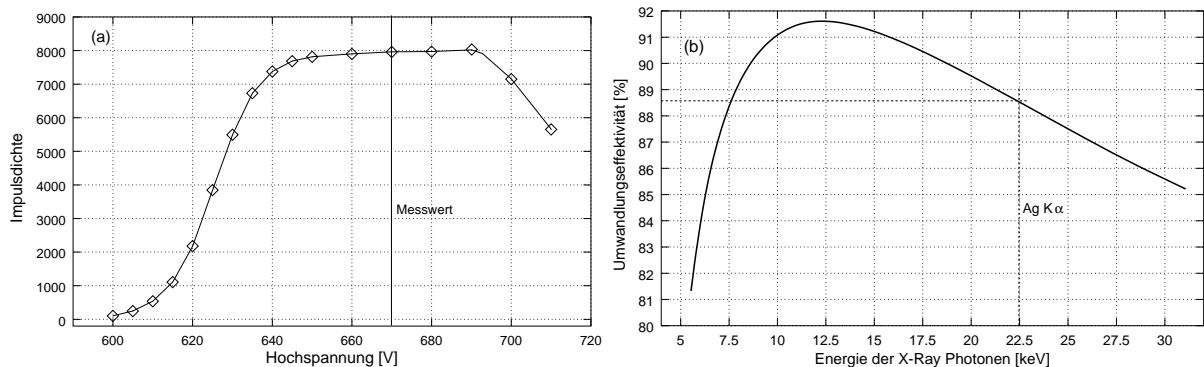


Abbildung C.1: (a) Impulsdichte als Funktion der am Zählrohr angelegten Hochspannung und (b) Abhängigkeit der Umwandlungseffektivität von der Energie der RÖNTGENstrahlung [BDC16].

Die Nachweiseffektivität der RÖNTGENstrahlung ist energieabhängig und in Abb. C.1b dargestellt. An Hand der Abbildung erkennt man sehr leicht, daß die Umwandlungseffektivität für Silber K α -Strahlung bei etwa 89% liegt.

Das Zählrohr ist für den Betrieb bei Zählraten bis $3 \cdot 10^5 s^{-1}$ ausgelegt.

C.2 Filmauswertung

Ein ebener InSb-Kristall (Reflexion 333) wurde in Reflexionsgeometrie als Monochromator verwendet. Der Quellabstand betrug 450 mm. Ebenfalls im Abstand von 450 mm wurde der zu kalibrierende Film gehalten. Unmittelbar vor dem Film wurde eine Lochblende

¹Bei der Aufnahme dieser Meßkurve wurden die Kanalbreite und der Pegel immer konstant gelassen. Es wurde nicht untersucht, ob sich das Kanalbreitenfenster verschiebt, so daß nicht mehr alles gezählt wird und die Kurve deshalb bei höheren Spannungen abknickt.

vom Durchmesser 5.3 mm angebracht. Damit wurde sichergestellt, daß man eine klar definierte Fläche belichtete.

Im Laufe der Messung wurden nun Aufnahmen verschieden langer Dauer auf den gleichen Film gemacht, wobei dieser nach jeder Aufnahme verschoben wurde (siehe Abb. C.2a). Damit war es möglich Ungenauigkeiten bei der Entwicklung zu vernachlässigen, da sie alle Meßpunkte gleichermaßen beeinflussen. Bei der meßtechnischen Auswertung photographischer Materialien ist die optische Dichte D (auch Schwärzung) die gebräuchliche Größe. Sie wird beim Photometrieren über eine Transmissionsmessung ermittelt.

$$D = \log_{10} \frac{1}{T} = \lg \frac{I_0}{I_d} \quad (\text{C.1})$$

Hierbei ist T die Transparenz des Photomaterials und somit I_0 der einfallende und I_d der durchgelassene Lichtstrom.

Die Schwärzung einer fotografischen Schicht ist neben den Materialeigenschaften und Entwicklungsbedingungen vor allem von den Belichtungsparametern Beleuchtungsstärke E und Belichtungszeit t abhängig, so daß $D = f(E \cdot t^p)$ geschrieben werden kann. Im RÖNTGENbereich gilt für den Schwarzschildexponent $p = 1$.

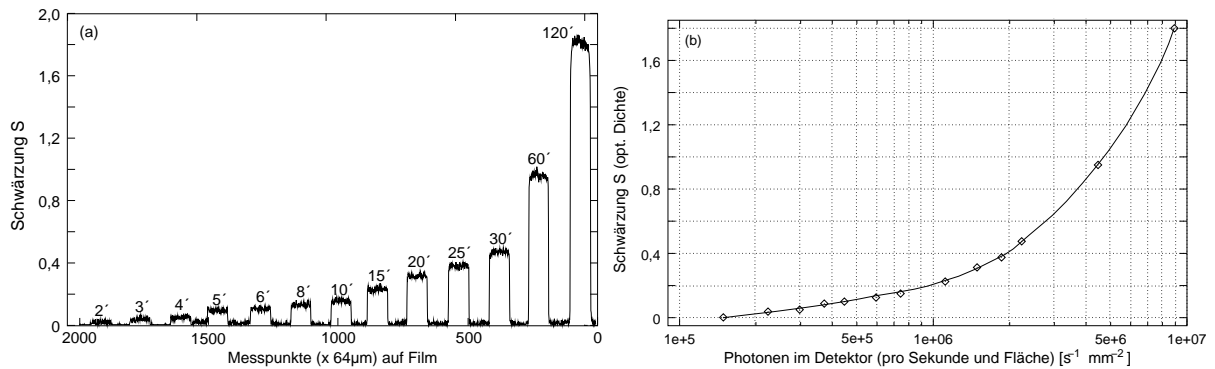


Abbildung C.2: (a) Densitometerplot des Filmes und (b) Umrechnung auf Photonenzahlen im Detektor.

Graphisch wird der Zusammenhang zwischen der Schwärzung und der Belichtung in Form einer Schwärzungskurve (Abb. C.2b) dargestellt. Die Umrechnung von Belichtungszeiten in Photonenzahlen erfolgte mittels der Zählrohreffizienz und der vorher bestimmten Impulsdichte (Counts pro Sekunde).

Anhang D

Konstanten

Alle Konstanten wurden [Czi91] entnommen.

Bezeichnung	Definition	Wert	Einheit (SI)
BOLTZMANNkonstante	k_B	$1,38066 \cdot 10^{-23}$	J K ⁻¹
Dielektrizitätskonstante	$\varepsilon_0 = \frac{1}{\mu_0 c^2}$	$8,85412 \cdot 10^{-12}$	F m ⁻¹ = $\frac{As}{Vm}$
Elektronenradius (klass.)	$r_e = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 m_e c^2}$	$2,81794 \cdot 10^{-15}$	m
Elementarladung	e	$1,60218 \cdot 10^{-19}$	C = A s
Pi	π	3,14159	
PLANCKsches Wirkungsquantum	h	$6,62608 \cdot 10^{-34}$	J s
		$4,13567 \cdot 10^{-15}$	eV s
	$\hbar = \frac{h}{2\pi}$	$1,05457 \cdot 10^{-34}$	J s
		$6,58212 \cdot 10^{-16}$	eV s
Ruhemasse des Elektrons	m_e	$9,10939 \cdot 10^{-31}$	kg
		$5,10999 \cdot 10^5$	eV
RYDBERGkonstante	$R_\infty = \frac{m_e e^4}{64\pi^3 \varepsilon_0 c \hbar^3}$	$1,09737 \cdot 10^7$	m ⁻¹
SOMMERFELDSche Feinstrukturkonst.	$\alpha = \frac{\mu_0 c e^2}{2\hbar}$	$7,29735 \cdot 10^{-3}$	
	α^{-1}	137,03599	
Vakuumlichtgeschwindigkeit	c	$2,99792 \cdot 10^8$	m s ⁻¹

Literaturverzeichnis

- [Aga91] B. K. Agarwal: *X-Ray Spectroscopy. An Introduction*. 2nd Edition, Springer Verlag Berlin Heidelberg 1991
- [Alt98] D. Altenbernd: *Untersuchung der Röntgenemission und der Erzeugung hoch-energetischer Elektronen in fs lasererzeugten Plasmen*. Dissertation, Friedrich-Schiller-Universität Jena, November 1998
- [Ame88] Y. Amemiya and J. Miyahara. *Nature (London)*, **336** (1988) 89
- [And01] E. Andersson, G. Hölzer, E. Förster, M. Grätz, L. Kirnan, A. Sjögren and S.Svanberg: *Coronary angiography using laser plasma sources: X-ray source efficiency and optimization of a bent crystal monochromator*. *J. Appl. Phys.* **90** (6), (2001) 3048
- [Aki87] M. Akisada, M. Ando, K. Hyodo, S. Hasegawa, K. Konishi, K. Nishimura, A. Maruhashi, F. Toyofuku, A. Suwa and K. Kohra: *Nucl. Instrum. & Methods Phys. Res. A* **246** (1987) 713
- [Ard90] M. v. Ardenne, G. Musiol und S. Reball: *Physikalische Effekte der Physik und ihre Anwendungen*. Verlag Harry Deutsch, 1990
- [Aut70] A. Authier: *Ewald Waves in Theory and Experiment (Dynamical Theorie of X-ray Diffraction)*. *Advances in Structure Research by Diffraction Methods*, Vol. 3 (Pergamon Press Oxford, London, Edinburgh, New York, Toronto, Sidney, Paris) Verlag F. Vieweg & Sohn Braunschweig 1970
- [Bam37] E. G. Bamberg and F. K. Richtmeyer. *Phys. Rev.* **51** (1937) 913
- [Bas97] S. Bastiani, A. Rouse, J. P. Geindre, P. Audebert, C. Quoi, G. Hamoniaux, A. Antonetti and J.-C. Gauthier: *Experimental study of the interaction of sub-picosecond laser pulses with targets of varying initial scale lengths*. *Phys. Rev.* **56** (6), (1997) 7179
- [BDC16] Szintillationsdetektorblock BDC-16. Technische Beschreibung und Betriebsanweisung.
- [Bee73] W. Beer, J. Kern und O. Piller: *Biegevorrichtung für fokussierende Kristallspektrometer*. *Nucl. Instr. Meth.* **107** (1973) 79

- [Bee83] W. Beer, P. F. A. Goudsmit and L. Knecht: *A New Crystal Bending Device for Focusing Crystal Spectrometers*. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **219** (1983) 322
- [Bel93] A. R. Bell et al.: Phys. Rev. E **48** (1993) 2087
- [Ble46] J. P. Blewett: Phys. Rev. **69** (1946) 87
- [Bra73] W. A. Brantley: *Calculated elastic constants for stress problems associated with semiconductor devices*. J. Appl. Phys. **44** (1), (1973) 534
- [Bre87] H. Breuer: *dtv-Atlas zur Physik*. Bd. 1, Deutscher Taschenbuchverlag, München 1987
- [Bro63] G. Brogren. Ark. Fys. **23** (1963) 219
- [Bro91] G. S. Brown: *A Bragg Reflection Monochromator for Synchrotron Radiation Angiography*. Handbook of Synchrotron Radiation, Vol. 4, ed. by S. Ebashi, M. Koch and E. Rubenstein. Elsevier Science Publishers B. V. 1991
- [Bru76] O. Brümmer und H. Stefanik: *Dynamische Interferenztheorie*. Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G., Leipzig 1976
- [But96] R. Butzbach: *Der Einfluß der Kristalldicke auf die Ausläufer der Rockingkurve*. Diplomarbeit, Grenoble/Frankreich 1996
- [But97] R. Butzbach: *A Brief Instruction in Dynamical Theory of X-Ray Diffraction*. 1997 (unpublished)
- [Cac87] R. Caciuffo, S. Melone, F. Rustichelli and A. Boeuf: *Monochromators for X-Ray Synchrotron Radiation*. Physics Reports **152** (1), (1987) 1
- [Ceg] N. M. Ceglio: *Revolution in X-Ray Optics*. LLNL-Report
- [Chu77] F. N. Chukhovskii and P. V. Petrashen: *A General Dynamical Theory of the X-ray Laue Diffraction from a Homogeneously Bent Crystal*. Acta Cryst. A **33** (1977) 311
- [Com57] A. Compton and S. Allison: *X-Rays in Theory and Experiment*. 2nd edition, D. van Nostrand Comp. New York 1957

- [Czi91] H. Czichos: *Hütte. Die Grundlagen der Ingenieurwissenschaften*. 29. Aufl., Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York London Paris Tokio Hong Kong 1991
- [Dar14] C. G. Darwin: *Phil. Mag.* **27** (6), (1914) 315, 675
- [Dem86] E. N. Dementyev, E. Ya. Dovga, G. N. Kulipanov, A. S. Medvedko, N. A. Mezentsev, V. F. Pindyurin, M. A. Sheromov, A. N. Skrinsky, A. S. Sokolov, V. A. Ushakov and E. I. Zagorodnikov: *Nucl. Instrum. & Methods A* **246** (1986) 726
- [Dem89] E. N. Dementyev, I. P. Dolbnya, E. I. Zagorodnikov, K. A. Kolesnikov, G. N. Kulpanov, G. Kurylo, A. S. Medvedko, N. A. Mezentsev, V. F. Pindyurin, V. Cheskidov and M. A. Sheromov: *Rev. Sci. Instrum.* **60** (1989) 726
- [Dil98] T. Dill, W. R. Dix, C. W. Hamm, M. Jung, W. Kupper, M. Lohmann, B. Reime and R. Ventura: *Intravenous coronary angiography with synchrotron radiation*. *Eur. J. Phys.* **19** (1998) 499
- [Dix95] W.-R. Dix: *Intravenous Coronary Angiography with Synchrotron Radiation*. *Prog. Biophys. molec. Biol.*, Vol. **63**, (1995) 159
- [Dix98] W.-R. Dix: Vortrag zum Thema: *Intravenöse Koronarangiographie mit Synchrotronstrahlung*. Friedrich-Schiller Universität Jena, Juli 2000
- [Eba91] S. Ebashi, M. Koch and E. Rubenstein (ed.): *Handbook of Synchrotron Radiation*. North-Holland, Amsterdam 1991
- [Ell99] H. Elleaume et al.: *Instrumentation of the ESRF medical imaging facility*. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **428** (1999) 513
- [Eng65] W. v. Engelhardt und S. Haussühl: *Festigkeit und Härte von Kristallen*. *Fortschr. Miner.* **42** (1), (1965) 5
- [Ero90] E. Erola, V. Eteläniemi, P. Suortti, P. Pattison and W. Thomlinson: *X-ray Reflectivity of Bent Perfect Crystals in Bragg and Laue Geometry*. *J. Appl. Cryst.* (1990). **23** 35

- [Ewa33] Ewald P. P.: Ann. Phys. **54** (4), (1917), 519. Handbuch der Physik **2312**, (1933) 207
- [Fel00] J. Feldhaus: *Freie-Elektronen-Laser: Strahlungsquelle der Zukunft?*. WE-Heraeus-Ferienkurs „Wechselwirkung intensiver Laserfelder mit Materie“. Jena, September 2000
- [För85] E. Förster: *Röntgendiagnose laserinduzierter Hochtemperaturplasmen mit Hilfe Braggscher Kristallreflexion*. Dissertation B, Sektion Physik der Friedrich-Schiller-Universität Jena, 1985
- [För92] E. Förster, K. Gäbel and I. Uschmann: *New crystal spectrograph designs and their application to plasma diagnostics (invited)*. Rev. Sci. Instrum. **63** (10), (1992) 5012
- [För98] E. Förster: *Crystal Optics*. Experimental Methods in the Physical Sciences, 31 (1998) 401
- [Feu97] T. Feurer, W. Theobald, R. Sauerbrey, I. Uschmann, D. Altenbernd, U. Teubner, P. Gibbon, E. Förster, G. Malka and J. L. Miquel: *Onset of diffuse reflectivity and fast electron flux inhibition in 528 nm-laser-solid interactions at ultrahigh intensity*. Phys. Rev. E **56** (4), (1997) 4608
- [Gäb92] K. Gäbel: *Hochauflösende Röntgenspektroskopie und -mikroskopie mit gebeugenen Kristallen im Wellenlängenbereich < 1 nm*. Dissertation, Friedrich-Schiller-Universität Jena, 1992
- [Gib96] P. Gibbon and E. Förster: *Short-pulse laser-plasma interactions*. Plasma Phys. Control. Fusion **38** (1996) 769
- [Gib99] Persönliche Mitteilungen
- [Gra91] W. Graeff and W.-R. Dix: NIKOS - *Non-Invasive Angiography at HASYLAB*. Handbook on Synchrotron Radiation **4**, ed. by S. Ebashi, M. Kock and E. Rubenstein, Elsevier Science Publ. B.V., (1991) 407

- [Gra91b] W. Graeff and K. Engelke: *Micrography and Microtomography*. Handbook on Synchrotron Radiation, Vol. 4, ed. by S. Ebashi, M. Kock and E. Rubenstein, Elsevier Science Publishers B.V., (1991) 361
- [Grä98] M. Grätz: *Charakterisation and Application of a Laser-Based Hard X-ray Source*. Thesis, Lund Institute of Technology, Sweden, 1998
- [Gre68] M. Green and V. E. Cosslett: *Measurement of K, L and M shell x-ray production efficiencies*. Brit. J. Appl. Phys. (J. Phys. D), **1** (2) (1968) 425
- [Gre82] T. J. Greenhough and J. R. Helliwell: *Oscillation Camera Data Processing: Reflecting Range and Prediction of Partiality. 2. Monochromatized Synchrotron X-radiation from a Single Bent Triangular Monochromator*. J. Appl. Cryst. **15**. (1982) 493
- [Gro84a] J. Gronkowski and C. Malgrange: *Propagation of X-ray Beams in Distorted Crystals (Bragg Case). I. The Case of Weak Deformations*. Acta Cryst. A **40** (1984) 507
- [Gro84b] J. Gronkowski and C. Malgrange: *Propagation of X-ray Beams in Distorted Crystals (Bragg Case). II. The Case of Strong Deformations*. Acta Cryst. A **40** (1984) 515
- [Gru89] S. M. Gruner: *CCD and Vidicon X-ray Detectors: Theory and Practice*. Rev. Sci. Instrum. **60** (1989) 1545
- [Har96] S. Hartlaub: *Characterization of Bent Crystals with X-Ray Diffraction*. Diplomarbeit, ESRF Grenoble, Optics Group, 1996
- [HAS97] HASYLAB Jahresbericht 1997
- [Hea61] R. F. S. Hearmon: *An Introduction to Applied Anisotropic Elasticity*. Oxford University Press 1961
- [Hen87] A. Henins: *Variable radius curved crystal mount*. Rev. Sci. Instrum. **58** (7), (1987) 1173

- [Hen86] B. J. Henke, J. Y. Uejio, G. F. Stone, C. H. Dittmore and F. G. Fujiwara: *High-energy x-ray response of photographic films: models and measurement*. Journal of Optical Society of America B, Vol. **3** (1986) 1540
- [Heu89] A. Heuberger: *Mikromechanik*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York London Paris Tokyo 1989, Seiten 39-58
- [Höl97] G. Hölzer, E. Förster, M. Grätz, C. Tillman and S. Svanberg: *X-Ray Crystal Spectroscopy of Sub-Picosecond Laser-Produced Plasmas Beyond 50 keV*. Journal of X-ray Science and Technology **7** (1997) 50
- [Höl98] G. Hölzer, O. Wehrhan and E. Förster: *Characterization of Flat and Bent Crystals for X-ray Spectroscopy and Imaging*. Cryst. Res. Technol. **33** (4), (1998) 555
- [Hof90] W. G. Hofmann: *Bau eines Röntgenspektrometers mit sehr hoher Energieauflösung*. Dissertation. Universität Bayreuth 1990
- [Hug83] E. B. Hughes, H. D. Zeman, L. E. Campbell, R. Hofstadter, U. Meyer-Berkhout, J. N. Otis, J. Rolfe, J. P. Stone, S. Wilson, E. Rubenstein, D. C. Harrison, R. S. Kernoff, A. C. Thompson and G. S. Brown: Nucl. Instrum and Methods **208** (1983) 665
- [Hyo88] K. Hyodo, M. Ando, K. Nishimura, M. Kakihana, T. Ohtsuka, Y. Suishita, M. Akisada, S. Hasegawa, A. Suwa, H. Fukagawa, R. Hosaka, E. Takenaka, F. Toyofuku and A. A. Konishi: Ital. Phys. Soc. Conf. Proc. **10** (1988) 63
- [Ins88] INSPEC. The Institution of Electrical Engineers; London and New York (1988)
- [IT62] International Tables for X-Ray Crystallography. Vol. III, Physical and Chemical Tables, The Kynoch Press Birmingham, England 1962
- [Jac53] B. Jacobson: *Dichromatic absorption radiography. Dichromography*. Acta Radiol. **39** (1953) 437
- [Jac75] J. D. Jackson: *Classical Electrodynamics*. Wiley, New York, 1975

- [Jam63] R. W. James: *The Dynamical Theory of X-ray Diffraction*. Sol. Stat. Phys.. **15** (1963) 55
- [Jia95] Z. Jiang, J. C. Kieffer, J. P. Matte, M. Chaker, O. Peyrusse, D. Gilles, G. Korn, A. Maksimchuk, S. Coe, G. Mourou: *X-ray spectroscopy of hot solid density plasmas produced by subpicosecond high contrast laser pulses at 10^{18} – 10^{19}W/cm^2* . Phys. Plasmas **2** (5), (1995) 1702
- [Jia98] Z. Jiang: persönliche Mitteilungen, INRS, Varenne/Kanada
- [Jön26] A. Jönsson. Z. Phys. **36** (1926) 440
- [Joh31] Z. Johann: *Die Erzeugung lichtstarker Röntgenspektren mit Hilfe von Konkavkristallen*. Zeitschrift f. Physik **69** (1931) 185
- [Joh33] T. Johansson: *Über ein neuartiges, genau fokussierendes Röntgenspektrometer*. Zeitschrift f. Physik **82** (1933) 507
- [Jun94] A. Jungclaus and H. G. Börner: *High resolution gamma spectroscopy with ideal crystals*. Nucl. Instrum. Meth. In Phys. Res. A **338** (1994) 120
- [Kat63] N. Kato: *Pendellösung Fringes in Distorted Crystals. I. Fermat's Principle for Bloch Waves*. J. Phys. Soc. Jap. **18** (12), (1963) 1785
- [Kaw93] J. Kawai, K. Maeda and T. Yamane: *Imaging-Plate X-Ray Spectrometer for High-Resolution Particle-Induced X-Ray Emission*. Analytical Science **9** (1993) 179
- [Kha97] A. Khacef, R. Viladrosa, C. Cachoncinlle, E. Robert and J. M. Pouvesle: *High repetition rate compact source of nanosecond pulses of 5 – 100 keV x-ray photons*. Rev. Sci. Instrum. **68** (6), (1997) 2292
- [Kil94] J. Kilkeny: *Inertial Confinement Fusion* M. B. Hooper and P. Osborn (ed.): Laser Plasma Interactions 5, Proceedings of the 45th Scottish Universities Summer School in Physics, St. Andrews 1994
- [Kla87] H. Klapper: *Röntgentopographie*. 18. IFF-Ferienkurs, Jülich 1987

- [Kl97] D. Klöpfel, G. Hölzer und E. Förster: *Optische und röntgenographische Charakterisierung einer quasimonolithischen Kristallanordnung aus Quarz*. Rev. Sci. Instrum. **68** (1997) 3669
- [Kme92] J. D. Kmetec, C. L. Gordon, J. J. Macklin, B. E. Lemoff, G. S. Brown and S. E. Harris: Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 1527
- [Koc91] M. H. J. Koch: *Scattering from non-crystalline systems*. Handbook on Synchrotron Radiation, Vol. 4, ed. by S. Ebashi, M. Kock and E. Rubenstein, Elsevier Science Publishers B.V., (1991) 241
- [Köh] H. Köhl: *Die geometrische Optik*. Sonderdruck einer Fortsetzungsreihe aus der Deutschen Optikerzeitung, Verlag Optische Fachveröffentlichung GmbH, Heidelberg
- [Kri98] H. Krieger: *Strahlenphysik, Dosimetrie und Strahlenschutz*. Band 1, B. G. Teubner Stuttgart 1998
- [Kri93] M. Krisch: *Spektrale und fokale Eigenschaften von gebogenen Bragg-Kristallen*. Dissertation. Fachbereich Physik der Universität Dortmund, 1993
- [Kri80] H. Krischner: *Einführung in die Röntgenfeinstrukturanalyse*. 2. Aufl., Friedrich Vieweg & Sohn Braunschweig, Wiesbaden, 1980
- [Kro97] A. Krol: persönliche Mitteilungen, INRS Varenne/Kanada
- [Kro97a] A. Krol, A. Ikhlef, J. C. Kieffer, D. A. Bassano, C. C. Chamberlain, Z. Jiang, H. Pepin and S. C. Prasad: *Laser-based microfocusing x-ray source for mammography*. Feasibility study. Med. Phys. **24** (5), (1997) 725
- [Kro97b] A. Krol, J. C. Kieffer and E. Förster: *Laser-driven x-ray source for diagnostic radiology*. SPIE vol. **3157** (1997) 156
- [Kuc89] A. Kuczumow and J. A. Helsen: *Spectral Resolution of Crystals and Detectors in the X-Ray Region*. X-Ray Spectrometry **18** (1989) 63
- [Lau99] Th. Laubenberger und J. Laubenberger: *Technik der medizinischen Radiologie*. Deutscher Ärzte-Verlag Köln, 1999

- [Lau31] M. v. Laue: Erg. d. exakten Naturwiss. **10** (1931) 133
- [Lau48] M. v. Laue: *Physik und Chemie und ihre Anwendungen in Einzeldarstellungen*. Bd. **VI**: Röntgenstrahlinterferenzen. Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G., Leipzig, 1948
- [Lem78] M. Lemonnier, R. Fourme, F. Rousseaux and R. Kahn: *X-Ray Curved-Crystal Monochromator System at the Storage Ring DCI*. Nucl. Instrum. Meth. **152** (1978) 173
- [Lew97] R. Lewis: *Medical applications of synchrotron radiation x-rays*. Phys. Med. Biol. **42** (1997) 1213
- [Lyn95] D. K. Lynch and W. Livingston: *Color and Light in Nature*. Cambridge University Press 1995
- [Mai88] A. Mai und K. Martin: *Tafelwerk Mathe - Physik - Chemie für die Klassen 11/12*. Volk und Wissen, Volkseigener Verlag Berlin 1988
- [McC82] G. H. McCall: J. Phys. D **15** (1982) 823
- [Mic93] A. G. Michette and G. J. Buckley (ed.): *X-Ray Science and Technology*. Inst. of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia 1993
- [Miß97] T. Mißalla: *Hochauflösende lichtstarke RÖNTGENspektroskopie laserproduzierter Plasmen*. Dissertation, FSU Jena, 1997
- [Miß99] T. Mißalla, I. Uschmann and E. Förster: *Monochromatic focusing of subpicosecond x-ray pulses in the keV range*. Rev. Sci. Instrum. **70** (2), (1999) 1
- [Miß99b] T. Mißalla, I. Uschmann and E. Förster, G. Jenke and D. von der Linde: Rev. Sci. Instrum. **70** (2), (1999) 1288
- [Miy86] J. Miyahara, K. Takahashi, Y. Amemiya, N. Kamiya and Y. Satow. Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. **A246** (1986) 572
- [Miy89] J. Miyahara: Chem. Today **223** (1989) 29
- [Mou97] G. Mourou: *The ultrahigh-peak-power laser: present and future*. Appl. Phys. B **65** (1997) 205

- [Mül75] E. A. W. Müller: *Handbuch der zerstörungsfreien Materialprüfung, Teil B - Physikalische Grundlagen*. R. Oldenbourg München, 1975
- [Mur91] M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, M. D. Rosen and R. W. Falcone: *Ultrafast x-ray pulses from laser-produced plasmas*. *Science* **251** (1991) 51
- [Nis89] K. Nishimura, K. Hyodo, R. Hosaka, M. Ando, M. Akisada, S. Hasegawa and E. Takenada: *Rev. Sci. Instrum.* **60** (1989) 2260
- [Nyk97] A. Nykänen: *Spatial characterization of laser-produced x-ray source*. Diploma work, Lund Reports on Atomic Physics, LRAP-210, Lund 1997
- [Pen61] P. Penning and D. Polder: *Anomalous Transmission of X-Rays in Elastically Deformed Crystals*. *Philips Res. Repts.* **16** (1961) 419
- [Pen66] P. Penning: *Theory of X-Ray Diffraction in Unstrained and Lightly Strained Perfect Crystals*. Thesis, Technical University Delit, February 1966
- [Prakt] Anleitung im Fortgeschrittenenpraktikum zum Versuch: *Schwarzschildeffekt*. FSU Jena
- [Rav78] A. Raven, O. Willi and P. T. Rumsby: *Megagauss magnetic field profiles in laser-produced plasmas*. *Phys. Rev. Lett.* **41** (1978) 554
- [Rei00] Ch. Reich, P. Gibbon, I. Uschmann and E. Förster: *Yield optimization and time structure of femtosecond laser plasma $K\alpha$ sources*. *Phys. Ref. Let.* **84** (21), (2000) 4846
- [Rou94] A. Rousse, P. Audebert, J. P. Geindre, F. Fallies, J.-C. Gauthier, A. Mysyrowicz, G. Grillon and A. Antonetti: *Phys. Rev. E* **50** (1994) 2200
- [Rub81] E. Rubenstein, E. B. Hughes, L. E. Campbell, R. Hofstadter, J. T. O. Kirk, T. J. Krolicki, J. P. Stone, K. S. Wilson, H. D. Zeman, W. R. Brody, A. Macovski and A. C. Thompson: *SPIE* **314** (1981) 42
- [Rub87] E. Rubenstein, R. Hofstadter, H. D. Zeman, A. C. Thompson, J. N. Otis, G. S. Brown, J. C. Giacomini, H. J. Gordon, R. S. Kernoff, D. C. Harrison and W. Thomlinson: *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **83** (1987) 9724

- [Sch84] K. Schäfer and W. D. Zimmer: *Laser generated plasmas as a source for real time studies in X-ray crystal research. Part II: In Search of an optimum choice of laser plasma coupling conditions.* Laser and Particle Beams **2** (2), (1984) 187
- [Sch99] Th. Schlegel, S. Bastiani, L. Gremillet, R. Audebert, J.-C. Gauthier, E. Lefebvre, G. Bonnaud and J. Delettrez: *Comparison of measured and calculated x-ray and hot-electron production in short-pulse laser-solid interactions at moderate intensities.* Phys. Rev. E **60** (2), (1999) 2209
- [Sch94] W. Schlungbaum, U. Flesch und U. Stabell: *Medizinische Strahlenkunde.* 7. Aufl., Walter de Gruyter Berlin New York 1994
- [Sch95] M. Schnürer, M. P. Kalachnikov, P. V. Nickles, Th. Schlegel, W. Sandner, N. Demchenko, R. Nolte and P. Ambrosi: *Hard x-ray emission from intense short pulse laser plasmas.* Phys. Plasmas **2** (8), (1995) 3106
- [Sig31] M. Siegbahn: *Spektroskopie der Röntgenstrahlen.* Berlin 1931
- [Sig89] R. Sigel: *X rays from Laser-Produced Plasmas.* Spie Vol. **1140** (1989) 6
- [Sil92] W. T. Silfvast, M. C. Richardson, H. Bender, A. Hanzo, V. Yanovsky, F. Jin and J. Thorpe: *Laser-produced plasmas for soft x-ray projection lithography.* J. Vac. Sci. Technol. B **10** (6), (1992) 3126
- [Son83] M. Sonoda, M. Takano, J. Miyahara and H. Kato. Radiology **148** (1983) 833
- [Soz95] E. A. Sozontov, A. Yu. Kazimirov, B. G. Zakharov and M. V. Kovalchuk: *The method of fabricating flat triangular germanium crystals for focusing optics of synchrotron X-radiation.* Nucl. Instrum. Meth. In Phys. Res. A **359** (1995) 157
- [Sta78] J. A. Stamper, E. A. McLean and B. H. Ripin: *Studies of spontaneous magnetic fields in laser-produced plasmas by Faraday rotation.* Phys. Rev. Lett. **40** (1978) 1177
- [Suo88] P. Suortti and W. Thomlinson: *A Bent Laue Crystal Monochromator for Angiography at the NSLS.* Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A **269** (1988) 639

- [Suo90] P. Suortti, W. Thomlinson, D. Chapman, N. Gmür, R. Greene and N. Lazarz: *Performance evaluation of a bent Laue monochromator*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A **297** (1990) 268
- [Suo92] P. Suortti: *Focusing monochromators for high energy synchrotron radiation*. Rev. Sci. Instrum. **63** (1), (1992) 942
- [Tak62] S. Takagi: Acta Cryst. **15** (1962) 1311
- [Tau64] D. Taupin: Thesis, University of Paris, France, 1964
- [Teu96] U. Teubner, W. Theobald and C. Wülker: *Mechanisms and origin of continuum and line emission from carbon plasmas produced by ultrashort laser pulses*. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **29** (1996) 4333
- [Tho89] A. C. Thompson, E. Rubenstein, H. D. Zeman, R. Hofstadter, J. N. Otis, J. C. Giacomini, H. J. Gordon, G. S. Brown, W. Thomlinson and R. S. Kernoff: Rev. Sci. Instrum. **60** (1989) 1674
- [Til96a] C. Tillman: *Characterization and Applications of Hard X-rays from a Laser-Produced Plasma Source*. Licentiate Thesis, Department of Physics, Lund Institute of Technology, LRAP-188
- [Til96b] C. Tillman: *Development and Characterization of a Laser-Based Hard X-Ray Source*. Thesis, Department of Physics, Lund Institute of Technology, November 1996
- [Tim34] S. P. Timoshenko: *Theory of Elasticity*. Engineering Societies Monograph, McGraw - Hill 1934
- [Tim70] S. P. Timoshenko and S. Woinowsky-Krieger: *Theory of Plates and Shells*. 2. Ausgabe, McGraw - Hill 1970
- [Tol90] H. Tolentino, F. Baudelet, E. Dartyge, A. Fontaine, A. Lena and G. Tourillon: *Aberration-Free and Harmonic-Free Optics for Time-Resolved X-Ray Absorption Spectroscopy Using Synchrotron Radiation*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A **289** (1990) 307

- [Tot68] P. Tothill: Br. J. Appl. Phys. (J. Phys. D) **1** (1968) 1093
- [Tsc00] J. Tschischgale: *Hochauflösende Wellenlängenspektrometrie mit Kristallspektrometern zur Bestimmung der Lambverschiebung des Grundzustandes wasserstoffähnlicher Ionen*. Dissertation, FSU Jena, 2000
- [Usc90] I. Uschmann: *Beiträge zur Röntgendiagnose laserinduzierter Plasmen mit gebogenen Kristallen*. Dissertation, FSU Jena 1990
- [Usc93] I. Uschmann, E. Förster, K. Gäbel, G. Hölzer and M. Ensslen: *X-ray Reflection Properties of Elastic Bent Perfect Crystals in Bragg Geometry*. J. Appl. Cryst. **26** (1993) 405
- [Usc00] I. Uschmann: persönliche Mitteilungen, FSU Jena
- [Wal89] W. Walcher: *Praktikum der Physik*. Teubner-Verlag, Stuttgart 1989
- [Wha98] Wharton et al., PRL **81** (1998) 822
- [Wei96] Weinmann P.: Diplomarbeit: *Entwicklung eines Kristall-Monochromators für eine linear polarisierte Röntgenquelle*. Technische Universität München, Fakultät für Physik, angefertigt am Max-Planck-Institut für Physik (Werner-Heisenberg-Institut), 1996
- [Wes83] R. Westerholt: Dissertation: Universität Hamburg 1983
- [Whi50] J. E. White: *X-Ray diffraction by Elastically Deformed Crystals*. J. Appl. Phys. **21** (1950) 855-859
- [Wil96] K. Wille: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*. 2. Aufl., B. G. Teubner Stuttgart 1996
- [Wor65] J. J. Wortman and R. A. Evans: *Youngs Modulus, Shear Modulus and Poissons Ratio in Silicon and Germanium*. J. Appl. Phys. **36** (1), (1965) 153
- [Zac46] W. H. Zachariasen: *Theory of X-Ray Diffraction in Crystals*. John Wiley & Sons, Inc., Chapman & Hall, LTD., London, New York 1946
- [Zsc89] G. Zschornack: *Atomdaten für die Röntgenspektroanalyse*. VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1989

Computerprogramme

- [DIXI] G. Hölzer: Computerprogramm zur Berechnung der Reflexionseigenschaften ebener und elastisch gebogener Kristalle in BRAGG- und LAUE-Geometrie. Arbeitsgruppe Röntgenoptik, Inst. für Optik und Quantenelektronik, FSU Jena
- [ELA] G. Hölzer: Computerprogramm zur Analyse der elastischen Eigenschaften von Kristallen. Arbeitsgruppe Röntgenoptik, Inst. für Optik und Quantenelektronik, FSU Jena
- [LRAY] J. Tschischgale: Strahlbahnverfolgungsprogramm für ein Transmissionsspektrometer. Arbeitsgruppe Röntgenoptik, Inst. für Optik und Quantenelektronik, FSU Jena, 1999
- [SPEK] G. Hölzer, E. Andersson und J. Tschischgale: Programm zur Berechnung der Setup-Parameter für RÖNTGENSPEKTROMETER in BRAGG- und LAUEGEOMETRIE. FSU Jena. 1999
- [TRAY] M. Dirksmöller and M. Vollbrecht: T-RAY: Ray tracing program for crystal optics. Arbeitsgruppe Röntgenoptik, Inst. für Optik und Quantenelektronik, FSU Jena, 1998

Internet

- [NDS] S. Chu, L. Ekström: *Table of isotopes online database*. The Lund/LBNL Nuclear Data Search, Version 2.0, February 1999
<http://nucleardata.nuclear.lu.se/Database/toi/>
- [NIST] J. H. Hubbell and S. M. Seltzer: *Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients*. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, 1997.
<http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/cover.html>

Danksagung

Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr. Eckhart FÖRSTER für die interessante Aufgabenstellung und die Unterstützung zur Schaffung der experimentellen Rahmenbedingungen.

Danken möchte ich außerdem Frau Dr. Ortrud WEHRHAN, Herrn Dr. Ingo USCHMANN, Herrn Dr. Randolph BUTZBACH, Herrn Dr. Jörg TSCHISCHGALE und allen anderen Mitarbeitern der Arbeitsgruppe RÖNTGENOPTIK der FSU Jena, die geduldig alle meine Fragen beantworteten, mir neue Anregungen gaben und mich so bei der Anfertigung dieser Arbeit unterstützten. Insbesondere bedanke ich mich bei Herrn Dr. Gisbert HÖLZER für die vielen fachlichen Diskussionen, für die moralische Unterstützung im täglichen Auf und Ab auch nach seinem Ausscheiden aus der Arbeitsgruppe sowie für die gute Zusammenarbeit bei den gemeinsamen Experimenten.

Ganz besonders bedanke ich mich auch bei Frau Adelheid SAUPE für die Unterstützung bei der Präparation der Kristalle und bei Herrn Dipl. Phys. Diethard KLÖPFEL für die Unterstützung in technischen Fragen. Danken möchte ich ebenfalls der Belegschaft der Werkstätten des Bereichs Physik der FSU Jena für ihre präzise Arbeit; allen voran Herrn Dipl. Ing. Bernhard KLUMBIES.

Für die gute Zusammenarbeit und Unterstützung bei den gemeinsamen Experimenten bedanke ich mich bei allen Mitarbeitern der Forschungseinrichtungen LUND LASER CENTER (Lund, Schweden), INSTITUTE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE (Varenes, Kanada) und des HEALTH SCIENCE CENTER der State University New York (Syracuse, USA); insbesondere bei Herrn Dr. Matthias GRÄTZ, Herrn Laurence KIENAM, Herrn Anders SJÖGREN, Prof. Dr. J.-C. KIEFFER, Herrn Zhiming JIANG und Herrn Dr. Andrzej KROL.

Frau Gisela LENZ danke ich für die gründliche Suche nach orthographischen Schwächen im Manuskript.

Zu guter Letzt möchte ich noch meiner Wohngemeinschaft, meinen Freunden und Frau SCHUMANN danken, die einen wesentlichen Anteil am Gelingen dieser Arbeit hatten, indem sie mich immer wieder neu motivierten und mir Mut zusprachen.

Eidesstattliche Erklärung

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, daß ich die vorliegende Arbeit zum Thema

Entwicklung eines röntgenoptischen Systems für Angiographie des
menschlichen Herzens unter Ausnutzung laserproduzierter Plasmen

vollkommen selbständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet.

Bei der Auswahl und Auswertung folgenden Materials haben mir die nachstehend aufgeführten Personen in der jeweils beschriebenen Weise unentgeltlich geholfen:

- Ortrud WEHRHAN: Röntgendiffraktometrie (Bestimmung der Kristallorientierung und Anfertigung von LANGaufnahmen) und wissenschaftliche Diskussionen
- Gisbert HÖLZER: Bereitstellung der Computerprogramme ELAST und DIXI zur Berechnung der elastischen Konstanten und Reflexionseigenschaften der Kristalle sowie wissenschaftliche Diskussionen
- Ingo USCHMANN: wissenschaftliche Diskussionen
- Markus VOLLBRECHT: Bereitstellung des Computerprogramms TRAY zur Simulation der Detektorausleuchtung in Reflexionsgeometrie
- Jörg TSCHISCHGALE: Bereitstellung des Computerprogramms LAUERAY zur Simulation der Detektorausleuchtung in Transmissionsgeometrie

Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder andere Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwertige Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorliegenden Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Die geltende Promotionsordnung der Physikalisch-Astronomischen Fakultät ist mir bekannt.

Ich versichere hiermit ehrenwörtlich, daß ich nach bestem Wissen die reine Wahrheit gesagt und nichts verschwiegen habe.

A handwritten signature in black ink, reading 'Elke Andersson'. The script is cursive and fluid, with a long horizontal flourish extending to the right.

Jena, den 22. Juli 2002

Elke Andersson

Lebenslauf

Elke Andersson

13. Juni 1972

Geboren in Halle/Saale

Schulbesuch

1979 bis 1989

Allgemeinbildende Polytechnische Oberschule in Halle/S.

1989 bis 1991

Erweiterte Polytechnische Oberschule THOMAS MÜNTZER
in Halle/S.

28. Juni 1991

Abitur mit der Gesamtnote: gut (1.9)

Hochschulstudium

1991 bis 1997

Studium im Fach Physik an der MARTIN-LUTHER Univer-
sität Halle-Wittenberg

17. Februar 1997

Abschluß des Physikstudiums als Diplom-Physiker mit der
Gesamtnote: gut. Titel der Diplomarbeit: *Versetzungskon-
figurationen in Zwillingskorngrenzen*

Promotion

1997 bis 2000

Wissenschaftlicher Mitarbeiter der Arbeitsgruppe RÖNT-
GENoptik der FRIEDRICH-SCHILLER Universität zu Jena
Forschung auf den Gebieten der Charakterisierung und An-
wendung harter RÖNTGENstrahlung

berufliche Tätigkeit

ab 2000

Anstellung als Optikdesigner bei der CARL-ZEISS Jena
GmbH

Jena, den 22. Juli 2002

