

**Entwicklung eines neuartigen
bildgebenden Verfahrens zur
digitalen Subtraktionsradiographie
mit Übergangsstrahlung am
Mainzer Mikrotron MAMI**

Dissertation
zur Erlangung des Grades
„Doktor der Naturwissenschaften“
am Fachbereich Physik
der Johannes Gutenberg-Universität
Mainz

vorgelegt von
Frank Hagenbuck
geb. in Koblenz
Mainz 2001

.... alles wird gut

1. Gutachter:

2. Gutachter:

Tag der mündlichen Prüfung 15.03.2002

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden Entwicklung und Test eines neuartigen bildgebenden Verfahrens mit Röntgenstrahlung, Polychromographie genannt, beschrieben. Mit ihm können kontrastmittelgefüllte Strukturen unter breitbandiger, effizienter Ausnutzung des um die K-Absorptionskante des Kontrastmittels zur Verfügung stehenden Photonenflusses sichtbar gemacht werden.

Als Röntgenstrahlungsquelle wird Übergangsstrahlung verwendet, die vom 855 MeV Elektronenstrahl des Mainzer Mikrotrons MAMI beim Durchqueren eines Polyimidfolienstapels emittiert wird. Aus dieser wird mit einem hochorientierten pyrolytischen Graphit (HOPG)-Kristall ein quasimonochromatischer Röntgenstrahl erzeugt mit dem das Untersuchungsobjekt großflächig ausgeleuchtet wird. Zur Bildgebung wird an jedem Punkt in der Detektorebene die Energie der Strahlung über ein mehrere keV breites Intervall um die K-Absorptionskante des Kontrastmittels variiert. Die Kontrastmittelverteilung wird durch numerische Analyse der mit jedem Bildpunkt eines zweidimensional orts- und energieauflösenden Detektors aufgenommenen Intensitätsspektren ermittelt.

Die Erprobung der Polychromographie erfolgte bei einer mittleren Energie des quasimonochromatischen Röntgenstrahls von 20 keV. Als Untersuchungsobjekt wurde ein Phantom, bestehend aus Kupfer- und Molybdänfolien verschiedener Dicken ($d_{Cu} = 136, 272 \mu\text{m}$ und $d_{Mo} = 10, 5, 2.5 \mu\text{m}$) gewählt. Hierbei übernimmt das Molybdän, dessen K-Absorptionskante bei 20 keV liegt, die Rolle des Kontrastmittels. Als Detektor wurde eine pn-CCD verwendet, die mit 64×200 Pixeln einer Ausdehnung von $150 \mu\text{m} \times 150 \mu\text{m}$ eine Fläche von $1 \text{ cm} \times 3 \text{ cm}$ abdeckt. Sie wurde mit dem quasimonochromatischen Röntgenstrahl vollständig ausgeleuchtet. Die Energie der Strahlung wurde im Mittel für jedes Pixel der pn-CCD um $\Delta E = 2.6 \text{ keV}$ um die K-Kante von Molybdän variiert. Hierzu wurde - von einem digitalen Signalprozessor koordiniert - synchron sowohl der HOPG-Kristall über eine Strecke von 894 mm verfahren und in Abhängigkeit seiner Position der Bragg-Winkel eingestellt als auch über eine Regelung die Elektronenstrahlrichtung so variiert, daß die Übergangsstrahlung immer zentrisch auf den HOPG-Kristall traf. Die Änderung der Elektronenstrahlrichtung über einen Winkelbereich von -11 mrad bis $+12 \text{ mrad}$ am Folienstapel bei gleichbleibender Strahlposition erfolgte über eine mit magnetischen Linsen eingestellte Punkt-zu-Punkt-Abbildung.

Die Molybdänverteilung im Phantom konnte mit einer numerischen Analyse der Intensitätsspektren eindeutig rekonstruiert und damit die Funktionsfähigkeit der Polychromographie demonstriert werden. Es wurde gezeigt, daß sich das Signal-zu-Rausch-Verhältnis verbessert, solange sich beim Vergrößern des Durchstimmintervalls die im Intervall enthaltene Photonenzahl proportional vergrößert. Bei gegebener Photonenzahl liefert die Polychromographie bei dem angewandten Analyseverfahren ein um einen Faktor zwei geringeres Signal-zu-Rausch-Verhältnis als die Dichromographie. Kann das Absorptionsverhalten des Untersuchungsobjektes durch eine Leeraufnahme oder eine entsprechende Modellierung bei der Analyse vorgegeben werden, ist die Polychromographie äquivalent zur Dichromographie. Die für eine Aufnahme benötigte Gesamtphotonenzahl kann dann anstatt aus zwei schmalen Energiebändern mit hohem spektralen Fluß aus einem breiten Energieband mit entsprechend geringerem spektralen Fluß bezogen werden.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	7
2.1	Erzeugung von Übergangsstrahlung	7
2.2	Monochromatisierung von Röntgenstrahlung	10
2.3	Digitale Subtraktionsradiographie mit quasimonochromatischer Übergangsstrahlung	15
2.3.1	Prinzip	15
2.3.2	Bildrekonstruktion	17
3	Allgemeine Beschreibung des bildgebenden Verfahrens	20
3.1	Das HOPG-Monochromator-System	20
3.1.1	Prinzip	20
3.1.2	Energievariation in der Dispersionsebene	21
3.1.3	Anforderungen an die Genauigkeit der Winkeleinstellung des HOPG- Kristalls	23
3.2	Anforderungen an den Elektronenstrahl	25
3.2.1	Punkt-zu-Punkt-Abbildung	25
3.2.2	Strahlparameter zur homogenen Ausleuchtung des Untersuchungsob- jektes	29
3.3	Wahl des Untersuchungsobjektes	29
4	Experimenteller Aufbau	32
4.1	Übersicht	32
4.2	Punkt-zu-Punkt-Abbildung	34
4.2.1	Aufbau	34
4.2.2	Strahldiagnose bei der Einstellung der Punkt-zu-Punkt-Abbildung . .	36
4.3	Targetaufbau	36
4.4	Monochromator	38
4.5	Systemsteuerung	42
4.6	CCD-Detektor	44
4.7	Untersuchungsobjekt	46
4.8	Elektronik und Datenaufnahmesystem	46
5	Durchführung der Messung	52
5.1	Einstellung und Messung der Elektronenstrahlparameter	52
5.1.1	Einstellung der Punkt-zu-Punkt-Abbildung	52
5.1.2	Bestimmung der Strahlfleckgröße	53
5.1.3	Messung des Strahlstroms	54
5.2	Inbetriebnahme des HOPG-Monochromator-Systems	55

5.2.1	Einstellung der Strahlregelung	55
5.2.2	Optimierung der Kristalldrehbewegung	58
5.3	Durchführung der Messungen mit dem bildgebenden System	59
5.3.1	Eichmessungen	61
5.3.2	Bildgebende Messungen	65
6	Datenanalyse	70
6.1	Aufbereitung der Rohdaten	71
6.1.1	Energieeichung der pn-CCD und der HOPG-Kristallposition	71
6.1.2	Erzeugung der Intensitätsspektren	73
6.2	Analyse der Intensitätsspektren	75
7	Diskussion und Schlußfolgerungen	85
7.1	Diskussion der Messungen	85
7.1.1	Ergebnisse für die Dicke der Molybdänfolie	85
7.1.2	Signal-zu-Rausch-Verhältnis	88
7.2	Simulation der Messungen	94
7.2.1	Erzeugung der Spektren	94
7.2.2	Diskussion	94
7.3	Schlußfolgerungen	99
A	Ein Strahlführungssystem für Experimente mit kohärenter Röntgenstrahlung	107
A.1	Grundlagen der linearen Strahloptik	107
A.1.1	Einteilchenoptik	107
A.1.2	Strahloptik im Phasenraum	109
A.1.3	Erzeugung von Strahltaillen variabler Größe	111
A.2	Konzeption des Strahlführungssystems	119
A.2.1	Verlauf des Strahlführungssystems	119
A.2.2	Die Anforderungen der Experimente an die Strahloptik	122
A.2.3	Strahloptik für die Experimentierplätze	125
A.3	Aufbau des Strahlführungssystems	129
A.3.1	Komponenten der Strahlführung	129
A.3.2	Justage	132
A.3.3	Vakuumsystem	135
A.4	Messung der Strahlparameter	137
A.4.1	Emittanzmessung	137
A.4.2	Messung der Strahlfleckgröße an den verschiedenen Experimentierplätzen	143
A.4.3	Zusammenfassung	146
B	Anhang zur Durchführung der Messungen	149
B.1	Einstellung der Punkt-zu-Punkt-Abbildung	149
B.2	Eichung des Strahlstroms	150
B.3	Optimierung der Regelparameter	151
B.4	Durchführung der Optimierung der Kristalldrehbewegung	152
C	Datenaufbereitung	158
C.1	Korrektur der Rohdaten	158
C.2	Details zur Energieeichung der pn-CCD und der HOPG-Kristallposition	160
C.3	Fehlerdiskussion	162

D Herleitungen	165
D.1 Anstieg der Photonenzahl mit wachsendem Analyseintervall	165
D.2 Signal-zu-Rausch-Verhältnis	166
D.2.1 Das SNR im Modell der linearen Regression	166
D.2.2 Das SNR im Modell der linearen Regression mit bekannter Steigung .	169
D.3 Detective quantum efficiency (DQE)	170

1 Einleitung

Röntgenstrahlung ist eines der wichtigsten Instrumente in der medizinischen Diagnostik zur Erkennung krankhafter struktureller Veränderungen und Funktionsstörungen im Innern des Körpers. Die Röntgendiagnostik beruht dabei auf der unterschiedlichen Absorption der Röntgenstrahlung durch die verschiedenen Gewebsarten und Organe, wodurch bei Bestrahlung ein entsprechend kontrastiertes Abbild des belichteten Bereichs erzeugt wird.

Besonderes Interesse gilt der Darstellung des Blutgefäßsystems (Angiographie), zu dessen Sichtbarmachung ein jodhaltiges Kontrastmittel eingesetzt wird, und hier vor allem der Untersuchung von Verengungen (Stenosen) der Herzkranzgefäße (Koronargefäße). Koronarstenosen verursachen eine Mangeldurchblutung der Koronararterien, die sogenannte Koronarinsuffizienz, die zu einer unzureichenden Durchblutung des Herzmuskels und damit seiner mangelhaften Versorgung mit Sauerstoff und Nährstoffen führt. Folge der Koronarinsuffizienz sind Herzinsuffizienz und bei akutem Auftreten Angina Pectoris. Kommt es zu einem endgültigen Verschluß der Koronarstenosen, wie z.B. durch eine Koronarthrombose, führt dies zum lebensbedrohlichen Herzinfarkt.

Das heute in der klinischen Praxis angewandte Verfahren zur Darstellung der Koronararterien ist die selektive Koronarangiographie. Bei dieser invasiven Technik wird ein Katheter über das Arteriensystem und die Aorta an den Eingang der zu untersuchenden Koronararterie geschoben. Da das Kontrastmittel so direkt vor Ort freigesetzt werden kann, lassen sich die Koronararterien mit hohem Kontrast abbilden. Eine weitere Kontrastverstärkung ist möglich, wenn von der Aufnahme ein ohne Kontrastmittel erzeugtes äquivalentes Bild subtrahiert wird (Digitale Subtraktionsangiographie DSA im Zeitsubtraktionsmodus), da sich hierbei identische Bildanteile auslöschen. Das Verfahren liefert sehr gute Bilder. In Verbindung mit dem invasiven Charakter der Katheterisierung treten jedoch bei ca. 1.5% der Eingriffe Komplikationen auf, die Mortalität liegt bei 0.1% [DDH⁺99], so daß das Verfahren nur bei schwerwiegenden Verdachtsmomenten angewandt wird.

Da in der westlichen Zivilisation ca. 50% aller Todesfälle auf kardiovaskuläre Erkrankungen zurückzuführen sind [Dix95], ist das Interesse in der Medizin an der Darstellung der Koronararterien mit einer nichtinvasiven oder minimalinvasiven Methode, die eine ambulante Untersuchung und regelmäßige Kontrolle des Krankheitsverlaufs erlauben, groß. Das zur Zeit einzige unter den minimal- und nichtinvasiven Verfahren, das in der Lage ist Strukturen mit einem Durchmesser von 1 mm und weniger abzubilden, ist die Dichromographie. Diese nutzt die sprunghafte Änderung des Absorptionskoeffizienten eines Kontrastmittels (Jod) im Bereich seiner Absorptionskante zur Kontrasterzeugung. Hierzu wird ein Bild mit einer Energie der monochromatischen Röntgenstrahlung knapp unterhalb der K-Absorptionskante (E_1) von Jod bei 33.17 keV und ein Bild knapp oberhalb der K-Absorptionskante (E_2) aufgenommen. Während sich, wie in Abb. 1.1 zu sehen, der Absorptionskoeffizient von Jod an der K-Kante um einen Faktor 5.5 ändert, variiert der Absorptionskoeffizient des umliegenden Weichgewebes und der Knochen nur geringfügig. Durch logarithmische Subtraktion der Einzelbilder

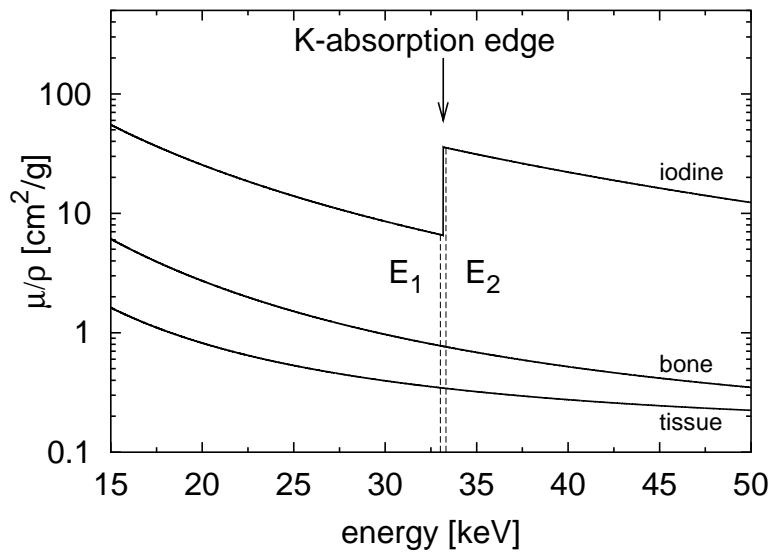


Abbildung 1.1: Massenschwächungskoeffizient von Jod, Weichgewebe [Nis99] und Knochen [JC83] in Abhängigkeit der Photonenenergie. Die Energien E_1 und E_2 kennzeichnen die für die Dichromographie verwendeten monoenergetischen Teilstrahlen der Bandbreite $\Delta E \leq 250$ eV.

kann die Jodverteilung kontrastreich dargestellt werden. Aufgrund des energieselektiven Charakters wird das Verfahren auch als Digitale Energie Subtraktions Angiographie (DESA) bezeichnet. Die DESA ermöglicht den Jodnachweis auch noch bei sehr geringen Massendichten bis hinab zu 1 mg/cm^2 . Dies entspricht einem Gefäß mit 1 mm Durchmesser bei einem intravenös injizierten Kontrastmittel (370 mg/ml Jod), das auf seinem Weg in die Koronararterien um ca. einen Faktor 40 verdünnt wird. Bei einer Änderung des Massenschwächungskoeffizienten von Jod bei 300 eV Abstand der Energien E_1 und E_2 von $\Delta\mu/\rho = 28.9 \text{ cm}^2/\text{g}$ resultiert hierbei ein Unterschied von 3% im Signal der beiden Einzelbilder. Für einen statistisch signifikanten Nachweis erfordert dies vor dem Patienten einen Photonenfluß von $2.7 \cdot 10^{11}/(\text{mm}^2\text{s})$ in den monochromatisierten Strahlen einer Bandbreite von $\Delta E \leq 250$ eV [Dix95, DDH+99].

Die Dichromographie wurde bereits 1953 von Jacobson [Jac53] vorgeschlagen. Aber erst mit der Entwicklung von Synchrotronstrahlungsquellen der zweiten Generation stehen Röntgenquellen zur Verfügung, mit denen monochromatische Strahlung genügend hoher Intensität für die DESA erzeugt werden kann, so daß innerhalb der letzten 20 Jahre weltweit enorme Anstrengungen in der Entwicklung von Systemen zur DESA unternommen wurden.

Im Jahre 1979 wurde ein Programm am Stanford Synchrotron Radiation Laboratory (SSRL), Stanford, USA gestartet [HZC+83, ZHF+84, HRZ+86], das 1990 an die National Synchrotron Light Source (NSLS) in Brookhaven, USA verlegt wurde [TGC+92]. Im gleichen Jahr begann ein Projekt am VEPP-4 Speicherring in Novosibirsk, Rußland [DDK+86, MP87]. Am Synchrotronstrahlungslabor HASYLAB in Hamburg wurde 1981 mit den Arbeiten am System NIKOS (Nichtinvasive Koronarangiographie mit Synchrotronstrahlung) begonnen [DEG+86], 1984 wurde ein Programm an der Photon Factory in Tsukuba, Japan initiiert [AAH+86]. Im Jahre 1988 wurde für die Argonne Advanced Photon Source (APS) eine Beamline für die DESA entworfen [SW88]. An der European Synchrotron Radiation Facility (ESRF) in Grenoble, Frankreich wurde 1990 der Entschluß gefaßt einen Meßplatz für medizinische Anwendungen, hierunter auch die DESA, einzurichten [ECB+99].

Die ersten Patienten wurden 1986-1989 am SSRL untersucht [TRZ⁺89, RGG⁺90], 1990 begannen die Untersuchungen an der NSLS [TGC⁺92, GCT⁺95] und in Hamburg [DEG⁺92, Dix95]. An der ESRF konnten im Jahr 2000 die ersten Aufnahmen von Patienten gemacht werden [EFE⁺00]. Das zur Zeit ausgereifteste System ist NIKOS in Hamburg, an dem 1998 eine Studie mit 230 Patienten abgeschlossen wurde, die zu einer Bewertung des Verfahrens durch Vergleich der mit der DESA und mit selektiver Koronarangiographie gewonnenen Aufnahmen verwendet wird [DDH⁺99].

Bei NIKOS, s. Abb. 1.2, wird mit Hilfe eines Wignlers weiße Synchrotronstrahlung erzeugt. Ein Doppelmonochromator in Laue-Geometrie spaltet diese in zwei räumlich versetzte, konvergente, monochromatische Teilstrahlen der Energie E_1 und E_2 auf, die sich im Patienten kreuzen. Mit einem zwei-Zeilen-Detektor wird die Intensität der beiden Teilstrahlen hinter dem Patienten zeitgleich orts aufgelöst gemessen. Um ein zweidimensionales Bild zu erhalten, wird der Patient während der systolischen Herzphase innerhalb von 250 ms vertikal durch den Strahl gefahren ("endsystolisches Bild").

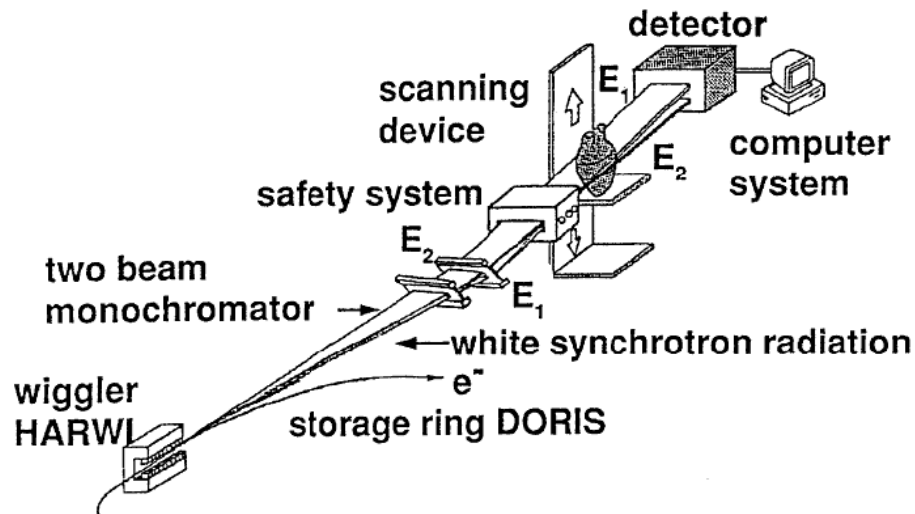


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung des Systems NIKOS am HASYLAB, Hamburg [Dix95].

Der Aufbau der übrigen Systeme ist im Prinzip ähnlich, lediglich die Systeme in Japan sind in Echtzeit zweidimensional bildgebende Verfahren [AAH⁺86, FNS⁺89, UUT⁺91]. Bei ihnen muß jedoch zur Erzeugung der monochromatisierten Teilstrahlen schnell bewegte Mechanik eingesetzt werden. Ihre Erprobung erfolgte bisher nur in Tierversuchen.

Um einen weitverbreiteten Einsatz dieser neuen medizinischen Technik zu ermöglichen, werden, trotz aller inzwischen erzielten Erfolge der DESA, kleine und kostengünstige Strahlungsquellen benötigt, die mit möglichst geringem technischem und personellen Aufwand in Kliniken betrieben werden können. Neben der Entwicklung kompakter Synchrotronstrahlungsquellen [WBC⁺94, BFH⁺00] wurden daher auch andere Mechanismen zur Erzeugung der Röntgenstrahlung diskutiert [Car94], so z.B. auch Channeling Strahlung [GPB⁺93, Knü94]. Auch der Einsatz von Strahlungsquellen, die auf Emission von Röntgenfluoreszenzlinien geeigneter Energie beruhen, wie sie z.B. durch Verwendung einer mit unterschiedlichen Targetmaterialien bestückten Anode bereitgestellt werden können, wurden für die DESA erörtert [MSK91, TTN⁺95, ZCM⁺97].

Das große Interesse an einer minimalinvasiven Technik zur Darstellung der Koronargefäße wird daran deutlich, daß auch gänzlich andere Ansätze zur Bilderzeugung vorgeschlagen werden, wie z.B. in [Cso99]. Hier sollen die mit dem Kontrastmittel gefüllten Strukturen breitbandig mit Röntgenstrahlung bestrahlt werden, deren Energie ausschließlich oberhalb der K-Kante des Kontrastmittels liegt. Der Nachweis der emittierten Fluoreszenzstrahlung in Abhängigkeit der Position des Röntgenstrahls geringer Ausdehnung, mit dem das zu untersuchende Objekt abgerastert wird, liefert so Informationen über die Ortsverteilung des Kontrastmittels.

Neben den Bemühungen in der Entwicklung kompakter Strahlungsquellen konnten auch in der Technik der Röntgendetektoren für medizinische Anwendungen Fortschritte gemacht werden. So wird am NSLS ein zwei-Zeilen-Si(Li)-Detektor, bestehend aus 2×600 Elementen, mit einer horizontalen Auflösung von 0.25 mm eingesetzt [GCT⁺95]. NIKOS verwendet eine zwei-Zeilen-Ionisationskammer mit 336 Pixeln ($0.4 \text{ mm} \times 0.4 \text{ mm}$) pro Zeile und einer Auslesezeit von 0.18 ms für beide Zeilen [LBD⁺98]. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für 33 keV Photonen beträgt 85%. An der ESRF wird ein zwei-Zeilen-Germanium-Detektor (HPGe) eingesetzt, dessen Zeilen jeweils aus 432 Elementen mit einer Ausdehnung von $0.3 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ (Breite \times Höhe) bestehen. Die Quanteneffizienz des segmentierten 2 mm dicken Ge-Kristalls beträgt bei 33 keV nahezu 100% [ECB⁺99]. Es kann daher davon ausgegangen werden, daß in naher Zukunft auch zweidimensional ortsauflösende Germanium-Detektoren mit ausreichender Ortsauflösung für die DESA erhältlich sein werden.

Daneben ist damit zu rechnen, daß in Zukunft im Zuge der Forschung und Entwicklung im Rahmen neuer Beschleunigerprojekte für die Hochenergiephysik, wie z.B. TESLA [BMRe97], kompakte Linearbeschleuniger kostengünstig zur Verfügung stehen werden.

Die Möglichkeit der Entwicklung eines Systems zur DESA am Mainzer Mikrotron MAMI wurde aufgrund all dieser Entwicklungen innerhalb der Forschungsaktivitäten der X1-Kollaboration untersucht. Der 855 MeV Elektronenbeschleuniger mit einem Maximalstrom von $100 \mu\text{A}$ bietet aufgrund seiner hervorragenden Strahleigenschaften (Emittanz $\epsilon_x = 7.3 \text{ nm rad}$, $\epsilon_y = 1 \text{ nm rad}$ (jeweils 1σ -Werte) [Hag95]) die Möglichkeit Röntgenstrahlung hoher Brillanz zu erzeugen. Hierbei können mit dem externen Elektronenstrahl auch Strahlungsmechanismen ausgenutzt werden, bei denen der Elektronenstrahl mit Materie wechselwirkt. So kann mit Hilfe der Übergangsstrahlung aus einem geeignet optimierten Folienstapel ein harter, polychromatischer Röntgenstrahl mit einer Energie von bis zu 50 keV erzeugt werden.

Im Rahmen einer Diplomarbeit wurden in diesem Zusammenhang Optimierungsrechnungen für einen Folienstapel zur Erzeugung intensiver 33 keV Strahlung durchgeführt [Kni95]. In einer weiteren Arbeit [Joh95] wurde aus der mit einem Testfolienstapel erzeugten Übergangsstrahlung mit einem hochorientierten pyrolytischen Graphit (HOPG)-Kristall ein 33 keV Röntgenstrahl erzeugt und der erreichbare Photonenfluß bestimmt. Da sich hierbei zeigte, daß der für die DESA notwendige Photonenfluß am MAMI nicht erreicht werden kann, wurde ein Konzept entwickelt, das den zur Verfügung stehenden Fluß mit maximaler Effizienz nutzt. Das Prinzip des Verfahrens soll im folgenden erläutert werden.

Die Übergangsstrahlung stellt ein breites Energiespektrum bereit, die Dichromographie nutzt jedoch, wie in Abb. 1.3 (a) schematisch dargestellt, nur zwei monochromatische Teilstrahlen mit einer Bandbreite von jeweils $\Delta E \leq 250 \text{ eV}$ und verwirft alle restlichen zur Verfügung stehenden Photonen. Diese Photonen lassen sich zur Bildgebung verwenden, wenn für jeden Punkt eines Untersuchungsobjekts die Intensität hinter dem Objekt, wie in Abb. 1.3 (b) schematisch gezeigt, nicht nur bei zwei Energien, sondern über ein Energieintervall von mehreren keV gemessen wird. Zum signifikanten Nachweis eines Elements steht somit der Intensitäts-

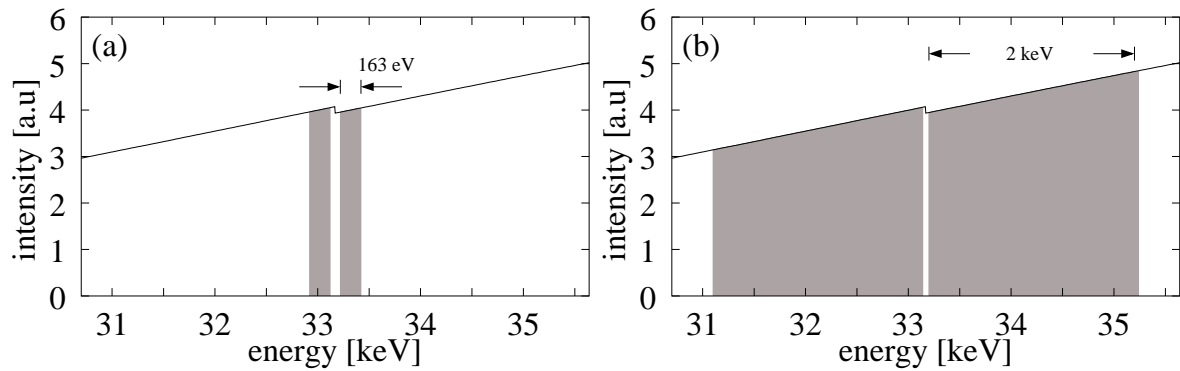


Abbildung 1.3: Qualitative Darstellung einer (a) schmalbandigen Nutzung wie bei der Dichromographie und (b) einer breitbandigen Nutzung der von einer Quelle zur Verfügung gestellten Photonen. Gezeigt ist jeweils der Intensitätsverlauf hinter dem Untersuchungsobjekt. Die zur Bildgebung verwendete Bandbreite der Strahlung ist grau unterlegt dargestellt.

verlauf über das gesamte gemessene Energieintervall zur Verfügung. Realisieren läßt sich eine solche polychromatische Bildgebung, Polychromographie genannt, mit Hilfe des in Kapitel 3.1 vorgestellten HOPG-Monochromator-Systems. Dieses wurde im Rahmen einer weiteren Diplomarbeit [Gör97] entwickelt.

Wie in Abschnitt 7.3 dieser Arbeit deutlich wird, ist eine Darstellung der Koronararterien am MAMI jedoch auch mit diesem Verfahren aufgrund des extrem zeitkritischen Charakters der Bildaufnahme und dem daraus resultierenden hohen benötigten Photonenfluß nicht möglich. Das Konzept wurde daher im Hinblick auf weniger zeitkritische Anwendungen, wie z.B. der Darstellung der Lunge, weiterverfolgt. Wie in [RGG⁺95, GGO⁺98] dargelegt, kann auch die Lunge mit der Dichromographie abgebildet werden. Als Kontrastmittel dient hierbei das Edelgas Xenon mit der K-Absorptionskante bei 34.56 keV, das der Patient in einem Gemisch mit Sauerstoff einatmet und ca. 5 s innehalten kann. Hiermit steht zur Bildaufnahme ein um einen Faktor 20 längerer Zeitraum als bei der DESA zur Verfügung, so daß es zu untersuchen galt, ob für eine solche Applikation die angestrebte polychromatische Bildgebung von Interesse sein könnte. Ein weiteres Anwendungspotential bietet sich im Bereich der Material- und Geowissenschaften im Zusammenhang mit einer zerstörungsfreien, elementspezifischen Analyse der Zusammensetzung von Proben.

Die Zielsetzung dieser Arbeit bestand daher im Aufbau und Test eines Prototyps eines polychromatischen bildgebenden Systems mit Übergangsstrahlung am Elektronenstrahl des Mainzer Mikrotrons. Im Mittelpunkt stand hierbei die prinzipielle Funktionsfähigkeit des Verfahrens zu demonstrieren. Hierzu wurden Testmessungen bei einer mittleren Photonenenergie von 20 keV an einem Phantom, bestehend aus Kupfer- und Molybdänfolien verschiedener Dicken ($d_{Cu} = 136, 272 \mu\text{m}$, $d_{Mo} = 10, 5, 2.5 \mu\text{m}$), durchgeführt. Dabei übernahm das Molybdän, dessen K-Absorptionskante bei 20 keV liegt ¹, die Rolle des Kontrastmittels. Besonderes Interesse galt der Fragestellung, inwieweit Photonen, die bei einer breitbandigen Transmissionsmessung weit entfernt von der K-Kante von Molybdän bei 20 keV liegen, Information über das Kontrastmittel liefern und ob die Polychromographie äquivalent zur Dichromographie ist, so daß die für die Bildgebung benötigte Photonenzahl aus den beiden schmalbandigen Teilstrahlen auf einen breiten Energiebereich verteilt werden kann. Verbunden ist dies mit der Frage, ob sich das zur Bildgebung verwendete Energieintervall beliebig vergrößern läßt

¹Exakt liegt die K-Absorptionskante von Molybdän bei 19.9995 keV [Fir96].

oder ob dem Informationsgewinn Grenzen gesetzt sind und welche Konsequenzen ein solches Verfahren für den für die Bildaufnahme benötigten primären Photonenfluß der Quelle hat. Erste Ergebnisse dieser Arbeit wurden bereits in [HBC⁺01] veröffentlicht.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt: In Kapitel 2 werden die für das Verständnis der Arbeit relevanten Eigenschaften der Übergangsstrahlung sowie der Monochromatisierung von Röntgenstrahlung zusammengefaßt und das Prinzip der polychromatischen Bildgebung erläutert. Im Anschluß daran erfolgt eine allgemeine Beschreibung des bildgebenden Verfahrens. In Kapitel 4 wird der experimentelle Aufbau des Systems geschildert, während Kapitel 5 die Beschreibung der Durchführung der Messungen beinhaltet. Die Analyse der Daten erfolgt in Kapitel 6, die Diskussion der Ergebnisse und die Schlußfolgerungen hieraus werden in Kapitel 7 dargelegt.

Das entwickelte, neuartige, bildgebende Verfahren ist eng mit den Abbildungseigenschaften des Strahlführungssystems der X1-Kollaboration verknüpft. Dieses existierte zu Beginn dieser Arbeit noch nicht. Ein weiterer Schwerpunkt dieser Arbeit bestand daher zunächst darin, ausgehend von einer Diplomarbeit [Hag95] das Strahlführungssystem neu zu konzipieren und komplett aufzubauen. Eine Darstellung der hierbei durchgeführten Arbeiten sowie die Vermessung der Strahleigenschaften an den verschiedenen Experimentierplätzen wird in Anhang A gegeben.

2 Grundlagen

Die Polychromographie verwendet als Röntgenquelle Übergangsstrahlung, die zur Nutzung für die Bildgebung monochromatisiert werden muß. Daher folgt in diesem Kapitel zunächst eine Zusammenfassung der wichtigsten Eigenschaften der Übergangsstrahlung sowie der relevanten Merkmale bei der Monochromatisierung von Röntgenstrahlung. Das Prinzip des neuartigen, bildgebenden Verfahrens wird im letzten Abschnitt vorgestellt.

2.1 Erzeugung von Übergangsstrahlung

Übergangsstrahlung (engl. **T**ransition **R**adiation, kurz TR) wurde 1945 von Ginzburg und Frank [GF45] vorhergesagt. Sie entsteht, wenn ein geladenes Teilchen (bei den in dieser Arbeit durchgeführten Experimenten hochrelativistische Elektronen mit einer Energie von $E_{e^-} = 855$ MeV) die Grenzfläche zweier Medien unterschiedlicher dielektrischer Polarisierbarkeit durchquert. Das Elektron induziert dabei auf seinem Weg durch das Medium zeitlich veränderliche Dipole, die Dipolstrahlung emittieren, s. Abb. 2.1. Alle Dipole in einer Ebene senkrecht zur Bewegungsrichtung des Elektrons emittieren ihre Wellenzüge gleichzeitig. Aufgrund der Phasendifferenz der an unterschiedlichen Orten in dieser Ebene ausgesandten Wellenzüge interferieren jedoch nur die Strahlungsbeiträge der innerhalb eines Kohärenzradius ρ emittierten Wellenzüge konstruktiv. Längs der Bewegungsrichtung des Elektrons werden die Wellenzüge zeitlich versetzt emittiert. Die hierbei auftretenden Phasendifferenzen führen dazu, daß nur Strahlungsbeiträge der innerhalb einer Kohärenzlänge Z kurz vor der Grenzfläche emittierten Wellenzüge konstruktiv interferieren. Während also überall im Medium von elementaren Dipolen kohärente Strahlung emittiert wird, resultiert die beobachtbare TR effektiv nur aus einem um die Elektronenbahn zylinderförmigen Volumen an der Grenzfläche. Alle übrigen Strahlungsbeiträge interferieren destruktiv.

In relativistischer Näherung ergibt sich der Kohärenzradius zu $\rho = 2c/(\omega\Theta)$. Während er allein durch die Frequenz der Strahlung ω und den Beobachtungswinkel Θ relativ zur Elektronenstrahlrichtung bestimmt ist, gehen in die als Formationslänge bezeichnete Kohärenzlänge Z auch die Eigenschaften des Mediums ein. Sie ist in der Hochfrequenznäherung, in der die Energie der Strahlung weit oberhalb der K-Absorptionskante des Mediums liegt und die Dielektrizitätskonstante ϵ über die Plasmfrequenz ω_p gemäß $\epsilon(\omega) \simeq 1 - \omega_p^2/\omega^2$ ausgedrückt werden kann, gegeben durch [CHMP74]

$$Z_i(\Theta, \omega) = \frac{4c}{\omega} \frac{1}{(1/\gamma)^2 + \Theta^2 + (\omega_{p,i}/\omega)^2} \quad . \quad (2.1)$$

Hierin bezeichnet γ den Lorentz-Faktor des Elektrons und $\omega_{p,i} = \sqrt{4\pi n_{e,i} r_e c^2}$ [Jac83] die Plasmfrequenz des Mediums i , wobei $n_{e,i}$ die Elektronendichte des Materials angibt, und $r_e = 2.818$ fm der klassische Elektronenradius ist.

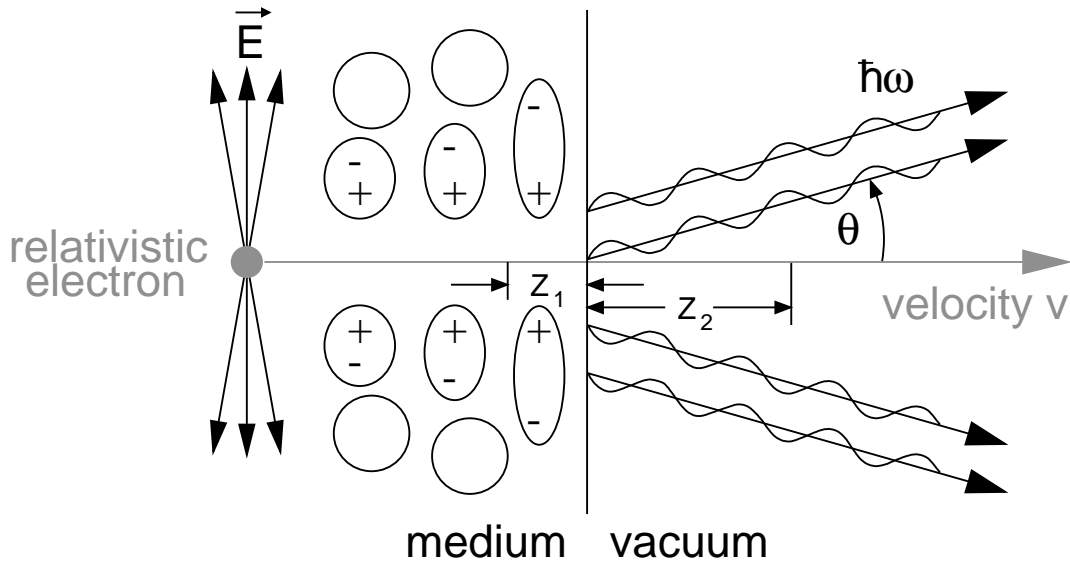


Abbildung 2.1: Entstehung der Übergangsstrahlung. Das elektrische Feld des relativistischen Elektrons verursacht eine zeitabhängige Polarisation des Mediums, die zur Emission von Dipolstrahlung führt. Nur die innerhalb der Formationslänge Z_1 an der Grenzfläche Medium-Vakuum ausgesandten Wellenzüge tragen bei phasenrichtiger Summation aller Strahlungsbeiträge effektiv zur TR bei. Die Emission erfolgt im wesentlichen in einen vorwärtsgerichteten Kegel mit halbem Öffnungswinkel $\Theta \simeq 1/\gamma$.

So beträgt bei einer Energie von 20 keV und $\Theta = 0.6$ mrad für das als Radiatormaterial verwendete Polyimid mit $\hbar\omega_p = 24.6$ eV die Formationslänge $Z = 17.7 \mu\text{m}$, für Vakuum mit $\hbar\omega_p = 0$ eV liegt sie bei $Z = 55 \mu\text{m}$.

Die Anzahl der von einem Elektron beim Durchqueren einer Grenzfläche zweier Medien mit den Formationslängen Z_1 und Z_2 unter dem Beobachtungswinkel Θ pro Raumwinkelement $d\Omega$ und relativer Bandbreite $d\hbar\omega/\hbar\omega$ ausgesandten Photonen hängt quadratisch von der Differenz der Formationslängen ab und ist gegeben durch [CHMP74]

$$\frac{d^2 N_0}{(d\hbar\omega/\hbar\omega) d\Omega} = \frac{\alpha \Theta^2 \omega^2}{16\pi^2 c^2} \left[Z_1(\Theta, \omega) - Z_2(\Theta, \omega) \right]^2. \quad (2.2)$$

Aufgrund der relativistischen Kinematik erfolgt die Emission der Übergangsstrahlung hauptsächlich in einen Vorwärtskegel mit einem Öffnungswinkel von näherungsweise $2/\gamma$. Längs der Elektronenachse, d.h. für $\Theta = 0$ mrad wird aus Symmetriegründen keine Strahlung emittiert. Das Spektrum der Übergangsstrahlung ist breitbandig und erstreckt sich näherungsweise bis zu einer vom Medium bestimmten Abbruchenergie $\hbar\omega_c = \gamma\hbar\omega_p$. Für Polyimid liegt diese bei 855 MeV Elektronen mit $\gamma = 1673$ im harten Röntgenbereich bei ca. 41.2 keV. Der Öffnungswinkel des Strahlungskegels beträgt ca. $2 \cdot 0.6$ mrad.

Die Intensität der Übergangsstrahlung läßt sich erhöhen, wenn das Elektron mehrere Grenzflächen, wie z.B. einen Stapel aus äquidistant angeordneten Folien durchläuft (s. Abb. 2.2) und die kohärent emittierten Strahlungsbeiträge konstruktiv interferieren. Bei Vernachlässigung von Absorption und Aufstreuung wird das differentielle Energiespektrum der pro Elektron und Raumwinkelement von einem Stapel aus M Folien der Dicke l_1 und Abstand l_2

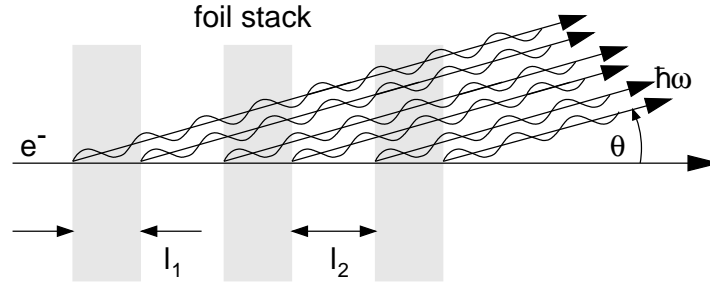


Abbildung 2.2: Übergangsstrahlung beim Folienstapel. Die an jeder Grenzfläche der äquidistant im Abstand l_2 angeordneten Folien der Dicke l_1 erzeugten Strahlungsbeiträge überlagern sich kohärent.

emittierten Übergangsstrahlung beschrieben durch [CHMP74]

$$\frac{d^2 N}{(d\hbar\omega/\hbar\omega) d\Omega} = \underbrace{\left(\frac{d^2 N_0}{(d\hbar\omega/\hbar\omega) d\Omega} \right)}_{F_1} \cdot \underbrace{\left(4 \sin^2 \left(\frac{l_1}{Z_1} \right) \right)}_{F_2} \cdot \underbrace{\left(\frac{\sin^2(MX)}{\sin^2 X} \right)}_{F_3}. \quad (2.3)$$

Hierin beschreibt F_1 die nach Gl. (2.2) gegebene Intensitätsverteilung für eine einzelne Grenzfläche, F_2 trägt der Interferenz der an Vorder- und Rückseite einer Folie ausgesandten Wellenzüge Rechnung, und F_3 berücksichtigt die Interferenz der Strahlung der M Folien, wobei $X = l_1/Z_1 + l_2/Z_2$ ist. Im Falle von Resonanz, d.h. für $l_1/Z_1 = (m - 1/2)\pi$ und $X = r\pi$, wobei m und r ganze, positive Zahlen sind, kann die Intensität im Vergleich zur Einzelgrenzfläche um einen Faktor $4M^2$ erhöht werden.

Der Intensitätssteigerung durch Erhöhung der Folienzahl sind durch die Aufstreuung des Elektronenstrahls im Folienstapel, mit der ein Kohärenzverlust der an unterschiedlichen Grenzflächen ausgesandten Strahlungsbeiträge einhergeht, sowie durch die Selbstabsorption der Übergangsstrahlung im Radiator allerdings Grenzen gesetzt. Eine ausführliche Diskussion der Optimierung von Folienstapeln findet sich in [Har92, Kni95].

Zur Erzeugung intensiver 33 keV Röntgenstrahlung wurden Optimierungsrechnungen sowohl für einen Berylliumfolienstapel [Kni95] als auch für einen Diamantfolienstapel durchgeführt [Man97]. Da beide Materialien kostenintensiv sind und Beryllium zudem toxisch ist, wurde bei den hier beschriebenen Experimenten auf einen im Rahmen einer Diplomarbeit [Joh95] gefertigten Polyimidfolienstapel zurückgegriffen. Ein Test der prinzipiellen Funktionsweise des bildgebenden Verfahrens wird durch den etwas geringeren zu erwartenden Photonенfluß, s. Abb. 2.3, in keiner Weise eingeschränkt. Der verwendete Folienstapel ist durch die in Tab. 2.1 aufgeführten Parameter charakterisiert.

Tabelle 2.1: Parameter des verwendeten Folienstapels.

Material		Polyimid ($C_{22}H_{10}N_2O_5$)
Folienanzahl	M	30
Foliendicke	l_1	25 μm
Folienabstand	l_2	75 μm

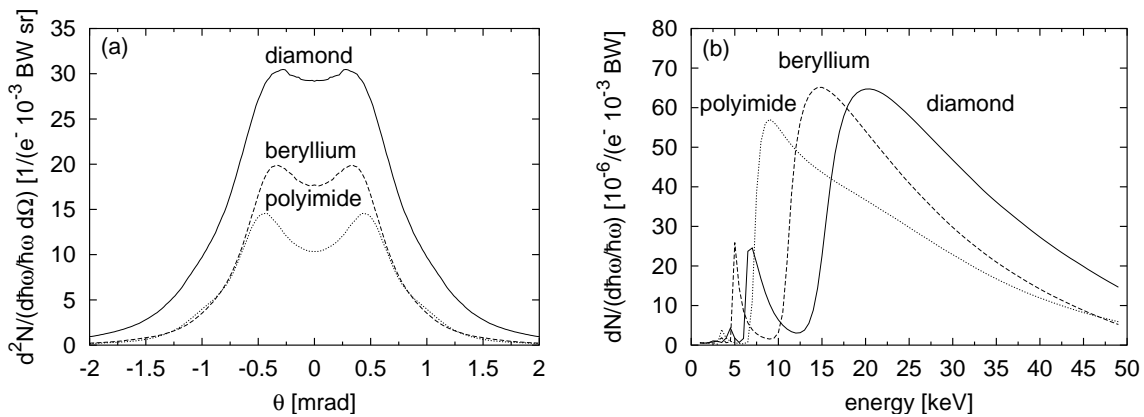


Abbildung 2.3: Berechnete Winkel- und Energieverteilung der von einem divergenzfreien 855 MeV Elektronenstrahl beim Durchqueren eines Beryllium- ($M = 30$, $l_1 = 32 \mu\text{m}$, $l_2 = 69 \mu\text{m}$), eines Diamant- ($M = 30$, $l_1 = 19.6 \mu\text{m}$, $l_2 = 65$) und eines Polyimidfolienstapels erzeugten Übergangsstrahlung. Die Verteilungen wurden mit dem Rechenprogrammpaket *tr_simul* [Ket00] ermittelt.

(a) Winkelverteilung bei einer Energie von 33 keV. Die Emission der Strahlung erfolgt vorwiegend unter $\Theta \leq 1$ mrad. Das Intensitätsmaximum liegt näherungsweise bei $\Theta_{max} \simeq 1/\gamma = 0.6$ mrad. Durch die Aufstreuung der Elektronen im Folienstapel wird das Intensitätsminimum bei $\Theta = 0$ mrad aufgefüllt, so daß auch auf der Achse Strahlung beobachtbar ist.

(b) Integrierte Energieverteilung der in einen Vorwärtskegel mit halbem Öffnungswinkel $\Theta = 0.7$ mrad emittierten Übergangsstrahlung. Die Grenzenergie $\hbar\omega_c$ liegt für Beryllium bei 43.7 keV, für Diamant bei 63.9 keV und für Polyimid bei 41.2 keV.

2.2 Monochromatisierung von Röntgenstrahlung

Da die Übergangsstrahlung, wie in Abb. 2.3 (b) gezeigt, ein weißes Spektrum besitzt, muß sie zur Verwendung für die Bildgebung monochromatisiert werden. Dies erfolgt mit Bragg-Reflexion an Kristallen, s. Abb. 2.4. In n -ter Reflexordnung ist die Wellenlänge λ der von einem Kristall mit dem Netzebenenabstand d unter dem Bragg-Winkel Θ_B reflektierten Strahlung durch die Bragg-Bedingung

$$n\lambda = 2d \sin \Theta_B \quad (2.4)$$

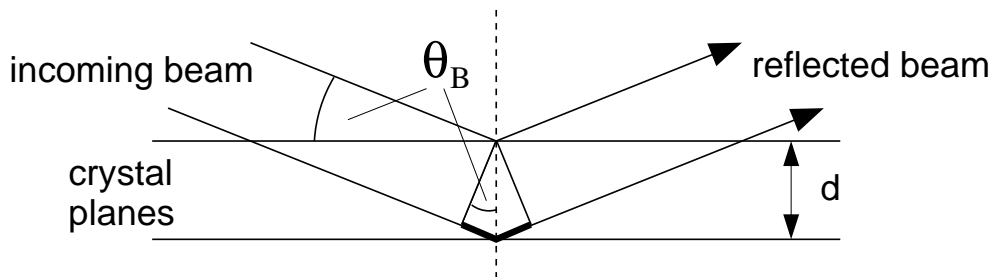


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der Bragg-Reflexion am Kristallgitter. Zwei unter dem Bragg-Winkel Θ_B einfallende Strahlen besitzen nach Reflexion an zwei im Abstand d benachbarten Netzebenen einen Gangunterschied von $2d \sin \Theta_B$. Entspricht dieser einem ganzzahligen Vielfachen der Wellenlänge λ , kommt es zu konstruktiver Interferenz.

gegeben. Mit der Lichtgeschwindigkeit c und $\hbar = h/2\pi$ (h Plancksches Wirkungsquantum) ergibt sich die Energie E der reflektierten Strahlung in erster Reflexordnung zu

$$E = \frac{\pi\hbar c}{d \sin \Theta_B} \quad . \quad (2.5)$$

Nach Gl. (2.5) dürfte Strahlung einer bestimmten Energie nur unter dem dazugehörigen Bragg-Winkel reflektiert werden. Es zeigt sich jedoch, daß es auch zu merklicher Reflexion kommt, wenn die Strahlung innerhalb eines Winkelintervalls um den Bragg-Winkel auf den Kristall auftrifft. Die volle Halbwertsbreite dieser “intrinsischen Reflexionskurve” oder “Darwin-Prins-Kurve” $\Delta\Theta_{intr.}$ kann nach [BH74] abgeschätzt werden zu

$$\Delta\Theta_{intr.} = \frac{2P|\chi_{rh}|}{\sin(2\Theta_B)} \quad . \quad (2.6)$$

Hierin beschreibt P einen Polarisations-term und χ_{rh} die Fourier-Komponente der dielektrischen Suszeptibilität ¹. Durch Ableitung der durch Gl. (2.5) gegebenen Energie nach dem Bragg-Winkel resultiert der Zusammenhang

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta\Theta_B}{\tan \Theta_B} \quad , \quad (2.7)$$

der es erlaubt eine Abweichung des Einfallswinkels $\Delta\Theta_B$ in eine Energieunschärfe ΔE umzurechnen. Damit läßt sich das durch Gl. (2.6) gegebene Winkelintervall in ein Energieintervall $\Delta E_{intr.}$ umrechnen, das als “intrinsische Energieauflösung” bezeichnet wird. Ist der Strukturfaktor des Kristalls unabhängig von der Energie der Photonen, so ist die relative intrinsische Energieauflösung unabhängig von der betrachteten Photonenenergie und wird nur durch die Wahl der Netzebenen bestimmt. So ist beispielsweise für einen Silizium-Einkristall $\Delta E_{intr.}/E = 1.33 \cdot 10^{-4}$ für den [111]- und $\Delta E_{intr.}/E = 8.1 \cdot 10^{-6}$ für den [333]-Reflex [BH74].

Wird, wie in Abb. 2.5 schematisch dargestellt, ein idealer, ebener Einkristall von einer divergenten Röntgenquelle ausgeleuchtet, so variiert der Bragg-Winkel längs des Kristalls um den maximalen Emissionswinkel der Quelle unter dem der Kristall noch getroffen wird. Ist die Strahlung zusätzlich polychromatisch, erfolgt eine dispersive Abbildung in die Detektorebene, bei der der Strahlung in jedem Punkt eindeutig die durch den zugehörigen Bragg-Winkel gegebene Energie zugeordnet werden kann. Alle Photonen, deren Energien nicht zum Bragg-Winkel passen unter dem sie auf den Kristall treffen, werden vom Einkristall nicht in die Detektorebene abgebildet und gehen für eine Bildaufnahme verloren.

Eine bedeutend effizientere Nutzung der von der Quelle zur Verfügung gestellten Photonen ermöglichen **hochorientierte pyrolytische Graphit (HOPG)-Kristalle**, die über eine hohe integrale Reflektivität verfügen [Fre88]. HOPG-Kristalle bestehen, wie in Abb. 2.6 gezeigt, aus vielen kleinen, perfekten Kristallblöcken (Kantenlänge L ca. 100 nm [ABG⁺91]), die jeweils als unabhängige ideale Einkristalle wirken und deren Ausrichtung um eine Sollorientierung streut. Die Verteilungsfunktion kann im allgemeinen durch eine Gauß-Funktion beschrieben werden [CNW⁺91]. Die Halbwertsbreite (FWHM) α der Verteilung wird als “mosaic spread”, im folgenden Mosaizität genannt, bezeichnet. Kommerziell erhältliche HOPG-Kristalle besitzen typischerweise Mosaizitäten zwischen 0.4° und 3.5° [Adv94].

¹Nach [BH74] ist χ_{rh} gegeben durch $\chi_{rh} = -\frac{r_e \lambda^2 |F_h|}{\pi V}$, wobei r_e den klassischen Elektronenradius bezeichnet, $|F_h|$ den Betrag des Strukturfaktors des Kristalls und V das Volumen der Einheitszelle angibt. Der Polarisations-term P kann durch $P = \cos(2\Theta_B)$ bei Polarisation der Strahlung in der durch ein- und ausfallenden Strahl definierten Streuebene und durch $P = 1$ bei Polarisation senkrecht zur Streuebene berechnet werden [Jam62].

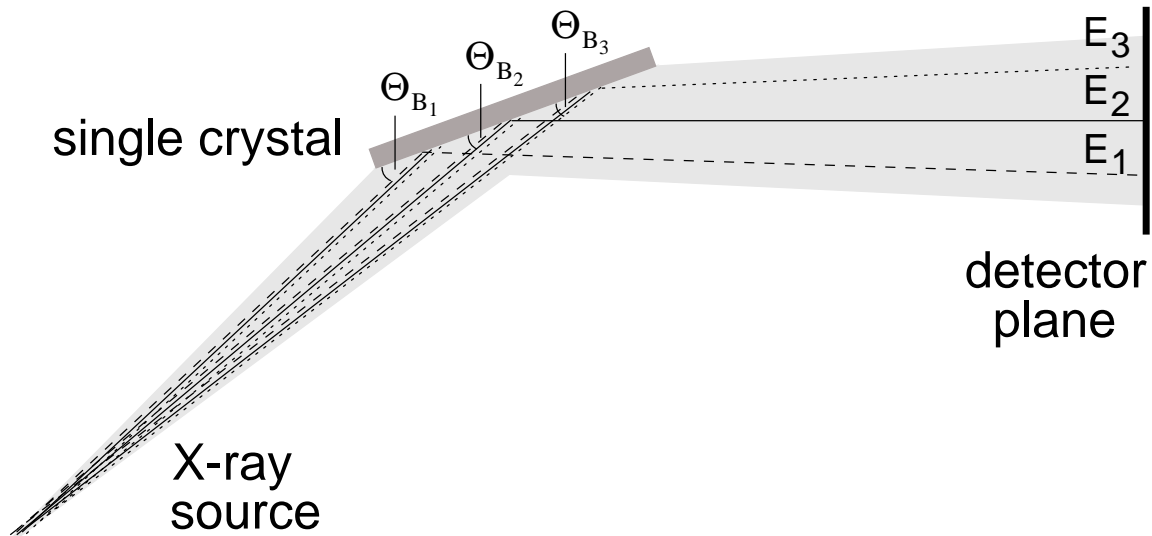


Abbildung 2.5: Monochromatisierung mit einem ebenen Einkristall. Die divergente Strahlung einer breitbandigen Quelle (verschiedene Linientypen symbolisieren verschiedene Energien) wird unter unterschiedlichen Bragg-Winkeln reflektiert, so daß die Photonen nach ihrer Energie getrennt in die Detektorebene abgebildet werden.

Wird ein HOPG-Kristall, wie in Abb. 2.6 dargestellt, von einer polychromatischen, divergenten Röntgenquelle ausgeleuchtet, so stehen für ein breites Energieband geeignet orientierte Kristallblöcke zur Verfügung an denen Bragg-Reflexion stattfinden kann. Die Mosaizität bestimmt hierbei als ‘Winkelunschärfe’ gemäß Gl. (2.7) die Breite des reflektierten Energiebandes zu

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\alpha}{\tan \Theta_B} \simeq \frac{\alpha}{\Theta_B} \quad \text{mit } \Theta_B \ll 1. \quad (2.8)$$

Aufgrund der Gauß-Verteilung der Orientierung der einzelnen Kristallblöcke wirkt ein ebener HOPG-Kristall in der Streuebene für Strahlung gleicher Wellenlänge fokussierend, wobei für gleiche Abstände zwischen Quelle-Kristall g und Kristall-Bildebene b im Falle idealer Fokussierung alle Photonen eines einfallenden Strahlenbündels mit gleicher Energie in einen festen Punkt abgebildet werden [dRBSC92]. Strahlung unterschiedlicher Wellenlänge wird in verschiedene Punkte fokussiert, die alle auf einer Linie in der Bildebene liegen. Es existiert somit wie beim Einkristall ein eindeutiger Zusammenhang zwischen Ort und Energie der Strahlung in der dispersiven Ebene, diesmal jedoch mit bedeutend höherer Intensität.

Im Falle asymmetrischer Geometrie $g \neq b$ resultiert in einem festen Punkt in der Bildebene eine relative Energieverbreiterung der Strahlung von näherungsweise [LFRK78]

$$\frac{\Delta E_{geom.}}{E} \simeq \frac{l_K}{2} \left| \frac{1}{g} - \frac{1}{b} \right|. \quad (2.9)$$

Für die im Experiment realisierte Geometrie mit im Mittel $g = 7095$ mm und $b = 3670$ mm beträgt bei einer Kristalllänge von $l_K = 50$ mm die Verbreiterung beispielsweise $\frac{\Delta E_{geom.}}{E} \simeq 3.3 \cdot 10^{-3}$.

Die untere Grenze für die in einem festen Punkt erreichbare Energieauflösung ist durch die intrinsische Energieauflösung der einzelnen perfekten Kristallblöcke gegeben. Diese wird durch

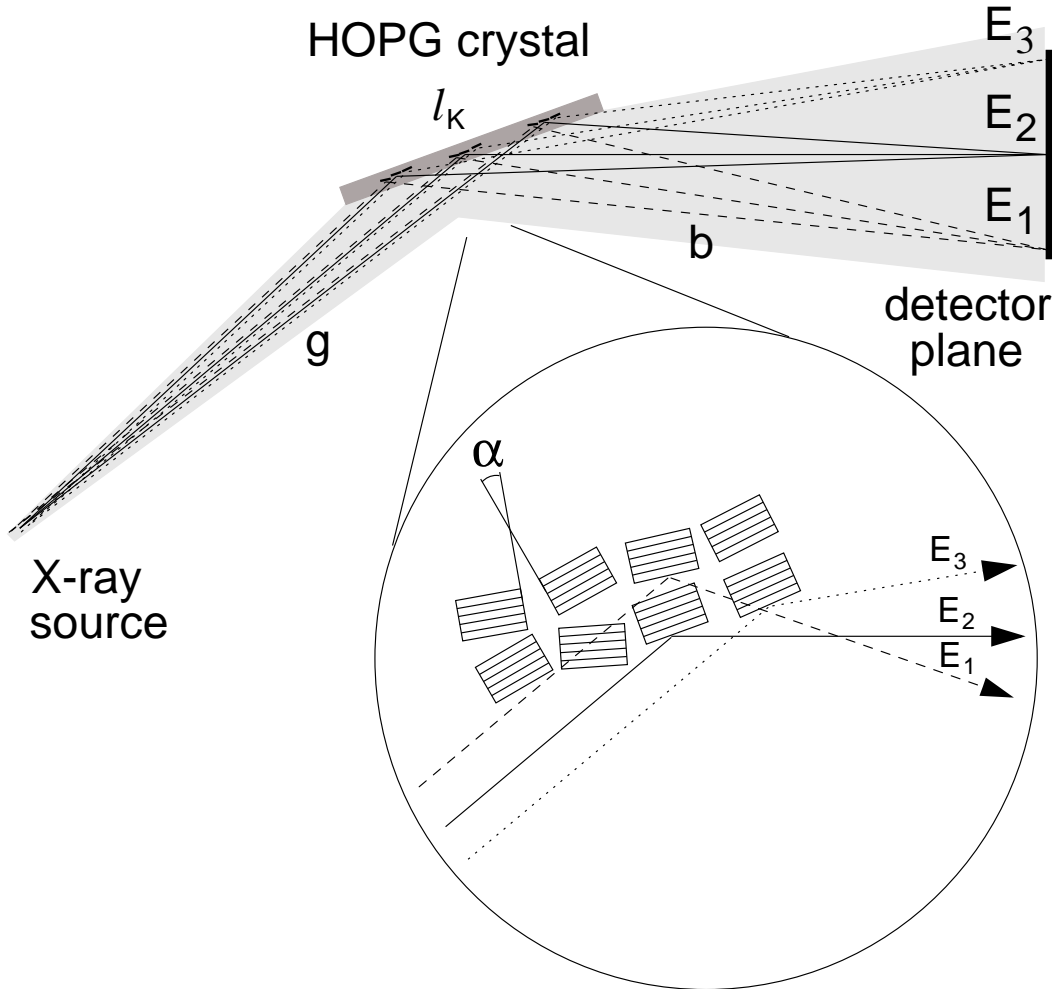


Abbildung 2.6: Dispersive Abbildung am ebenen HOPG-Kristall bei gleichen Abständen Quelle-Kristall g und Kristall-Detektorebene b . Strahlung unterschiedlicher Energie ist durch unterschiedliche Linientypen symbolisiert. Die Länge des HOPG-Kristalls l_K ist stark vergrößert gezeichnet, im Experiment gilt $l_K \ll g$, $l_K \ll b$.
Ausschnittsvergrößerung: schematischer Aufbau und Wirkung eines HOPG-Kristalls mit Mosaizität α .

die Anzahl der zur Reflexion zur Verfügung stehenden Netzebenen bestimmt und ist gegeben durch (s. z.B. [Joh95])

$$\frac{\Delta E_{intr.}}{E} \simeq \frac{\lambda}{2L \sin \Theta_B} = \frac{d}{L} \quad (2.10)$$

Bei einer Kantenlänge von $L = 0.1 \mu\text{m}$ folgt für den zur Verfügung stehenden HOPG-Kristall mit einem Netzebenenabstand von $d = 0.3357 \text{ nm}$ ([002] Orientierung) [Adv94] ein $\frac{\Delta E_{intr.}}{E} = 3.3 \cdot 10^{-3}$, was in Einklang mit einer Messung an der K-Absorptionskante von Zinn bei 29.2 keV steht [Joh95]. Die zusätzlich auftretenden energieverbreiternden Effekte durch die endliche Eindringtiefe der Strahlung in den Kristall sowie durch die Ausdehnung des Strahlflecks sind hiergegen vernachlässigbar [Joh95].

Die Intensitätsverteilung der Strahlung in der Detektorebene $I_{Det}(x, y)$ ergibt sich unter Annahme einer Punktquelle mit energieunabhängiger Intensitätsverteilung näherungsweise aus der Faltung der durch einen idealen Spiegel abgebildeten eingestrahnten Intensitätsverteilung

mit einer der Mosaizität des Kristalls Rechnung tragenden Funktion [Joh95]. Wird jeweils eine Gauß-Verteilung angenommen, ergibt sich in der Detektorebene eine näherungsweise Gauß-förmige Intensitätsverteilung (hier auf eins normiert)

$$I_{Det}(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_y} \exp\left\{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right\} \quad (2.11)$$

deren Halbwertsbreite in der horizontalen Ebene durch

$$\Delta X \simeq \sqrt{[2b\alpha]^2 + [\varphi_H(g+b)]^2} \quad (2.12)$$

und in der vertikalen Ebene durch

$$\Delta Y \simeq \sqrt{[2b\alpha \sin \Theta_B]^2 + [\varphi_V(g+b)]^2} \quad (2.13)$$

gegeben ist [Joh95]. In Gl. (2.11) geben σ_x und σ_y die Standardabweichung der Verteilung in horizontaler bzw. vertikaler Richtung an. Die Größen $\varphi_H = \frac{l_K \sin \Theta_B}{g}$ und $\varphi_V = \frac{h_K}{g}$ in Gl. (2.12) bzw. Gl. (2.13) bezeichnen den horizontalen bzw. vertikalen Emissionswinkel der Quelle, unter denen der Kristall der Länge l_K und Höhe h_K vollständig ausgeleuchtet wird. Bei den im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Anordnungen (HOPG-Kristall- und geometrische Parameter) wird die horizontale Halbwertsbreite des Reflexes hauptsächlich von der Mosaizität bestimmt zu $\Delta X \simeq 2b\alpha$. In der vertikalen Ebene wirkt der HOPG-Kristall im wesentlichen wie ein Spiegel und es gilt $\Delta Y \simeq \varphi_V(g+b)$, die leichte Defokussierung der Strahlung aufgrund der Mosaizität ist vernachlässigbar.

Wird z.B. mit einem ebenen HOPG-Kristall mit $\alpha = 0.49^\circ$ eine Strahlungskeule von $\Theta = 0.7$ mrad vollständig abgedeckt, wird in der Detektorebene für $g = b = 7.3$ m und $\Theta_B = 3.2^\circ$ ($E = 33.17$ keV) eine Fläche von $\Delta X \times \Delta Y = 126.5$ mm \times 21.6 mm ausgeleuchtet.

Der in der Detektorebene erreichbare Photonenfluß (Anzahl Photonen pro Sekunde und Fläche) kann nach [Spa80] mit

$$\Phi = \Phi_0 \frac{\Delta E}{E} \frac{1}{\Delta X \Delta Y} R_K \epsilon_{abs} \quad (2.14)$$

berechnet werden. Φ_0 bezeichnet hierin den, über das vom HOPG-Kristall abgedeckte Raumwinkelelement integrierten, primären, spektralen Fluß der Quelle und gibt die Anzahl der pro Zeiteinheit und relativer Bandbreite emittierten Photonen $\frac{\Delta \dot{N}}{\Delta E/E}$ an. $\Delta E/E$ beschreibt die Energiebandbreite der vom Kristall reflektierten Strahlung, ΔX und ΔY die horizontale und vertikale Ausdehnung des Reflexes. R_K berücksichtigt die Reflektivität des Kristalls und ϵ_{abs} trägt der Absorption der Strahlung zwischen Quelle und Detektor Rechnung.

Bei einem maximalen Strahlstrom vom MAMI von $I = 100$ μ A wird von dem in Kapitel 2.1 angeführten Diamantfolienstapel bei einer mittleren Energie von 33 keV ein Fluß von $\Phi_0 = 2.5 \cdot 10^{10}/(\text{s} \cdot 0.1\% \text{ BW})$ in eine Strahlungskeule von $\Theta = 0.7$ mrad emittiert. Mit $\alpha = 0.49^\circ$ beträgt die Bandbreite der in die Detektorebene abgebildeten Strahlung $\Delta E = 5$ keV. Hieraus müßten für eine dichromatische Aufnahme mit Schlitzblenden zwei vertikale monoenergetische Teilstrahlen erzeugt und das zu untersuchende Objekt in der dispersiven Ebene verfahren werden. Für einen Aufbau mit $g = b = 7.3$ m berechnet sich der in der Detektorebene zu erwartende Fluß zu $\Phi = 3.8 \cdot 10^8/(\text{s} \cdot \text{mm}^2)$. Die hierbei angenommene Reflektivität des Kristalls wurde nach [CNW⁺91] zu $R_K = 36\%$ berechnet, mit $\epsilon_{abs} = 0.75$ wurde der Transmission der Strahlung durch Luft vom Kristall zum Detektor Rechnung getragen. Der für die DESA in 2 monoenergetischen Teilstrahlen von ca. 165 eV Bandbreite

benötigte Photonenfluß von je $2.7 \cdot 10^{11}/(\text{mm}^2\text{s})$ kann somit am MAMI auch mit optimierten Parametern nicht realisiert werden.

Während die Dichromographie zur Bilderzeugung nur zwei energetisch schmalbandige Strahlenbündel nutzt und alle restlichen von der Quelle zur Verfügung gestellten Photonen verwirft, stellt sich für Röntgenquellen mit niedrigem spektralen Fluß daher die Frage, inwieweit die zur Bildgenerierung benötigten Photonen durch eine breitbandige, effiziente Nutzung des zur Verfügung stehenden Photonenflusses bereitgestellt werden können. Das Prinzip eines solchen polychromatischen bildgebenden Verfahrens wird im nächsten Abschnitt beschrieben.

2.3 Digitale Subtraktionsradiographie mit quasimonochromatischer Übergangsstrahlung

2.3.1 Prinzip

Abbildung 2.7 zeigt schematisch das Prinzip der digitalen Subtraktionsradiographie mit quasimonochromatischer Übergangsstrahlung. Vor einem zweidimensional ortsauflösenden Detektor befindet sich das Untersuchungsobjekt mit kontrastmittelgefüllten Strukturen. Die K-Absorptionskante des Kontrastmittels liegt bei der Energie E_K . Wie im vorangehenden Abschnitt dargelegt, leuchtet bereits bei relativ geringem Abstand b ein HOPG-Kristall die Detektorebene großflächig aus. Hierbei steht der nach Gl. (2.14) zu erwartende Photonenfluß auf der gesamten Fläche zur Verfügung. Längs der dispersiven Koordinate kann dabei die Energiebandbreite der monochromatisierten Strahlung gemäß $\Delta E \simeq E\alpha/\Theta_B$ mehrere keV betragen. Wird, wie in Abb. 2.7 (b) schematisch gezeigt, E_K in das Zentrum $x = 0$ des Detektors abgebildet und ist ΔE symmetrisch um E_K , so liegt für die eine Hälfte des Untersuchungsobjektes die Energie der auftreffenden, quasimonochromatischen Strahlung unterhalb und für die andere Hälfte oberhalb der K-Absorptionskante des Kontrastmittels, wobei der energetische Abstand zu E_K mit wachsender Entfernung vom Zentrum $x = 0$ jeweils ansteigt.

Um die Änderung des Absorptionskoeffizienten des Kontrastmittels an der K-Absorptionskante für die Bildgebung nutzen zu können, muß an jedem Punkt des Untersuchungsobjektes die Energie der Strahlung über E_K hinweg variiert werden. Dies erfordert, wenn die Bandbreite ΔE vollständig auf den Detektor abgebildet wird, eine Variation der Energie über ein Intervall, das größer als ΔE ist, s. Abb 2.7 (b). Damit stellt sich die Frage, ob die beim erforderlichen Durchstimmen energetisch weit ab von der K-Absorptionskante notwendigerweise auftretenden Photonen ebenfalls effizient zur Bilderzeugung genutzt werden können und ob sie genauso viel Information über das Kontrastmittel tragen wie Photonen nahe an der Absorptionskante. Bei einem Verfahren, das diese Photonen verwendet, sollte dann, da die Information über das Kontrastmittel in der Änderung der Absorption an der K-Kante liegt, für alle Pixel die Energie über einen ausreichend großen Bereich sowohl unter- als auch oberhalb von E_K durchgestimmt werden. Da bei diesem Verfahren Photonen aus einem großen Energiebereich zur Bildgebung genutzt werden, wird es im folgenden in Analogie zur Dichromographie, welche die zur Bildgebung benötigten Photonen aus zwei schmalen Energiebändern bezieht, als Polychromographie bezeichnet.

Bei der Variation der Energie der quasimonochromatischen Strahlung tritt, wie in Abb. 2.7 (c) dargestellt, bei der Energie E_K hinter kontrastmittelgefüllten Strukturen hinter dem Untersuchungsobjekt ein sprunghafter Rückgang der Intensität auf, während sich ansonsten mit zunehmender Photonenenergie ein kontinuierlicher Anstieg der Intensität aufgrund der

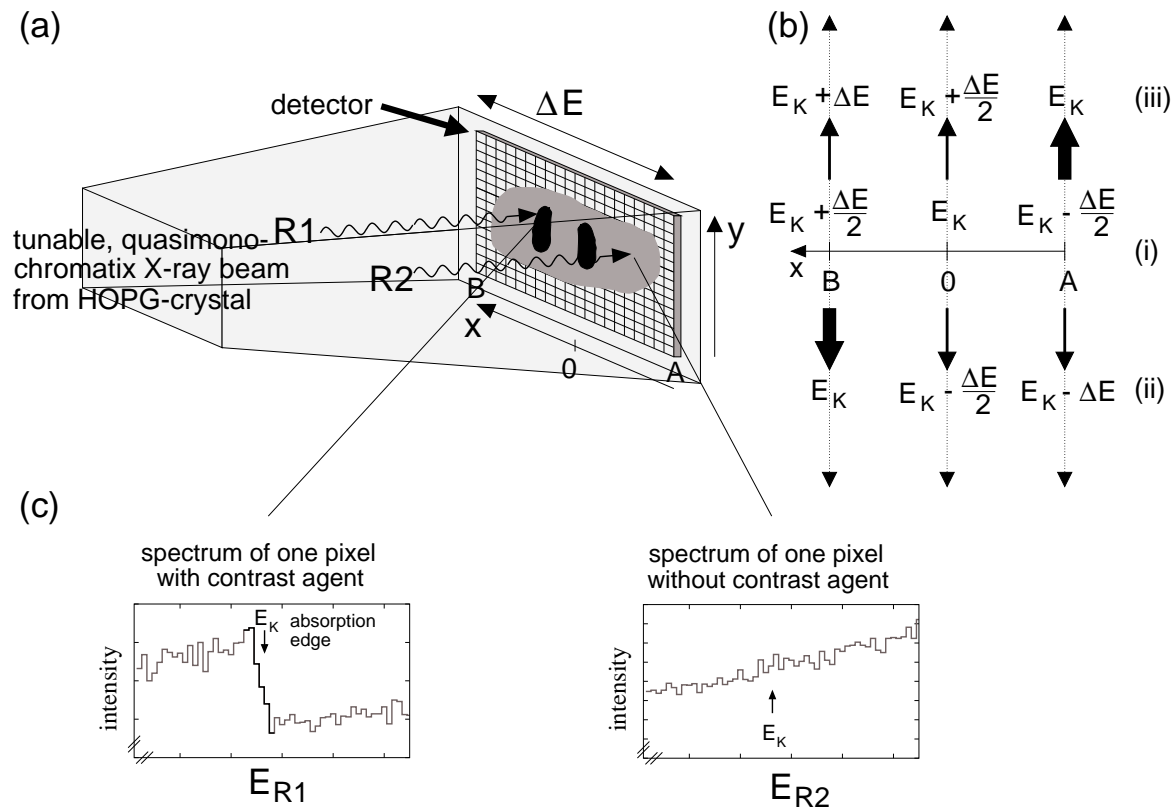


Abbildung 2.7: Prinzip der polychromatischen Bildgebung.

(a) Mit R1 und R2 sind zwei quasimonochromatische Strahlen bezeichnet, die auf das Untersuchungsobjekt treffen.

(b) Dispersion auf dem Detektor. Zunächst sei die mit (i) markierte Situation gegeben. Die Pfeile kennzeichnen das Durchstimmen der Energie, wobei vereinfachend vorausgesetzt ist, daß für alle Punkte des Detektors die Variation in gleichem Maße erfolgt. Um in Punkt B die Energie der Strahlung bis E_K zu variieren (ii), muß die Energie um $\Delta E/2$ verringert werden, um in A E_K zu erreichen muß die Energie um $\Delta E/2$ erhöht werden (iii), so daß insgesamt die Energie um ΔE durchgestimmt werden muß. Dabei liegt nur bei $x = 0$ das Intervall ΔE symmetrisch um E_K . Um für alle Punkte die Energie deutlich um E_K herum zu variieren (gepunktete Linie), muß das Durchstimmintervall entsprechend vergrößert werden.

(c) Intensitätsspektren beim Durchstimmen der Energie der quasimonochromatischen Strahlen R1 und R2.

zurückgehenden Absorption der restlichen im Untersuchungsobjekt enthaltenen Materialien zeigt.

Wird ein Transmissionsspektrum aufgenommen, so läßt sich durch dessen Analyse eine quantitative Aussage über die Dicke der Kontrastmittelschicht gewinnen. Die Vorgehensweise hierzu wird in Abschnitt 2.3.2 erläutert. Wird ein zweidimensional ortsauflösender Detektor verwendet, läßt sich durch eine pixelweise Analyse die Kontrastmittelverteilung im Untersuchungsobjekt rekonstruieren. Ist die Strahlung in der Detektorebene streng quasimonochromatisch, so ist für die Polychromographie ein ortsauflösender Detektor ausreichend, da die Analyse der Transmissionsspektren lediglich die Kenntnis der Lage der Energie der K-Absorptionskante voraussetzt. Diese kann mit einer einzigen Eichmessung für alle Pixel bestimmt werden. Bei Verwendung eines HOPG-Kristalls (und einer breitbandigen Röntgenquelle) treten jedoch unter dem Bragg-Winkel neben dem [002]-Reflex auch die höheren Harmonischen (höhe-

re Reflexordnungen) bei ganzzahligen Vielfachen der Energie des [002]-Reflexes auf. Diese können zu erheblichem Untergrund in den Transmissionsspektren führen, der die über die Analyse ermittelte Dicke der Kontrastmittelschicht verfälscht. Ist der Detektor, wie die in dieser Arbeit verwendete pn-CCD, nicht nur orts- sondern auch energieauflösend, kann der Untergrund nachträglich diskriminiert werden.

Die Polychromographie ermöglicht eine großflächige zweidimensionale Aufnahme des zu untersuchenden Objektes unter Ausnutzung einer großen Bandbreite des zur Verfügung stehenden Quellflusses. Unter der Annahme, daß auch die Photonen weit ab der K-Kante noch mit gleicher Effizienz zur Bildgebung genutzt werden können, erfordert die Polychromographie im Vergleich zur Dichromographie einen deutlich geringeren spektralen Fluß vor dem Untersuchungsobjekt, wie anhand folgender, mit Hilfe Abb. 2.8 geführter Überlegungen deutlich wird. Dabei stehe für die Polychromographie ein zweidimensional ortsauflösender Detektor zur Verfügung, der eine Fläche $\Delta X \times \Delta Y$ abdeckt. Die Dichromographie werde mit einem zwei-Zeilen-Detektor durchgeführt, wobei die Ausdehnung einer Zeile $\Delta X \times p_h$ sei. Die Ortsauflösung der Detektoren sei gleich. Benötigt die Aufnahme eines $\Delta X \times \Delta Y$ großen Bereiches, der mit einem HOPG-Kristall vollständig und gleichmäßig ausleuchtbar sein soll, insgesamt N Photonen und steht für die Aufnahme ein Zeitraum t_A zur Verfügung, so folgt für den benötigten spektralen Fluß vor dem Untersuchungsobjekt bei der Polychromographie

$$\Phi_P = \frac{N}{\epsilon \cdot T_U \cdot t_a \cdot \Delta X \cdot \Delta Y \cdot \Delta E/E} \quad , \quad (2.15)$$

wobei $\Delta E/E$ die relative Bandbreite bezeichnet, die zur Bildgebung verwendet wird. Diese ist durch das Energieintervall ΔE gegeben, um das die Energie um die K-Absorptionskante bei der Energie E für jeden Punkt des Detektors in der Zeit t_A durchgestimmt wird. Die Größe ϵ beschreibt die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors, T_U die Transmission der Strahlung durch das Untersuchungsobjekt. Bei der Dichromographie werden lediglich Photonen aus zwei schmalen Energiebändern der relativen Bandbreite $\delta E/E$ zur Bildgebung verwendet und der benötigte Fluß berechnet sich zu

$$\Phi_D = \frac{N}{\epsilon \cdot T_U \cdot t_a \cdot \Delta X \cdot p_h \cdot 2 \cdot \delta E/E} \quad , \quad (2.16)$$

wobei das Untersuchungsobjekt während t_a vollständig vertikal durch den Kreuzungspunkt der Teilstrahlen verfahren werden muß. Damit folgt, daß für die Polychromographie ein um einen Faktor

$$\frac{\Phi_D}{\Phi_P} = \frac{\Delta Y \cdot \Delta E}{2 \cdot p_h \cdot \delta E} \quad (2.17)$$

geringerer spektraler Fluß vor dem Untersuchungsobjekt benötigt wird als für die Dichromographie.

Abschließend wird nun noch die Vorgehensweise zur Bildrekonstruktion aus den gemessenen Intensitätsspektren erläutert.

2.3.2 Bildrekonstruktion

Allgemein gilt für die Schwächung der Intensität von Röntgenstrahlung der Energie E beim Durchgang durch ein Objekt, das aus einem Gemisch verschiedener Materialien besteht,

$$I(E) = I_0(E) e^{-\sum_i \mu_i(E) d_i} \quad . \quad (2.18)$$

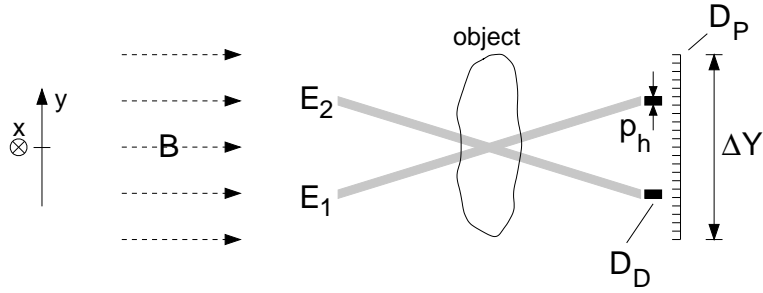


Abbildung 2.8: Schematische Anordnung bei der Polychromographie und der Dichromographie. Mit B ist der durchstimmbare, quasimonochromatische Röntgenstrahl für die Polychromographie gekennzeichnet, grau schraffiert dargestellt sind die monochromatischen Teilstrahlen der Energie E_1 und E_2 für die Dichromographie. Mit D_D ist der zwei-Zeilen-Detektor für die Dichromographie bezeichnet, der zwei-dimensional ortsauflösende Detektor für die Polychromographie mit D_P . In horizontaler Richtung x (in die Papierebene) haben die Detektoren gleiche Ausdehnung ΔX .

Hierbei beschreibt $I_0(E)$ die Intensität der Strahlung vor dem Objekt, $\mu_i(E)$ den Absorptionskoeffizienten des Materials i und d_i dessen Dicke. Enthält das Objekt ein Material, das aufgrund einer Absorptionskante eine sprunghafte Änderung des Absorptionskoeffizienten bei der Energie E_K aufweist (Kontrastmittel), so gilt hinter dem Objekt für die Intensität der Strahlung bei einer Energie E_1 knapp unterhalb und bei einer Energie E_2 knapp oberhalb von E_K

$$I(E_1) = I_0(E_1) e^{-\sum_i \mu_i(E_1) d_i} \quad (2.19)$$

$$I(E_2) = I_0(E_2) e^{-\sum_i \mu_i(E_2) d_i} \quad (2.20)$$

Unter der Annahme, daß sich der Absorptionskoeffizient aller Materialien mit Ausnahme des Kontrastmittels im Bereich von E_K nur geringfügig ändert, und die Intensität I_0 bei den betrachteten Energien gleich ist, kann das von den Kontrastmittelgefüllten Strukturen erzeugte Signal durch logarithmische Subtraktion der Intensitäten $I(E_1)$ und $I(E_2)$ gemäß

$$\ln I(E_1) - \ln I(E_2) \simeq (\mu_c(E_2) - \mu_c(E_1)) \cdot d_c = \Delta\mu_c \cdot d_c \quad (2.21)$$

herauspräpariert werden, wobei der Index c jeweils die auf das Kontrastmittel bezogenen Größen kennzeichnet.

Bei der Dichromographie werden hierzu zwei Einzelbilder bei den Energien E_1 und E_2 aufgenommen. Mit den hinter dem Analyseobjekt gemessenen Photonenzahlen N_1 bei der Photonenenergie E_1 und N_2 bei E_2 ergibt sich bei der logarithmischen Subtraktion der Einzelbilder direkt das Signal

$$S = \ln N_1 - \ln N_2 \simeq \left(\frac{\Delta\mu}{\rho} \right)_c c_c \quad (2.22)$$

wobei $c_c = (\rho d)_c$ die Massenbelegung des Kontrastmittels beschreibt. Ausgehend von Gl. (2.22) kann ein Rauschen ΔS abgeschätzt² und für das Differenzbild ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis

$$SNR = \frac{S}{\Delta S} = \left(\frac{\Delta\mu}{\rho} \right)_c c_c \sqrt{\frac{N_e}{2}} \quad (2.23)$$

²Liegt nur reines statistisches Rauschen der Photonenzahlen vor, so ist $\Delta S = \sqrt{\left(\frac{\Delta N_1}{N_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_2}{N_2}\right)^2} = \sqrt{\frac{1}{N_1} + \frac{1}{N_2}} \simeq \sqrt{\frac{2}{N_e}}$ mit $N_1 \simeq N_2 \simeq N_e$.

definiert werden, s. z.B. [LBD⁺98, ECB⁺99], wobei N_e die mittlere im Einzelbild pro Pixel benötigte Photonenzahl angibt.

Bei der Polychromographie läßt sich die Information über das Kontrastmittel aus den gemessenen Transmissionsspektren gewinnen, indem an die Meßdaten jeweils im Energieintervall unterhalb (1) und oberhalb (2) von E_K unabhängig voneinander eine Exponentialfunktion

$$I_{1,2}(E) = a_{1,2} e^{-b_{1,2}/E^3} \quad (2.24)$$

angepaßt wird. Hierbei trägt der Exponent der allgemeinen Energieabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten Rechnung, der im angestrebten Energiebereich zwischen 15 keV und 40 keV und bei nicht zu geringem Z (ca. $Z \geq 20$) vom Photoeffekt mit $\mu_{abs}^{Photo} \propto 1/E^3$ dominiert wird [Kno79]. Mit den ermittelten Anpassungsparametern $a_{1,2}$ und $b_{1,2}$ kann der Intensitätsverlauf $I_1(E)$ und $I_2(E)$ jeweils an die Absorptionskante extrapoliert und mit Gl. (2.21) die Dicke der Kontrastmittelschicht bestimmt werden. Wird dies für jedes Pixel des Detektors durchgeführt, läßt sich die Kontrastmittelverteilung im Objekt rekonstruieren. Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis ist bei diesem Verfahren definiert als

$$SNR = \frac{d_{c,f}}{\sigma} \quad , \quad (2.25)$$

wobei $d_{c,f}$ die über die Anpassung bestimmte Dicke der Kontrastmittelschicht ist und σ den Fehler angibt. Durch Untersuchung des durch Gl. (2.25) definierten SNR in Abhängigkeit der Breite der zur Bestimmung von $d_{c,f}$ verwendeten Energieintervalle und der darin enthaltenen Photonenzahl kann die Frage diskutiert werden, inwieweit Photonen weit außerhalb der K-Kante noch Informationen über das Kontrastmittel tragen und ob die Polychromographie äquivalent zur Dichromographie ist.

Die polychromatische Bildgebung erfordert, daß in jedem Pixel die Energie der Strahlung weit über die K-Absorptionskante hinweg durchgestimmt wird. Hierzu wird ein HOPG-Monochromator-System verwendet, das im nächsten Kapitel beschrieben wird.

3 Allgemeine Beschreibung des bildgebenden Verfahrens

Um das im vorhergehenden Kapitel 2.3.1 gesteckte Ziel einer breitbandigen Nutzung des Photonenflusses zu realisieren, wird ein Monochromator benötigt mit dem die Energie der Strahlung über einen großen Bereich durchgestimmt werden kann. Dessen Prinzip wird zunächst in diesem Kapitel diskutiert. Die dabei erforderliche Richtungsvariation des Elektronenstrahls mit Hilfe einer Punkt-zu-Punkt-Abbildung wird im Anschluß daran erläutert. Abschließend wird die Auswahl des mit dem System zu untersuchenden Objektes beschrieben.

3.1 Das HOPG-Monochromator-System

3.1.1 Prinzip

Um die im Absorptionsverhalten enthaltene Information über einen weiten Energiebereich zu nutzen, wird ein Monochromator benötigt mit dem kontinuierlich die Energie der Strahlung am zu untersuchenden Objekt durchgestimmt werden kann. Insbesondere im Hinblick auf medizinische Anwendungen ist es sinnvoll, daß während der Bildaufnahme der Detektor und damit auch der Röntgenstrahl am Untersuchungsobjekt ortsfest bleiben, da hierdurch das Objekt, falls es vollständig ausgeleuchtet werden kann, ebenfalls nicht bewegt werden muß. Durch die Mosaizität des HOPG-Kristalls treffen sich, wie in Abb. 3.1 dargestellt, Röntgenstrahlen einer Energie unter verschiedenen Winkeln in einem Punkt des Untersuchungsobjektes.

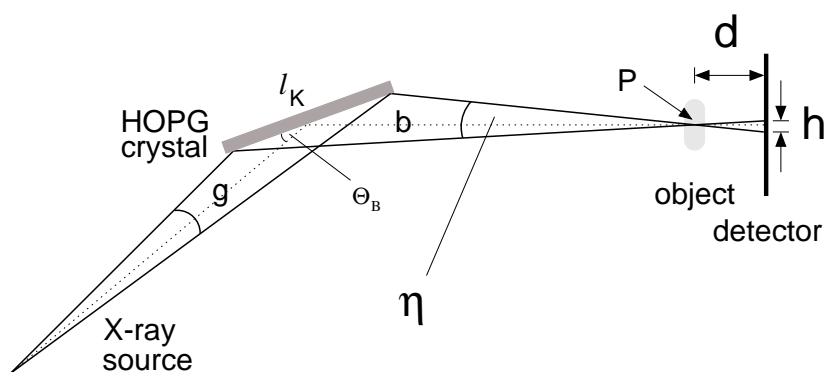


Abbildung 3.1: Ein Punkt P im Untersuchungsobjekt wird durch die Divergenz der monochromatisierten Strahlung η auf die Breite $h \simeq \eta d$ ausgeschmiert. Für $g = b$ wird die Strahlung einer Energie nach P abgebildet, vgl. Abb. 2.6. Ist $b \neq g$ so kreuzen sich Strahlen unterschiedlicher Energie in P. Mit $\eta \simeq \frac{l_K \sin \Theta_B}{b}$ folgt für den Testaufbau mit $b = 3670$ mm ($g = 7095$ mm), $\Theta_B = 5.297^\circ$ und $d = 120$ mm eine Divergenz von $\eta \simeq 1.26$ mrad und $h \simeq 150$ μm .

Die Divergenz der einfallenden Strahlung führt aufgrund des Abstandes zwischen Untersuchungsobjekt und Detektor zu einer Verschmierung des Punktes im Bild. Diese Ortsunschärfe muß klein gegen die angestrebte Ortsauflösung sein, so daß durch den Durchstimmvorgang keine zusätzlichen Beiträge durch geometrische Effekte zur Divergenz auftreten dürfen. Der Röntgenstrahl muß also orts- und richtungsfest am Untersuchungsobjekt energetisch durchgestimmt werden können. Das hierfür eingesetzte Prinzip wird anhand von Abb. 3.2, die einen schematischen, experimentellen Aufbau zeigt, erläutert.

Der Elektronenstrahl durchquert einen Folienstapel, wobei Übergangsstrahlung emittiert wird. Ein HOPG-Kristall erzeugt aus dieser einen quasimonochromatischen Röntgenstrahl am Untersuchungsobjekt, das sich vor einem zweidimensional orts- und energieauflösenden Detektor befindet. Quasimonochromatisch bedeutet, daß zwischen Ort und Energie längs der dispersiven Koordinate ein wohl definierter Zusammenhang besteht. Zur Untersuchung des Objektes wird für jeden Bildpunkt des Detektors die Energie der Röntgenstrahlung um die K-Absorptionskante eines Kontrastmittels durchgestimmt und ein Transmissionsspektrum aufgenommen. Hierzu wird synchron der HOPG-Kristall verfahren, in Abhängigkeit von der HOPG-Kristallposition der Bragg-Winkel eingestellt und über eine Richtungsänderung des Elektronenstrahls die Richtung der Übergangsstrahlung so variiert, daß sie immer mittig auf den HOPG-Kristall trifft. Hierbei bleibt die Intensitätsverteilung des quasimonochromatischen Röntgenstrahls am Ort des Analyseobjektes nahezu unverändert.

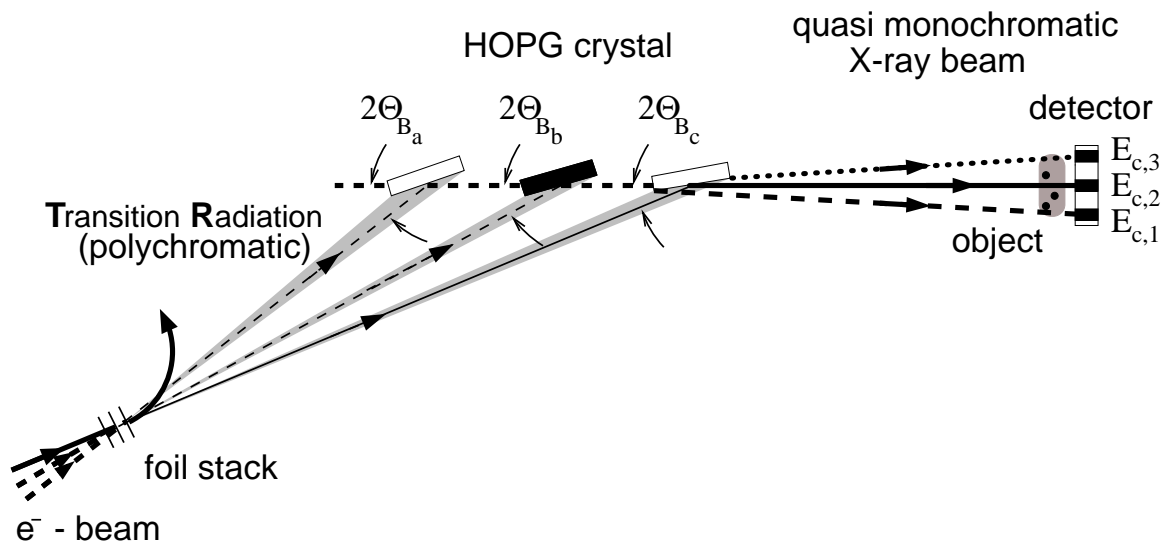


Abbildung 3.2: Prinzip des HOPG-Monochromator-Systems. Da Verfah- und Reflexionsachse identisch sind, bleiben Richtung und Position des quasimonochromatischen Röntgenstrahls am Untersuchungsobjekt während des Durchstimmvorgangs unverändert.

3.1.2 Energievariation in der Dispersionsebene

Die Energie der Strahlung in der Detektorebene variiert längs der dispersiven Koordinate und ändert sich für jeden Punkt in der Detektorebene mit der Position des HOPG-Kristalls, da in deren Abhängigkeit der Bragg-Winkel variiert wird. Die Zusammenhänge für die Energievariation werden anhand Abb. 3.3 erläutert.

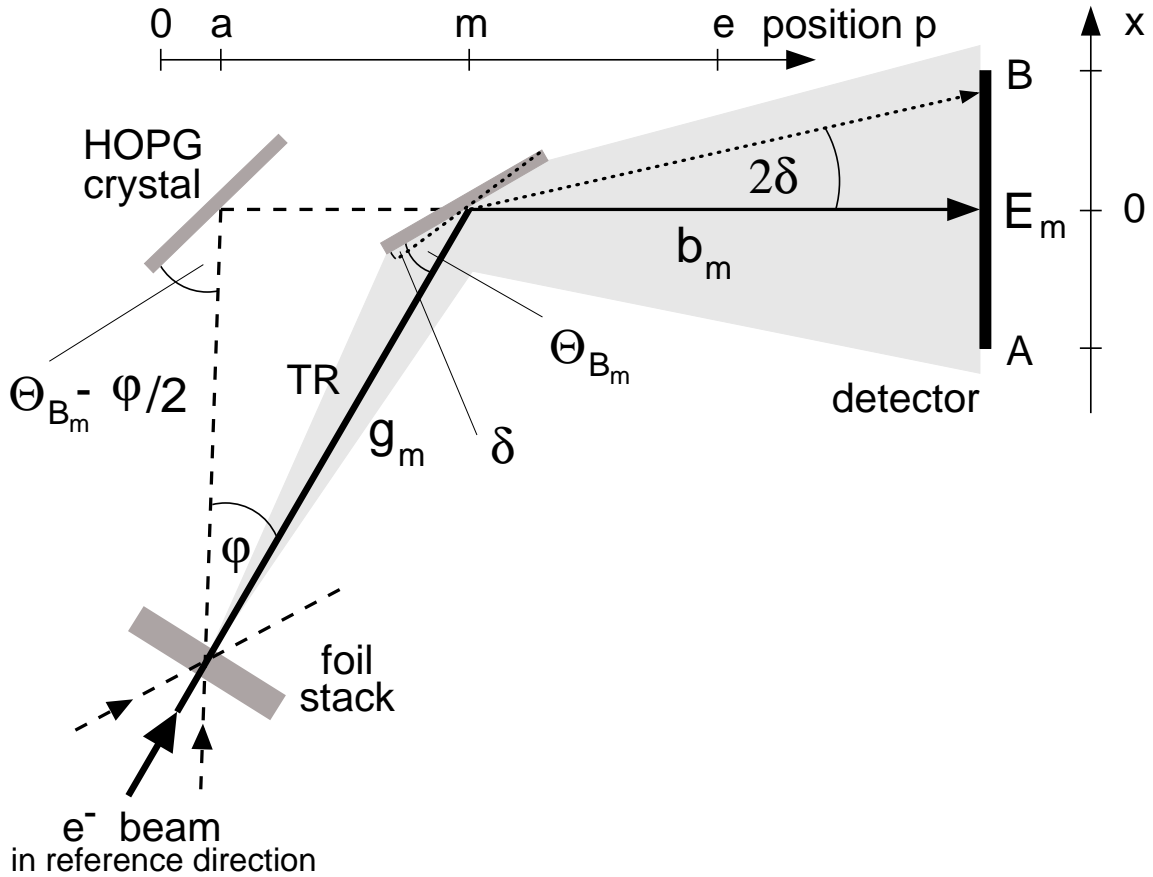


Abbildung 3.3: Strahlengang beim Verfahren des HOPG-Kristalls. Fette durchgezogene Linie: Zentralstrahl, d.h. Strahl in Richtung der Symmetrieachse der TR, für Elektronenstrahl in Sollrichtung (nicht ausgelenkt, $\varphi = 0$), HOPG-Kristallposition $p = m$, Bragg-Winkel Θ_{B_m} , Energie der monochromatisierten Strahlung bei $x = 0$ ist E_m . Strahlung einer anderen Energie im Zentralstrahl findet unter $(\Theta_{B_m} - \delta)$ einen geeignet orientierten Kristallblock an dem Bragg-Reflexion stattfinden kann (gepunktete Linie). Gestrichelte Linie - Zentralstrahl für HOPG-Kristallposition $p = a$. Für $p < m$ gelte $\varphi < 0$. Die Randpunkte eines Detektors der Breite $\Delta x = x_B - x_A$ in dispersiver Richtung sind mit A und B gekennzeichnet.

Zunächst wird die Abhängigkeit der Energie von der HOPG-Kristallposition p für den monochromatisierten Zentralstrahl betrachtet. Ist der HOPG-Kristall an der Mittelposition des Verfahrensweges $p = m$ positioniert, trifft bei Elektronenstrahl in Sollrichtung (nicht ausgelenkt, $\varphi = 0$) der Zentralstrahl der Übergangsstrahlung (TR) im Abstand g_m vom Folienstapel unter dem mittleren Bragg-Winkel Θ_{B_m} auf den HOPG-Kristall, der sich im Abstand b_m vom Detektor befindet. Die Energie des monochromatisierten Zentralstrahls, die mittlere Sollenergie, beträgt $E_m = \pi \hbar c / (d \sin \Theta_{B_m})$. Wird der HOPG-Kristall an eine Position $p \neq m$ verfahren, muß die Richtung der TR um einen entsprechenden Winkel φ und der mittlere Bragg-Winkel um $\varphi/2$ variiert werden. Für $\Theta_{B_m} \ll 1, \varphi \ll 1$ ¹ gilt für die Energie des monochromatisierten Zentralstrahls

$$E(p) \simeq \frac{\pi \hbar c}{d \Theta_{B_m}} \left(1 + \frac{p - m}{g_m} \right) \simeq E_m \left(1 + \frac{p - m}{g_m} \right) . \quad (3.1)$$

¹Die Messungen wurden bei einem mittleren Soll-Bragg-Winkel für den Zentralstrahl von $\Theta_{B_m} = 5.297^\circ = 0.09245 \text{ rad} \ll 1$ durchgeführt, die Richtung der TR war $\varphi \leq \pm 12 \text{ mrad} \ll 1$.

Kann der HOPG-Kristall symmetrisch um $\pm\Delta p$ um die Mittelposition $p = m$ verfahren werden, wird die Energie des Zentralstrahls um $\pm E_m \Delta p / g_m$ durchgestimmt. Hierbei wird beim Verfahren zu $p > m$ die Energie gegenüber E_m vergrößert und beim Verfahren zu $p < m$ die Energie gegenüber E_m verringert. Der durchstimmbare Energiebereich wächst bei gleichem Verfahrensweg und g_m mit steigender, mittlerer Sollenergie E_m .

Der Zusammenhang zwischen Ort und Energie längs der dispersiven Koordinate x ergibt sich für eine feste Position p des HOPG-Kristalls aus der Bragg-Beziehung mit dem Bragg-Winkel $\Theta_B = (\Theta_{B_p} - \delta)$, wobei δ die Abweichung der Ausrichtung eines Kristallblocks zur Sollorientierung angibt. Für $\Theta_{B_p} \ll 1$, $\delta \ll 1$ resultiert in linearer Näherung

$$E(x) \simeq \frac{\pi \hbar c}{d \Theta_{B_p}} \left(1 + \frac{x}{2b_p \Theta_{B_p}} \right) \simeq E_p \left(1 + \frac{x}{2b_p \Theta_{B_p}} \right) \quad (3.2)$$

mit E_p gemäß Gl. (3.1) und $b_p = b_m - (p - m)$. Die Dispersion auf einem Detektor steigt mit zunehmender HOPG-Kristallposition p an, da dann sowohl E_p zu- als auch b_p und Θ_{B_p} abnehmen. Abbildung 3.4 zeigt die erwartete Energievariation bei einer mittleren Sollenergie von 20 keV bei der in Kapitel 4 beschriebenen Geometrie. Hieran wird deutlich, daß für Pixel eines Detektors mit unterschiedlicher Koordinate in dispersiver Richtung jeweils ein eigener Zusammenhang zwischen Energie der monochromatisierten Strahlung und Position des HOPG-Kristalls besteht. Darüberhinaus kann nur für den Zentralstrahl die Energie der Strahlung symmetrisch um die mittlere Sollenergie E_m hinweg durchgestimmt werden. Für alle $x \neq 0$ folgt eine asymmetrische Energievariation um E_m , wobei für $x < 0$ das Energieintervall unterhalb und für $x > 0$ das Energieintervall oberhalb von E_m überwiegt.

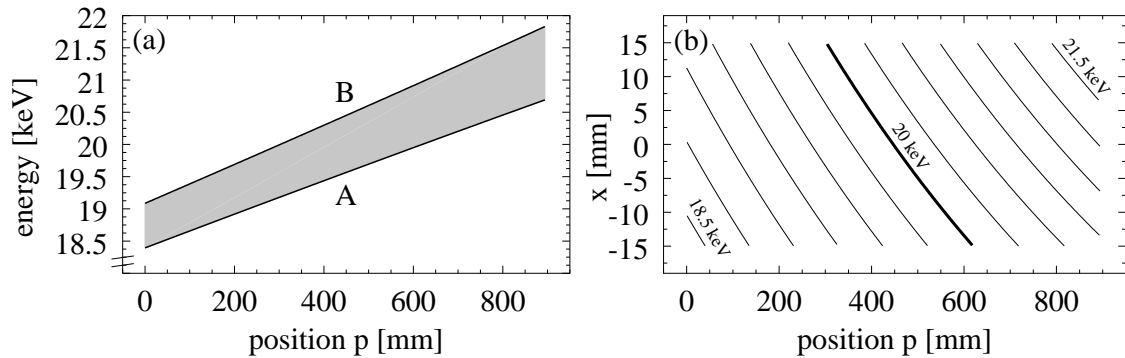


Abbildung 3.4: Energievariation in der Detektorebene in der Geometrie $g_m = 7095$ mm, $b_m = 3670$ mm und $E_m = 20$ keV.

(a) Dispersion auf einem Detektor der Breite $\Delta x = 3$ cm beim Verfahren des HOPG-Kristalls von $p = 0$ mm nach $p = e = 894$ mm, vgl. Abb 3.3. Die Dispersion steigt von 690 eV auf 1138 eV an. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen die Energievariation in den Randpunkten A und B des Detektors.

(b) Lage der Strahlung der mittleren Sollenergie von $E_m = 20$ keV (fette Linie) sowie weiterer Energien von 18.5 keV bis 21.5 keV im Abstand von 0.25 keV längs der dispersiven Koordinate x in Abhängigkeit der HOPG-Kristallposition p .

3.1.3 Anforderungen an die Genauigkeit der Winkeleinstellung des HOPG-Kristalls

Zum Durchstimmen der Energie in der Detektorebene muß in Abhängigkeit der Position des HOPG-Kristalls der Bragg-Winkel eingestellt werden. Eine Fehleinstellung des Bragg-Winkels

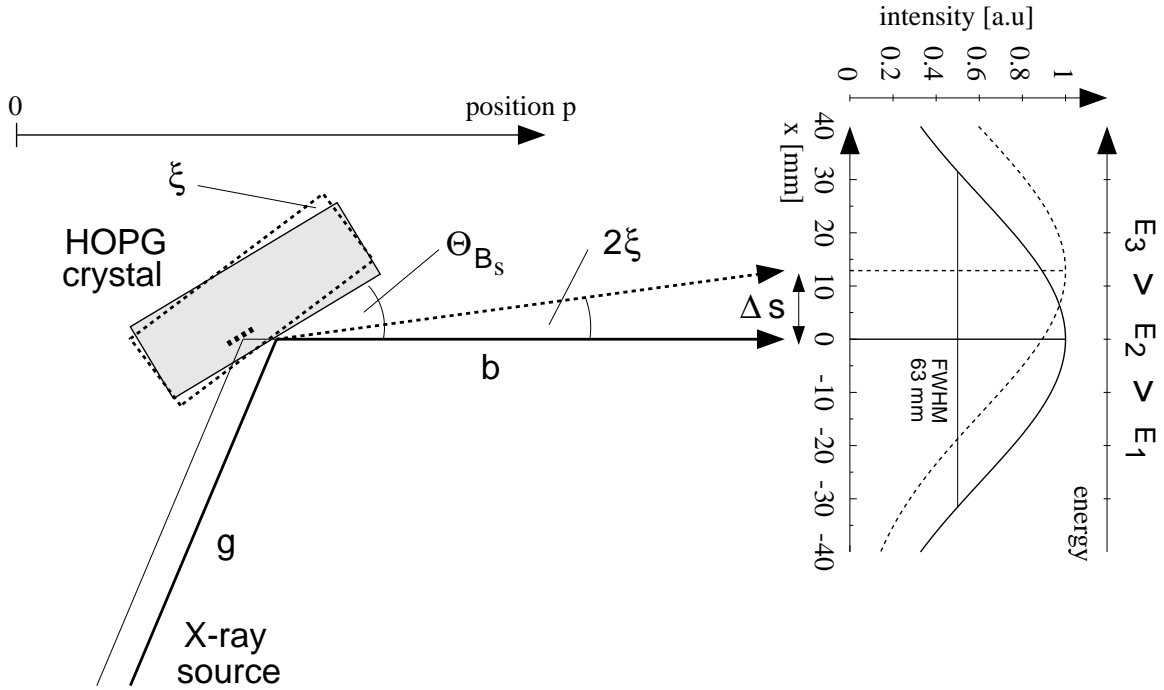


Abbildung 3.5: Auswirkung einer Fehleinstellung des Bragg-Winkels um den Winkel ξ . Es gilt $\xi < 0$, wenn sich der Bragg-Winkel verkleinert. Rechts dargestellt die horizontale Intensitätsverteilung in der Nähe einer Gauß-Verteilung für $b = 3670$ mm und $\alpha = 0.49^\circ$ mit $\text{FWHM} = 63$ mm für $\Theta_B = \Theta_{B_S}$ (durchgezogene Linie) und $\Theta_B = \Theta_{B_S} + \xi$ mit $\xi = -0.1^\circ$ (gestrichelte Linie).

führt, wie in Abb. 3.5 verdeutlicht, an jedem Punkt in der Detektorebene zu einer Abweichung der Intensität von ihrem Sollwert und somit zu unerwünschten Schwankungen in den aufzunehmenden Transmissionsspektren. Diese sollten so gering wie möglich gehalten werden, da sie den Verlauf der für die Bildrekonstruktion durchzuführenden Anpassungen, vgl. Kap. 2.3.2, beeinflussen und somit das Ergebnis der ermittelten Kontrastmitteldicken verfälschen. Wird an einer beliebigen, aber festen Position p des HOPG-Kristalls der dazu gehörende Soll-Bragg-Winkel Θ_{B_S} eingestellt, resultiert unter den in Kap. 2.2 gemachten Annahmen in der Detektorebene in horizontaler Richtung x eine näherungsweise Gauß-förmige Intensitätsverteilung $I_{Soll}(x)$ mit einer Halbwertsbreite $\Delta X \simeq 2b\alpha$, vgl. Gl. (2.11) und Gl. (2.12), wobei α die Mosaizität des HOPG-Kristalls und b den Abstand zwischen HOPG-Kristall und Detektor angibt. Ihr Maximum liegt in Verlängerung der Verfahrerrichtung bei $x = 0$. Wird der Bragg-Winkel um den Winkel ξ falsch eingestellt, so verschiebt sich die Gauß-förmige Intensitätsverteilung in horizontaler Richtung um $|\Delta s| = 2b|\xi|$. Für das Verhältnis der verschobenen Intensitätsverteilung $I_\xi(x)$ zur Intensitätsverteilung bei korrekt eingestelltem Drehwinkel $I_{Soll}(x)$ gilt an der Position x

$$\frac{I_\xi(x)}{I_{Soll}(x)} = \exp\left\{\frac{\xi}{\alpha^2}\left(\xi - \frac{x}{b}\right)4\ln 2\right\}. \quad (3.3)$$

Abbildung 3.6 veranschaulicht den Zusammenhang für den realisierten Aufbau mit $b = 3670$ mm und $\alpha = 0.49^\circ$. Soll die Abweichung längs des gesamten Detektors von $\Delta x = 3$ cm Breite kleiner 1% sein, so muß $|\xi| < 0.003^\circ$ gelten.

Der Zusammenhang zwischen Ort und Energie in der dispersiven Richtung bleibt bei einer Fehleinstellung des Bragg-Winkels unverändert. Dies wird in Abb. 3.5 exemplarisch anhand

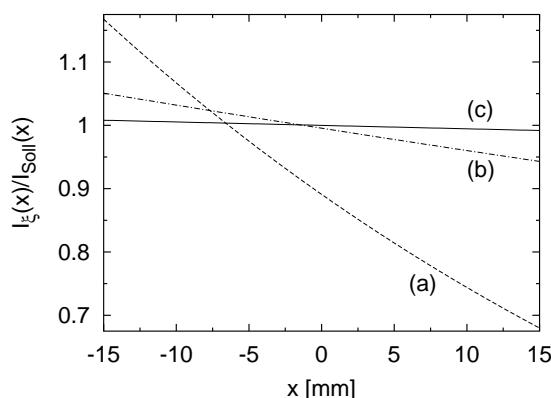


Abbildung 3.6: Intensitätsverhältnis längs der dispersiven Koordinate bei einer Fehleinstellung des Bragg-Winkels um (a) $\xi = -0.1^\circ$, (b) $\xi = -0.02^\circ$ und (c) $\xi = -0.003^\circ$ mit $b = 3670$ mm und $\alpha = 0.49^\circ$.

des Strahlenganges bei Abbildung in den Punkt $x = 0$ deutlich, in dem die Energie der Strahlung bei eingestelltem Soll-Bragg-Winkel E_2 beträgt (fette durchgezogene Linie). Auch bei “verdrehem” HOPG-Kristall findet sich weiterhin ein unter Θ_{BS} orientierter Kristallblock, so daß nach wie vor Strahlung der Energie E_2 in den Punkt $x = 0$ abgebildet wird (dünne durchgezogene Linie, Voraussetzung: Kristalldimensionen $\ll g, b$). Die Divergenz der Strahlung in einem festen Punkt in der Detektorebene, vgl. Abb. 3.1, bleibt mit $|\xi| \ll \Theta_{BS}$ unverändert.

3.2 Anforderungen an den Elektronenstrahl

Das vorgestellte Monochromatorprinzip erfordert die Ausrichtung des Röntgenstrahls auf den HOPG-Kristall in Abhängigkeit von dessen Position. Da die Richtung der Übergangsstrahlung durch den Elektronenstrahl definiert wird, erfolgt die Ausrichtung durch eine Winkeländerung des Elektronenstrahls in der horizontalen Ebene am Ort des Folienstapels, wobei seine Lage am Radiator unverändert bleibt. Hierzu wird der Elektronenstrahl strahlaufwärts mit einem kleinen Ablenkmagneten, im folgenden als Wedler bezeichnet, aus seiner Sollrichtung ausgelenkt. Eine von einer magnetischen Linse (Quadrupol) in der horizontalen Richtung eingestellte Punkt-zu-Punkt-Abbildung überträgt die Richtungsänderung an den Ort des Radiators. Eine Strahlregelung stabilisiert die Lage des Röntgenstrahls auf dem HOPG-Kristall über die Auslenkung des Elektronenstrahls. Die Strahlregelung wird später im Zusammenhang mit dem experimentellen Aufbau in Kapitel 4.5 beschrieben. Im nächsten Abschnitt wird das strahloptische Prinzip der Punkt-zu-Punkt-Abbildung erörtert und die Auswirkungen einer Fehleinstellung diskutiert. Im Anschluß daran werden die Anforderungen an die Elektronenstrahlausdehnung formuliert.

3.2.1 Punkt-zu-Punkt-Abbildung

3.2.1.1 Prinzip

Auf eine Darstellung der Grundlagen zur Beschreibung der Optik geladener Teilchen in Magnetfeldern wird an dieser Stelle verzichtet. Eine kurze Zusammenfassung ist im Zusammen-

hang mit dem Entwurf des X1-Strahlführungssystems in Anhang A zu finden.

Die prinzipielle Anordnung zur Erzeugung einer Punkt-zu-Punkt-Abbildung in einer Ebene, bei der ein Teilchen von einem Punkt A unabhängig von seiner Richtung immer auf einen festen Punkt B abgebildet wird, ist in Abb. 3.7 dargestellt. Die Beschreibung erfolgt im Rahmen der Einteilchenoptik im Matrixformalismus.

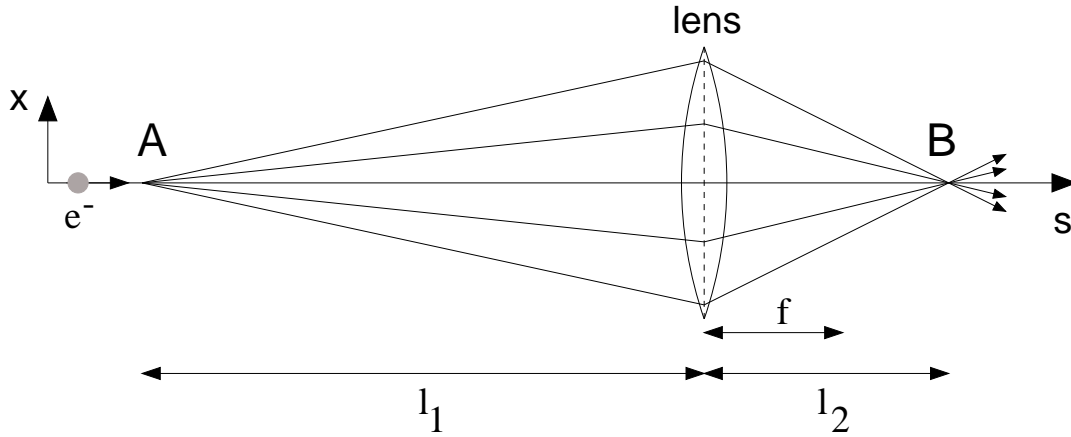


Abbildung 3.7: Prinzip der Punkt-zu-Punkt-Abbildung. Ein im Punkt A von der Sollachse ausgelenktes Elektron wird unabhängig von seiner neuen Richtung durch eine fokussierende Linse immer in den Punkt B abgebildet, wenn die effektive Lauflänge $S = l_1 + l_2 - l_1 \cdot l_2 / f$ des Systems Null ist. Zur Auslenkung befindet sich beim bildgebenden System in A ein Wedler, in B ist der Folienstapel positioniert. Als Linse dient ein Quadrupoldublett.

Die Transfermatrix T des dargestellten Systems aus Laufstrecke-Linse-Laufstrecke ist in der Näherung einer dünnen Linse gegeben durch

$$T = \begin{pmatrix} 1 & l_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{l_2}{f} & l_1 + l_2 - \frac{l_1 \cdot l_2}{f} \\ -\frac{1}{f} & 1 - \frac{l_1}{f} \end{pmatrix}, \quad (3.4)$$

wobei l_1, l_2 die Längen der Laufstrecken und f die Brennweite der Linse angeben. Ein Teilchen mit den Anfangsbedingungen $x_a = 0$ und x'_a für Ort und Richtung im Punkt A, wird gemäß

$$\begin{pmatrix} x_b \\ x'_b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C & S \\ C' & S' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_a \\ x'_a \end{pmatrix} = T \vec{x}_a \quad (3.5)$$

genau dann in den Punkt B mit $x_b = 0$ und x'_b abgebildet, wenn die effektive Lauflänge $S = l_1 + l_2 - l_1 \cdot l_2 / f = 0$ ist. Die Brennweite f der Linse ist somit durch die Geometrie zu $f = l_1 \cdot l_2 / (l_1 + l_2)$ bestimmt. Sie ist immer kleiner als die kürzere der beiden Längen l_1 und l_2 und konvergiert gegen den Wert der kürzeren Strecke mit zunehmender Länge der anderen. Die Teilchenrichtung vergrößert sich im Punkt B mit dem Längenverhältnis auf $x'_b = S' \cdot x'_a = l_1 / l_2 \cdot x'_a$. Die Ablage eines Teilchens mit $x_a \neq 0$ nimmt mit der Vergrößerung C des Systems im Punkt B auf $x_b = C \cdot x_a = 1 - l_2 / f$ ab und ist ebenfalls unabhängig von der Richtung x'_a . Seine Richtung x'_b verändert sich ebenfalls unter Berücksichtigung der fokussierenden Wirkung der Linse mit dem Längenverhältnis auf $x'_b = C' \cdot x_a + S' x'_a = -1/f \cdot x_a + l_1 / l_2 \cdot x'_a$, so daß auch das Verhalten eines ausgedehnten Strahls mit obigem Bild beschrieben werden kann.

Da bei Verwendung nur einer Linse der Elektronenstrahl in der einen transversalen Ebene fokussiert und in der anderen defokussiert wird, muß in der Praxis ein Linsenpaar verwendet

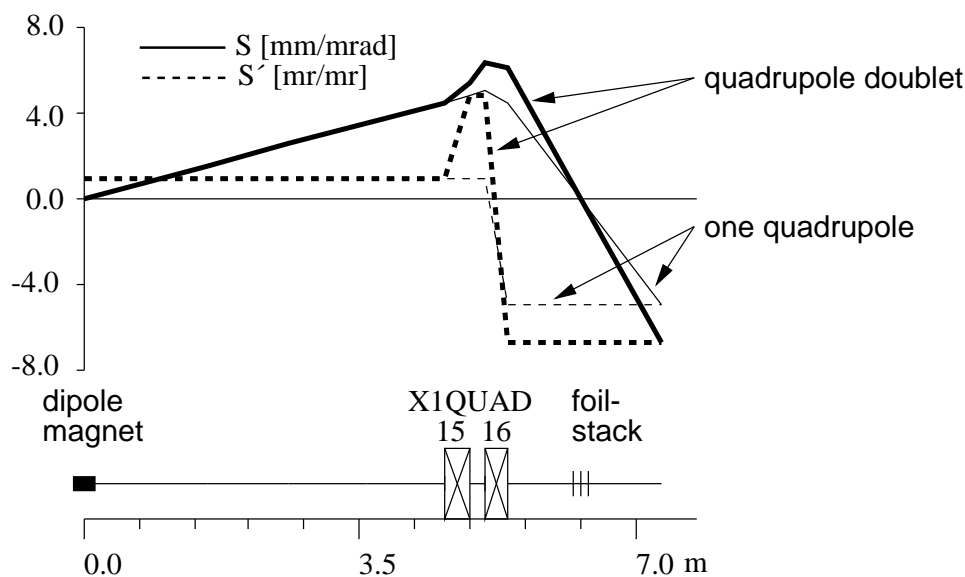


Abbildung 3.8: Horizontale, effektive Lauflänge S und Änderung der Strahlrichtung S' (Steigung von S) bei der Punkt-zu-Punkt-Abbildung bei Verwendung eines Quadrupoldoublets (fett) und eines einzelnen Quadrupols (dünn). Beim Doublet führt die vertikale Fokussierung des X1QUAD15 zu einer Defokussierung von S . Der horizontal fokussierende X1QUAD16 erzeugt jeweils den gewünschten Nulldurchgang von S am Folienstapel und stellt so die Punkt-zu-Punkt-Abbildung ein. Die Strahlrichtung bleibt bis zum Eintritt in den ersten wirkenden Quadrupol konstant und wird durch das Doublet um einen Faktor sieben, bei Einsatz nur eines Quadrupols um einen Faktor fünf vergrößert. Der Vorzeichenwechsel von S und S' beschreibt das Kreuzen der Sollachse durch den Strahl.

werden. Die prinzipielle Funktionsweise ist dabei ähnlich der des Einzellinsensystems und wird anhand von Abb. 3.8 erläutert. Diese zeigt den berechneten Verlauf der effektiven Lauflänge S für das in Kapitel 4.2 beschriebene, aufgebaute System und der für das Experiment vorgesehenen Quadrupoleinstellungen. Hierbei fokussiert der erste Quadrupol (X1QUAD15) vertikal und der zweite Quadrupol (X1QUAD16) horizontal. Die effektive Lauflänge S nimmt zunächst bis zum ersten Quadrupol wie die geometrische Länge des Systems zu. Durch die vertikal fokussierende Wirkung des X1QUAD15 kommt es zu einer horizontalen Defokussierung von S , so daß die für den gewünschten Nulldurchgang von S am Folienstapel einzustellende Brennweite des horizontal fokussierenden X1QUAD16 nun neben den geometrischen Abständen auch von der Wahl der Brennweite des X1QUAD15 abhängt. Hierbei läßt sich der Nulldurchgang von S durch unterschiedliche Kombinationen der Einzelbrennweiten der Quadrupole einstellen, womit unterschiedliche horizontale und vertikale Gesamtbrennweiten des Doublets verbunden sind. Dies ermöglicht zusätzlich zur Punkt-zu-Punkt-Abbildung horizontale und vertikale Strahlausdehnung am Folienstapel zu beeinflussen. Dies ist jedoch nur begrenzt möglich, da die Forderung nach $S = 0$ und einer Gesamtfokussierung auch in der vertikalen Ebene bei der im Experiment realisierten kurzen Entfernung zwischen Quadrupoldoublet und Radiator, die gewählt wurde um eine maximale Richtungsänderung des Elektronenstrahls zu erreichen, die Wahl der Einzelbrennweiten stark einschränkt. Eine Veränderung der Strahlparameter sowohl in der horizontalen als auch in der vertikalen Ebene am Radiator erfolgt daher bei festeingestelltem Quadrupoldoublet durch ein weiter strahlaufwärts vor dem Wedler positioniertes zweites Quadrupolpaar.

Neben der Fokussierung in der vertikalen Ebene wirkt sich, wie in Abb. 3.8 dargestellt, der

Einsatz eines Quadrupoldubletts zur Einstellung der Punkt-zu-Punkt-Abbildung günstig auf die Änderung der Strahlrichtung S' zur Sollachse vom Ort des Wedlers zum Radiator aus. Ist diese im Einzellinsensystem durch das Abstandsverhältnis l_1/l_2 gegeben, vergrößert sie sich nun durch die horizontal defokussierende Wirkung des vertikal fokussierenden Quadrupols. Für den realisierten Aufbau ergibt sich so ein Übersetzungsverhältnis für die Elektronenstrahlrichtung von ca. 1:7, so daß eine Richtungsänderung des Elektronenstrahls von ± 2 mrad durch den Wedler zu einer Richtungsänderung von ± 14 mrad am Folienstapel führt. Die numerischen Berechnungen wurden mit Hilfe der Programme TRANSPORT [BRCI73] und mit dem auf der Basis von TRANSPORT entwickelten interaktiven Programm BEAM-OPTIK [Ste94] durchgeführt, von dem auch die Graphikausgabe stammt. Das Verfahren zur experimentellen Einstellung und zum Nachweis der Punkt-zu-Punkt-Abbildung wird in Kap. 5.1.1 erläutert.

3.2.1.2 Auswirkungen einer Fehleinstellung der Punkt-zu-Punkt-Abbildung

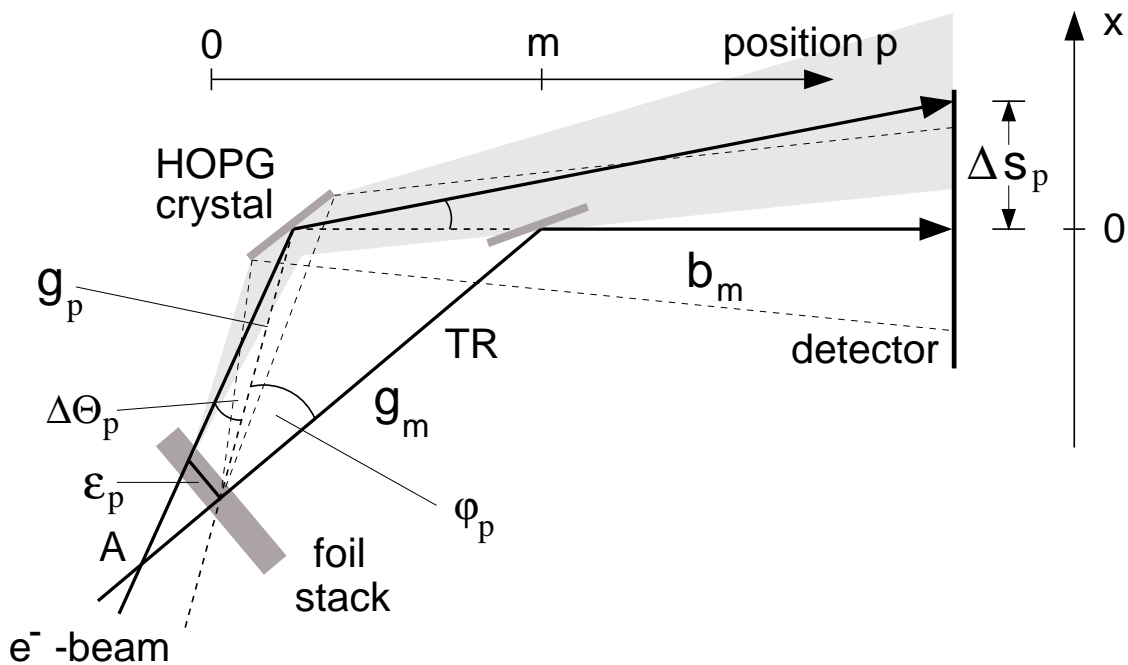


Abbildung 3.9: Auswirkung einer Fehleinstellung der Punkt-zu-Punkt-Abbildung. Vorzeichenkonvention: Befindet sich der HOPG-Kristall an einer Position $p < m$, ist $\varphi_p < 0$. Läuft der Elektronenstrahl in Strahlrichtung gesehen links vom Zentrum des Folienstapels durch diesen hindurch, ist $\epsilon_p < 0$. Verkleinert sich durch eine Fehleinstellung der Punkt-zu-Punkt-Abbildung der Bragg-Winkel gegenüber seinem Sollwert, so ist $\Delta\Theta_p < 0$. In obigem Bild sind also φ_p , ϵ_p und $\Delta\Theta_p$ negativ.

In Abb 3.9 sind die Auswirkungen einer Fehleinstellung der Punkt-zu-Punkt-Abbildung dargestellt. Der Elektronenstrahl kreuzt seine Sollachse nicht mehr am Ort des Folienstapels, sondern, je nach Einstellung, weiter strahlauf- bzw. strahlabwärts in einem Punkt A. Die Übergangsstrahlungsverteilung bleibt hierbei aufgrund des Prinzips der Elektronenstrahlregelung, s. Abschnitt 4.5, weiterhin zentrisch auf dem HOPG-Kristall. Ihr Einfallswinkel zur Kristalloberfläche ändert sich relativ zum ursprünglichen um $\Delta\Theta_p$. Diese Winkeländerung verursacht am Detektor eine örtliche Verschiebung der reflektierten Strahlung um ΔS_p . Die

in einem festen Detektorpunkt ankommende Strahlung verschiebt sich gegenüber ihrer Sollenergie um ΔE_p . Die Divergenz der in einem festen Detektorpunkt ankommenden Strahlung, vgl. Abb. 3.1, bleibt wegen der gleichbleibenden Geometrie zwischen HOPG-Kristall und Detektor unverändert.

Für die Verschiebung Δs_p gilt nach Abb. 3.9 mit der Ablage ϵ_p und der Sollauslenkung φ_p des Elektronenstrahls am Radiator

$$\Delta s_p = -b_p \tan \Delta \Theta_p = -b_p \frac{\epsilon_p \cos \varphi_p}{g_p + \epsilon_p \sin \varphi_p} \quad (3.6)$$

Für $|\varphi_p| \ll 1$ und $b_p \simeq g_p$ folgt $\Delta s_p \simeq -\epsilon_p$. Die Strahlablage am Radiator überträgt sich direkt in die Detektorebene. Die Punkt-zu-Punkt-Abbildung sollte daher so eingestellt werden, daß bei maximaler Auslenkung des Elektronenstrahls seine Ablage am Folienstapel weniger als die Hälfte der Ortsauflösung des Detektors beträgt. Bei der verwendeten pn-CCD mit einer Pixelgröße von $150 \mu\text{m} \times 150 \mu\text{m}$ wird daher $|\epsilon_{max}| < 75 \mu\text{m}$ gefordert². Die Abweichung der Energie der Strahlung am Punkt $x = 0$ in der Detektorebene von der Sollenergie E_p ist gegeben durch $\Delta E_p \approx -E_p \epsilon_p / (2g_p \Theta_{B_p})$. Sie beträgt mit $\epsilon_p = 75 \mu\text{m}$ und $g_p = 7095 \text{ mm}$ im anvisierten Energiebereich um die 20 keV ca. 1 eV und ist damit deutlich kleiner als die bei dieser Energie erwartete intrinsische Energieauflösung von ca. 66 eV.

3.2.2 Strahlparameter zur homogenen Ausleuchtung des Untersuchungsobjektes

Dem in Kapitel 2.3.2 vorgestellten Verfahren zur Bildrekonstruktion liegt eine pixelweise Analyse der Intensitätsspektren zugrunde. Um für jedes Pixel das Signal mit gleicher statistischer Sicherheit bestimmen zu können, muß eine möglichst gleichmäßige Intensitätsverteilung im Röntgenstrahl am Untersuchungsobjekt gegeben sein. Hierzu sollte der HOPG-Kristall homogen ausgeleuchtet werden. Wie in Abb. 3.10 dargestellt, weist die Winkelverteilung der Übergangsstrahlung des Polyimidfolienstapels bei 20 keV für einen divergenzfreien, also parallelen Elektronenstrahl ein Minimum um die Symmetrieachse bei $\Theta = 0$ mrad auf, in dem die Intensität 40% des Maximalwerts bei $\Theta = 0.66$ mrad beträgt. Dieses Minimum kann durch eine scharfe Fokussierung des Elektronenstrahls aufgefüllt werden. Abbildung 3.10 zeigt die erwartete Winkelverteilung der Übergangsstrahlung bei einer optimalen Fokussierung des Elektronenstrahls auf $\sigma_{x'} = \sigma_{y'} = 0.35$ mrad (eine Standardabweichung - 1σ - einer Gauß-Verteilung). Die Intensitätsschwankung im Winkelbereich zwischen $\Theta = 0$ mrad und $\Theta = 0.7$ mrad kann so auf ca. $\pm 5\%$ reduziert werden. Die einzustellende horizontale und vertikale Strahlbreite (1σ einer Gauß-Verteilung) ergeben sich im Falle eines Fokus aus $\epsilon_{x,y} = \sigma_{x,y} \cdot \sigma_{x',y'}$, wobei ϵ die Emittanz des Elektronenstrahls angibt³. Mit $\epsilon_x = 7.4 \text{ nm rad}$ und $\epsilon_y = 0.7 \text{ nm rad}$ (s. Kapitel A.4.1) folgt für die optimalen Strahlbreiten $\sigma_x = 21 \mu\text{m}$ und $\sigma_y = 2 \mu\text{m}$. Zur Vermessung der Strahlbreiten ist im Targetaufbau ein Strahlprofilmonitor vorgesehen, vgl. Kap. 4.3.

3.3 Wahl des Untersuchungsobjektes

Im Hinblick auf medizinische Anwendungen wie der digitalen Subtraktionsangiographie mit Jod oder der Untersuchung der Lungenaktivität mit Xenon als Kontrastmittel wäre eine Er-

²Da der Aufbau im Experiment nicht symmetrisch ist, gilt hier im ungünstigsten Fall bei $p = 0$ mm mit $b = 4071$ mm und $g = 6701$ mm $\Delta s_p = -0.61\epsilon$.

³In dieser Arbeit wird, wie in Anhang A.1 dargestellt, für die Definition der Emittanz $\epsilon = F/\pi$ verwendet, wobei F die im transversalen Phasenraum eingenommene Fläche der Phasenellipse bezeichnet.

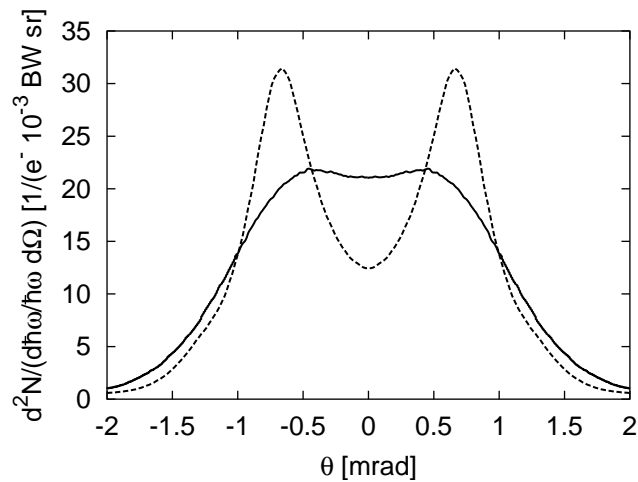


Abbildung 3.10: Winkelverteilung der Übergangsstrahlung des Polyimidfolienstapels bei 20 keV für einen parallelen Elektronenstrahl ($\sigma_{x'} = \sigma_{y'} = 0$ mrad, gestrichelte Linie) und bei einer Strahldivergenz von $\sigma_{x'} = \sigma_{y'} = 0.35$ mrad (durchgezogene Linie).

probung des Systems bei einer mittleren Energie des Röntgenstrahls von $E = 33.17$ keV bzw. $E = 34.56$ keV wünschenswert. In diesem Energiebereich beträgt jedoch die Nachweiswahrscheinlichkeit des zur Verfügung stehenden zweidimensional ortsauflösenden pn-CCD Detektors, s. Kapitel 4.6, lediglich noch ca. 6%. Da die prinzipielle Funktionsfähigkeit des bildgebenden Verfahrens unabhängig von der verwendeten Energie ist, wurde zum Test des Systems eine mittlere Photonenenergie von $E = 20$ keV gewählt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors ist hier mit ca. 24% noch relativ gut. Als Untersuchungsobjekt dient, wie in Abb. 4.10 schematisch dargestellt, eine Folienkombination bestehend aus einem schmalen Streifen einer Molybdänfolie, der sich vollständig hinter einer breiten Kupferfolie befindet. Die Kupferfolie dient dabei als Absorber zur Schwächung der Röntgenstrahlung. Die Molybdänfolie entspricht aufgrund der K-Absorptionskante von Molybdän bei $E = 20$ keV einer mit einem Kontrastmittel gefüllten Struktur. Die Massenschwächungskoeffizienten μ/ρ der beiden Materialien sind in Abb. 3.11 dargestellt.

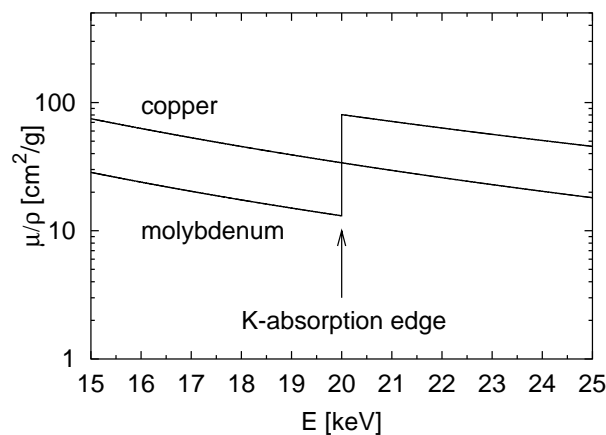


Abbildung 3.11: Massenschwächungskoeffizient von Molybdän und Kupfer in Abhängigkeit der Photonenenergie E [Nis99].

Während μ/ρ von Kupfer bei $E = 20$ keV stetig ist, ändert sich μ/ρ von Molybdän an der K-Kante um einen Faktor 6.2. Dies liegt in der Größenordnung der Änderung von μ/ρ von Jod bei $E = 33.17$ keV (Faktor 5.5) und Xenon bei $E = 34.56$ keV (Faktor 5.4).

Zum Test des bildgebenden Verfahrens wird die Dicke der Molybdänfolie zu $d_{Mo} = 2.5, 5, 10 \mu\text{m}$ und die Dicke der Kupferfolie zu $d_{Cu} = 136, 272 \mu\text{m}$ gewählt. Das von der dünnsten Molybdänfolie hervorgerufene Signal S , s. Gl. (2.22), ist dabei, wie in Tab. 3.1 aufgeführt, äquivalent zu dem einer ca. 6 mm dicken Schicht Jodlösung mit einer Jodkonzentration von nur 10 mg/ml (dies ist die sich in den Koronararterien einstellende Jodkonzentration eines intravenös injizierten Kontrastmittels mit einer Jodkonzentration von 370 mg/ml, s. Kap. 1) und dem einer 1.55 cm dicken mit Xenon gefüllten Schicht (bei $T = 37^\circ\text{C}$, $p = 1013$ mbar) an der jeweiligen Absorptionskante. Die dickste Kupferfolie mit $d_{Cu} = 272 \mu\text{m}$ weist dabei bei einer Photonenenergie von $E = 20$ keV das gleiche Absorptionsvermögen auf wie eine 23.5 cm dicke Schicht Weichgewebe bei $E = 33.17$ keV.

Tabelle 3.1: Tabelle zur Wahl des Untersuchungsobjektes. Die aufgeführten $\Delta\mu/\rho$ geben jeweils die Differenz von μ/ρ direkt an der jeweiligen K-Absorptionskante an, Quelle [Nis99]. Die Dichte ρ für Xenon bezieht sich auf $T = 37^\circ\text{C}$, $p = 1013$ mbar und ein Gasgemisch mit 80% Xe und 20% O_2 .

Element	E [keV]	$\Delta\mu/\rho$ [cm^2/g]	ρ [g/cm^3]	d [cm]	$S = (\Delta\mu/\rho)(\rho d)$
Jod	33.17	29.27	0.01	0.59	0.173
Xenon	34.56	27.03	$4.13 \cdot 10^{-3}$	1.55	0.173
Molybdän	20	67.47	10.22	$2.5 \cdot 10^{-4}$	0.172
Element	E [keV]	μ/ρ [cm^2/g]	ρ [g/cm^3]	d [cm]	$(\mu/\rho)(\rho d)$
Weichgewebe	33.17	0.33	1.06	23.5	8.22
Kupfer	20	33.8	8.96	0.0272	8.24

4 Experimenteller Aufbau

Nach der Darstellung der allgemeinen Funktionsweise des bildgebenden Verfahrens beschäftigt sich dieses Kapitel mit dem experimentellen Aufbau zum Test seiner Funktionsfähigkeit am Mainzer Mikrotron MAMI. Nach einer Übersicht über den Gesamtaufbau erfolgt im zweiten Abschnitt eine Darstellung der Elemente der Punkt-zu-Punkt-Abbildung und der Monitore zu ihrem Nachweis. Im Anschluß wird in Kap. 4.3 der Targetaufbau erläutert. Hierauf folgt eine Beschreibung des Monochromators. In Abschnitt 4.5 wird die Funktionsweise der Systemsteuerung und der Elektronenstrahlregelung dargelegt, bevor in Kap. 4.6 der verwendete Detektor (pn-CCD) zum Nachweis der monochromatisierten Strahlung vorgestellt wird. Nach einer kurzen Beschreibung des Untersuchungsobjektes schließt das Kapitel mit einer Darstellung der eingesetzten Meßelektronik und der Datenaufnahme.

4.1 Übersicht

Eine maßstäbliche Übersicht über den Gesamtaufbau der einzelnen Komponenten des bildgebenden Verfahrens in den Experimentierhallen 1 und 2 (EXH1, EXH2) des Institutes für Kernphysik ist in Abb. 4.1 dargestellt.

Der vom MAMI kommende Elektronenstrahl wird durch ein Quadrupoldublett (QD) ins Zentrum der Experimentierkammer (TR-C) fokussiert. In dieser befindet sich der Targetaufbau, der aus einem Folienstapel zur Erzeugung der Übergangsstrahlung sowie Diagnoseelementen zur Einstellung des Elektronenstrahls besteht. Das sich an die Experimentierkammer anschließende Ablenssystem großer Apertur, das auf maximale Energie- und Winkelakzeptanz ausgelegt ist, leitet den Elektronenstrahl möglichst verlustfrei zum Strahlfänger. Das Ablenssystem ist durch eine ca. 1 m dicke und 3.5 m hohe Betonwand vom Rest der Experimentierhalle abgetrennt. Hierdurch werden die Experimentaufbauten vor Untergrundstrahlung geschützt. Diese entsteht sowohl im Strahlfänger als auch durch Elektronen, die beim Durchqueren des Radiators durch Emission von Bremsstrahlung so viel Energieverlust erleiden, daß sie aus der Impulsakzeptanz des Ablenssystems fallen und längs des Strahlführungssystems verloren gehen.

Die im Folienstapel erzeugte Übergangsstrahlung durchläuft durch eine Geradeausbohrung im Joch den Dipolmagneten und verläßt durch ein $120 \mu\text{m}$ dickes Polyimidfenster eine Monochromatorkammer (M1), die für ein Röntgeninterferometer auf der Basis von Übergangsstrahlung [Ket00] eingesetzt wird. Hinter der Kammer trifft die Übergangsstrahlung in Luft unter einem Bragg-Winkel von $\Theta_B = 5.297^\circ$ auf den HOPG-Kristall. Dieser ist auf einem Drehtisch gehalten, der seinerseits auf einem Verfahrtschisch montiert ist. In Verlängerung der Verfahrtrichtung des HOPG-Kristalls befindet sich ein pn-CCD Detektor zum Nachweis der monochromatisierten Strahlung mit einer mittleren Sollenergie von 20 keV. Zur Unterdrückung des bei Aufschauerprozessen im HOPG-Kristall und dessen Halterung entstehenden Untergrundes, befindet sich zwischen HOPG-Kristall und Detektor eine ca. 0.75 m dicke Betonabschirmung,

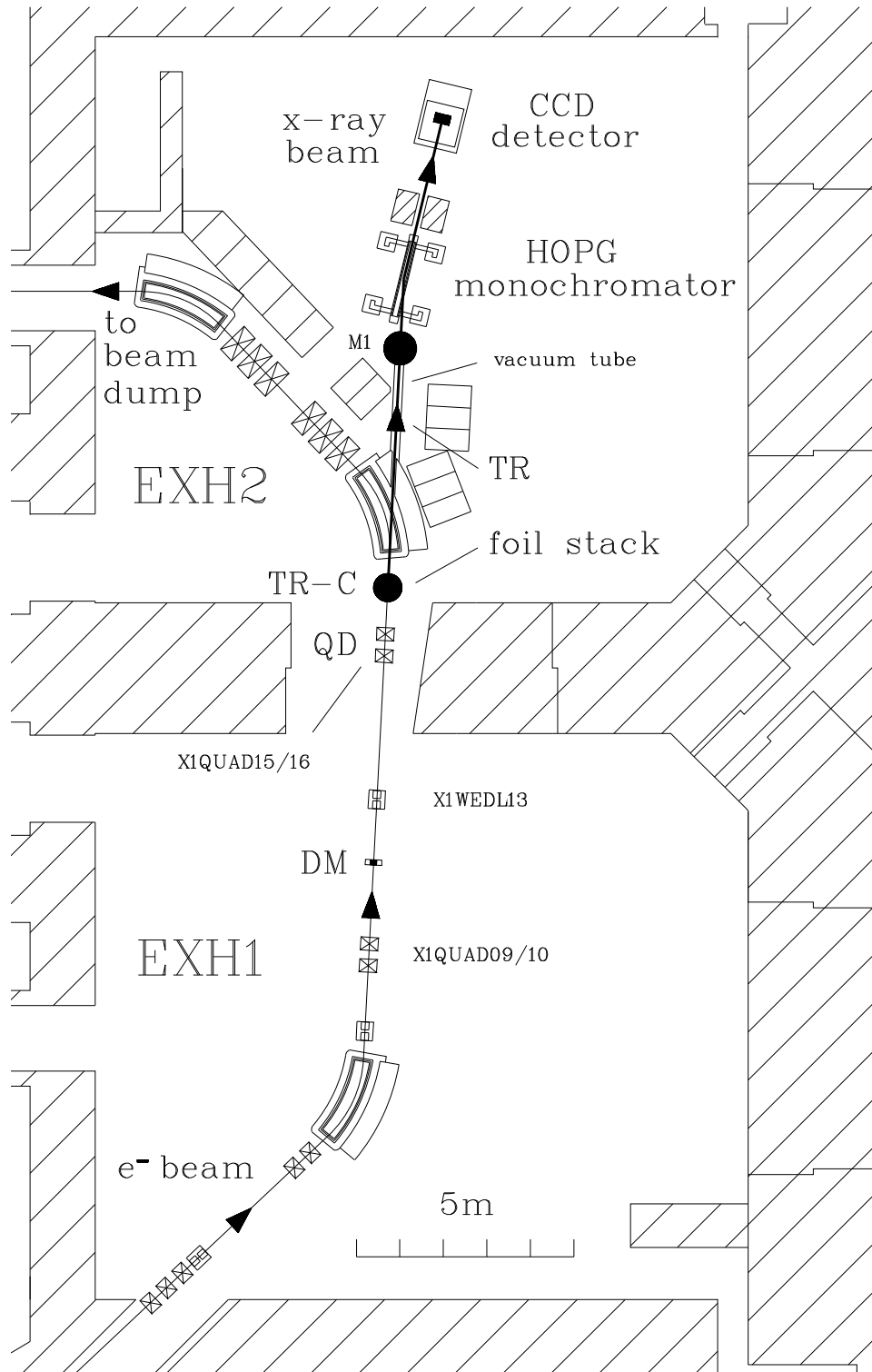


Abbildung 4.1: Übersicht über den Gesamtaufbau in den Experimentierhallen 1 und 2 (EXH1, EXH2). Die Komponenten der Punkt-zu-Punkt-Abbildung, das Quadrupoldublett QD (X1QUAD15/16) und der Wedler DM, sind in der EXH1 positioniert. Der Folienstapel, in der Experimentierkammer TR-C installiert, sowie der HOPG-Kristall und die pn-CCD befinden sich in der EXH2. Die Quadrupole X1QUAD09/10 und das Wedlerpaar X1WEDL13 sind weitere, bei der Einstellung der Punkt-zu-Punkt-Abbildung verwendete Strahlführungskomponenten, s. Anhang B.1. Die Kammer M1 wurde im Rahmen anderer Experimente verwendet.

die längs des Sollwegs der Röntgenstrahlung einen nach oben offenen lichten Korridor von ca. 12 cm Breite aufweist.

Die benötigte Richtungsänderung des Elektronenstrahls über die Punkt-zu-Punkt-Abbildung erfolgt mit dem Quadrupoldublett QD im Wanddurchbruch zur EXH2 kurz vor der Experimentierkammer und dem Wedler DM in der EXH1. Die Elemente sind integraler Bestandteil des Strahlführungssystems der X1-Kollaboration und werden auch bei der Einstellung des Elektronenstrahls für andere Experimente eingesetzt.

4.2 Punkt-zu-Punkt-Abbildung

4.2.1 Aufbau

Die Richtung des Elektronenstrahls wird, wie in Kapitel 3.2.1.1 beschrieben wurde, mit Hilfe eines Wedlers (DM) und eines Quadrupoldubletts (QD), vgl. Abb. 4.1, über eine Punkt-zu-Punkt-Abbildung variiert. Der hierbei verwendete Wedler wurde im Rahmen einer Diplomarbeit [Gör97] angefertigt. Sein Eisenkern besteht aus aufeinandergeschichteten, gegeneinander isolierten Eisenblechen. Dies ermöglicht neben der benötigten niederfrequenten Strahlablenkung zur Ausrichtung des Röntgenstrahls beim Verfahren des HOPG-Kristalls auch die Ausregelung höherfrequenter Lageschwankungen des Elektronenstrahls. In Tab. 4.1 findet sich eine Zusammenfassung der wichtigsten Kenngrößen des Wedlers.

Bei den Quadrupolen (X1QUAD15 und X1QUAD16) handelt es sich um zwei der sechzehn standardmäßig in der X1-Strahlführung eingesetzten Quadrupole der Firma Bruker. Eine Zusammenstellung ihrer Eigenschaften findet sich in Anhang A.3, Tab. A.5. Sie sind eingebunden in die Stromversorgung der Strahlführungselemente und werden über das MAMI-Kontrollsystem angesteuert. Der X1QUAD15 fokussiert den Elektronenstrahl in der vertikalen, der X1QUAD16 in der horizontalen Ebene. Die Quadrupole sind in einem festen Abstand von 200 mm auf einer gemeinsamen Grundplatte montiert. Um das Übersetzungsverhältnis für den Ablenkwinkel des Elektronenstrahls variabel einstellen zu können und zu gewährleisten, daß die Geometrie an veränderte strahloptische Anforderungen an diesem Experimentierplatz angepaßt werden kann, ist das Quadrupolpaar auf Rollen an einer Führungsschiene über eine Länge von 2.5 m variabel positionierbar. Hierdurch ist eine flexible Wahl der Abstände zwischen Wedler und Quadrupolen sowie zwischen Quadrupolen und Folienstapel möglich.

Um bei einer mittleren Photonenenergie von 33 keV, dem ursprünglichen Design für einen Test an der K-Kante von Jod, und einem mittleren Abstand zwischen Folienstapel und HOPG-Kristall von 7095 mm die gesamte Verfahrlänge des Tisches von 1445 mm ausnutzen zu können, muß die Richtung des Elektronenstrahls um ± 12.6 mrad variiert werden. Die lichte Weite des nachfolgenden Vakuumsystems sowie der Abstand des Quadrupoldubletts zum

Tabelle 4.1: Kenngrößen des Wedlers. Angegeben sind die Kernlänge l , Kernbreite b , Spalthöhe g , Kupferdrahtdurchmesser d , Windungszahl n und die Länge einer Windung l_W .

Abmessungen	$l = 100$ mm, $b = 50$ mm, $g = 11$ mm
Spulendaten	$d = 1$ mm, $n = 700$, $l_W = 0.352$ m
magnetische Eigenschaften	$B(I = 1.5$ A) = 1.268 kG \leftrightarrow 4.9 mrad (bei 855 MeV)
Betriebswerte (statisch)	$I = 1.5$ A, $U = 8$ V, $R = 5.33$ Ω , $L = 0.4$ H

Folienstapel wurden auf einen Wert von ± 14 mrad angepaßt, s. Abb 4.2. Bei diesem Wert beträgt die Ablage eines punktförmigen Strahls in der Mitte des knapp 1 m vom Folienstapel entfernten X1QUAD16 ± 15 mm. Dies entspricht genau der lichten Weite des Strahlrohrs ($\varnothing_{\text{innen}}=30$ mm). Wird ein ausgedehnter Elektronenstrahl mit $\sigma = 250$ μm zugrunde gelegt und gefordert, daß für einen Radius von 5σ die lichte Entfernung zur Strahlrohrwand noch 0.25 mm beträgt, ergibt sich eine Strahlauslenkung von ca. ± 12.6 mrad.

Die minimal mögliche Entfernung zwischen Wedler und Quadrupoldublett wird durch den maximal möglichen Ablenkwinkel φ_{max} des Wedlers festgelegt. Um bei $\varphi_{\text{max}} \approx 5$ mrad eine Ablage des Elektronenstrahls von 15 mm im Dublett zu erzeugen, muß der Wedler von diesem mindestens 3 m entfernt aufgestellt werden. Der Nulldurchgang der effektiven Lauflänge kann bei diesem Abstand problemlos mit den Quadrupolen, deren minimale Brennweite $f_{\text{min.}} = 0.4$ m beträgt, eingestellt werden. Da die Entfernung des Wedlers vom Dublett bei Abständen größer 3 m unkritisch ist, wurde die Wahl des Einbauortes nach den gegebenen Platzverhältnissen im X1-Strahlführungssystem ausgerichtet und der Wedler in einer Distanz

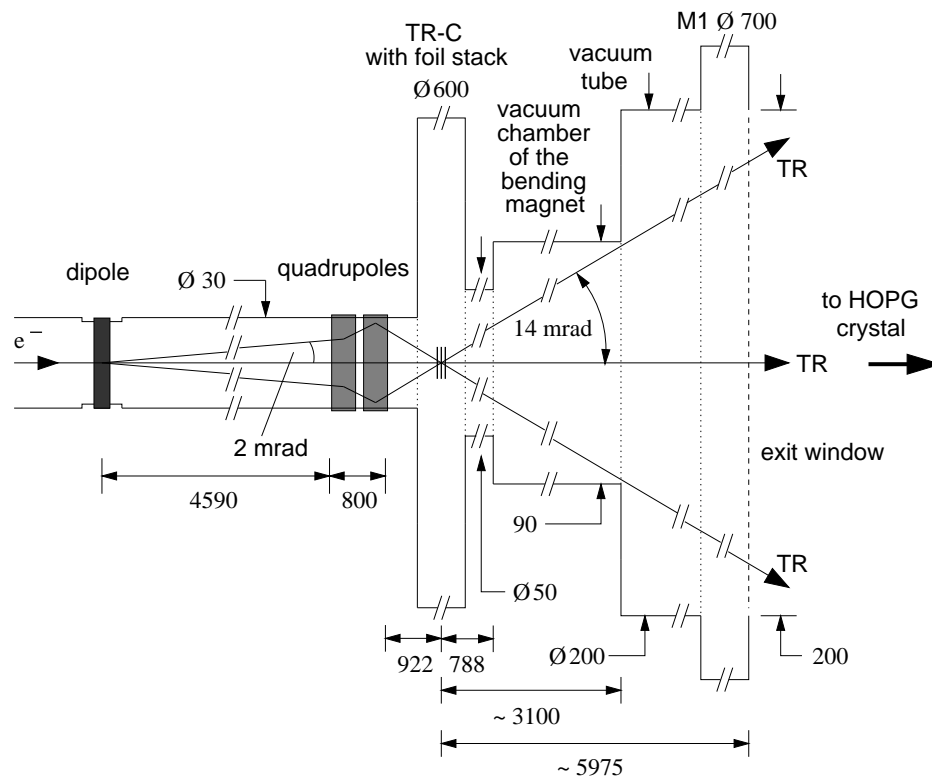


Abbildung 4.2: Geometrische Abstände bei der Punkt-zu-Punkt-Abbildung und schematische Aufsicht der Engstellen des Vakuumsystems. Die Akzeptanz des Vakuumsystems bzgl. der Winkeländerung des Elektronenstrahls wurde auf ± 14 mrad ausgelegt. Hierzu wurde das Joch des sich an die Kammer TR-C anschließenden Dipols mit einer 100 mm Bohrung versehen, so daß ein Vakuumrohr mit einer lichten Weite von 90 mm an die Vakuumkammer des Dipols angeschweißt werden konnte. Das nachfolgende Vakuumrohr, die Monochromatorkammer M1 durch die hindurchgeschossen wird, sowie der Austrittsflansch mit einer lichten Weite von 200×30 mm² (entspricht ± 16.8 mrad) schränken den Winkelbereich nicht weiter ein. Der Abstand des Quadrupoldubletts folgt bei einer maximalen Richtungsänderung des Elektronenstrahls von ± 14 mrad aus der lichten Strahlrohrweite von 30 mm zu knapp 1 m. Der Wedler wurde 4590 mm strahlwärts vor dem Quadrupoldublett aufgestellt.

von 4590 mm vom Quadrupoldublett positioniert.

In der realisierten 20 keV Geometrie reduziert sich die nutzbare Verfahrenlänge des Tisches auf 972 mm (± 14 mrad), von denen in den Messungen 894.4 mm ausgenutzt wurden. Die Ausrichtung der Röntgenstrahlung auf den Kristall über die gesamte Verfahrenlänge des Tisches von 1445 mm würde eine Anpassung der Komponenten an einen Bereich von ± 20.8 mrad erfordern.

4.2.2 Strahldiagnose bei der Einstellung der Punkt-zu-Punkt-Abbildung

Prinzip und Prozedur der Einstellung der Punkt-zu-Punkt-Abbildung werden in Kapitel 5.1.1 erläutert. Verwendet werden, wie in Abb. 4.3 skizziert, zwei symmetrisch um den Folienstapel angeordnete, hochauflösende Lagemonitore, die jeweils die horizontale Ablage des Elektronenstrahls von der Sollachse erfassen.

Als Lagemonitore werden Hochfrequenzresonatoren eingesetzt, in denen der Elektronenstrahl aufgrund seiner Mikrobunchstruktur Hochfrequenzfelder anregt. Die eingesetzten Zylinderresonatoren [Doe96] werden im TM_{110} -Mode betrieben. Bei dieser Mode bildet sich ein rein transversales Magnetfeld aus, während das elektrische Feld nur eine Komponente in Strahlrichtung besitzt, die auf der Achse und an der Wand des Resonators verschwindet. Die beim Durchqueren des Elektronenstrahls induzierte elektrische Signalleistung kann über eine Antenne ausgekoppelt werden und beinhaltet gemäß $P \propto x_{beam}^2$ die Information über die Ablage x_{beam} des Elektronenstrahls. Eine aus Symmetriegründen angebrachte zweite Antenne wird mit 50Ω abgeschlossen.

Die verwendeten Lagemonitore arbeiten bei der dritten Harmonischen der MAMI-Frequenz bei 9.8 GHz. Hieraus ergeben sich ihre kompakten Dimensionen (Länge = 32 mm, $\varnothing_{\text{außen}} = 54$ mm), die den direkten Einbau in die Experimentierkammer erlauben, so daß ihr Betrieb im Vakuum erfolgt. Die Lagemonitore sind in einem lichten Abstand von 44 mm zueinander symmetrisch um den Folienstapel angeordnet, die Antennen zur Lageerfassung sind hierbei ca. $l = 90$ mm voneinander entfernt. Die Bohrung an der Strahlein- und Austrittsseite der Monitore beträgt 8 mm.

Die relative Strahlposition kann mit Hilfe eines Lagemonitors und der dazugehörigen Signalverarbeitung im cw-Betrieb bei einem Strahlstrom von $I_{beam} = 1 \mu\text{A}$ ($P \propto I_{beam}^2$) auf $x_{beam} \leq 2 \mu\text{m}$ [Doe96] bestimmt werden.

4.3 Targetaufbau

Abbildung 4.3 zeigt eine Zeichnung des Targetaufbaus. Er besteht aus einem Folienstapel zur Erzeugung der Übergangsstrahlung sowie aus Elementen zur Strahldiagnose. Die Komponenten befinden sich auf einem 4-Achsen Goniometer, das auf einem massiven Stahlstempel in der Experimentierkammer, die einen Innendurchmesser von 60 cm besitzt, montiert wird. Der Stempel ist über einen Balg mit dem Boden der Vakuumkammer verbunden, so daß der Targetaufbau mechanisch von der Vakuumkammer entkoppelt ist und Vibrationen durch die an der Kammer befestigte Turbomolekularpumpe nicht auf den Targetaufbau übertragen werden.

Der oberste (YT) der drei unteren Goniometertische trägt eine Aluminiumgrundplatte auf der mit Hilfe zweier Sockel die zwei hochauflösenden Strahllagemonitore zur Einstellung der

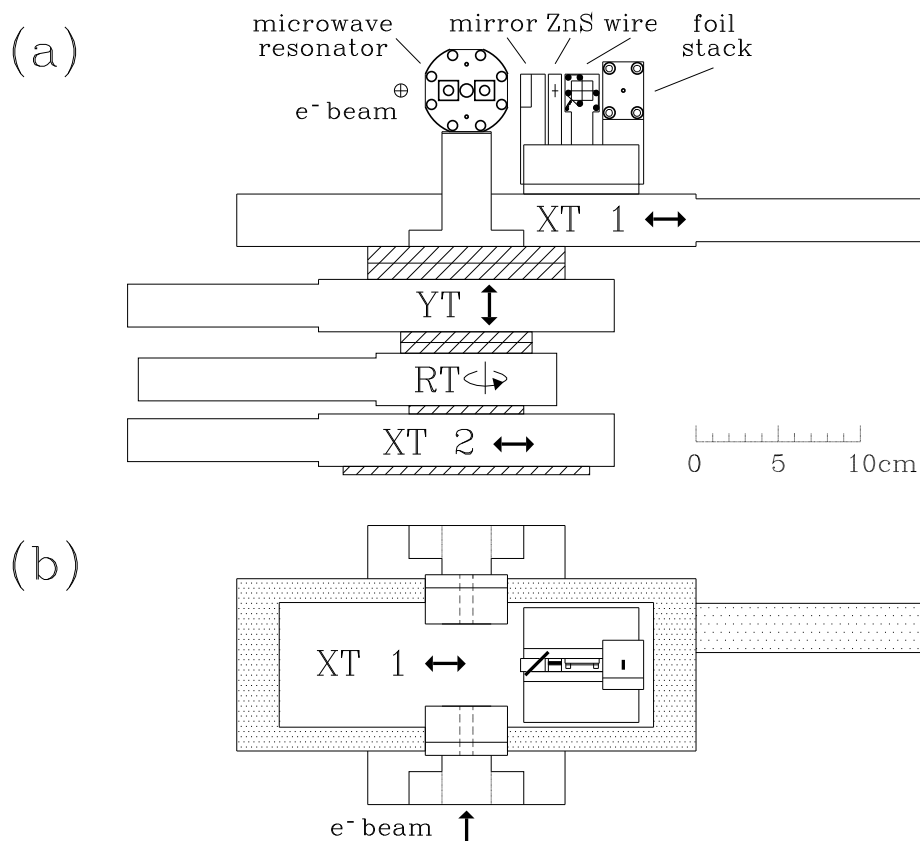


Abbildung 4.3: Aufbau zur Positionierung des Folienstapels und des Strahl Diagnosesystems in (a) Frontalansicht und (b) Aufsicht. Über die Lineartische XT2 und YT sowie den Drehtisch RT können alle Elemente mit einer Stellgenauigkeit von $1 \mu\text{m}$ horizontal 50 mm und vertikal 5 mm bewegt sowie mit einer Schrittweite von 0.001° gedreht werden. Ein weiterer Lineartisch XT1 (Stellgenauigkeit $1 \mu\text{m}$) mit einem Verfahrweg von 150 mm erlaubt eine zu den Lagemonitoren unabhängige, transversale Positionierung des Folienstapels und der restlichen Diagnoseelemente.

Punkt-zu-Punkt-Abbildung montiert sind. Mittig zwischen diesen beiden Monitoren ist ein weiterer Goniometertisch (XT1) angebracht, mit dem ein Reiter, der den Folienstapel, Elemente zur Strahl diagnose sowie einen Spiegel trägt, transversal positioniert werden kann.

Bei dem verwendeten Folienstapel handelt es sich um den in Kapitel 2.1 beschriebenen Polyimidfolienstapel, bestehend aus 30 Folien der Dicke $25 \mu\text{m}$, die in äquidistantem Abstand von $75 \mu\text{m}$ angeordnet sind. Zur Elektronenstrahl diagnose werden ein Drahtscanner und ein ZnS-Schirm verwendet. Die beim Auftreffen des Elektronenstrahls auf dem ZnS-Schirm erzeugte Fluoreszenzstrahlung wird mit einer Kamera beobachtet und ermöglicht so eine optische Kontrolle der Strahllage und Strahlausdehnung. Zur quantitativen Bestimmung der Strahlausdehnung dient der Drahtscanner, bei dem es sich um einen kreuzförmig gespannten $25 \mu\text{m}$ dicken Wolframdraht handelt. Der Draht wird horizontal bzw. vertikal durch den Elektronenstrahl gefahren und die beim Durchgang der Elektronen durch den Draht in Geradeausrichtung emittierte Bremsstrahlung in Abhängigkeit von der Drahtposition nachgewiesen. Der unter 135° zur Elektronenstrahlrichtung eingebaute Spiegel dient zusammen mit einem senkrecht zur Elektronenstrahlrichtung in die Experimentierkammer einschießenden Laser zum Einmessen des Monochromators.

Die Ausrichtung der Komponenten zur Elektronenstrahlhöhe erfolgt mit dem in Abb. 4.3 mit YT bezeichneten Goniometertisch. Da zur Einstellung der Punkt-zu-Punkt-Abbildung beide Lagemonitore kollinear auf die Elektronenstrahlachse ausgerichtet werden müssen, befindet sich dieser auf einem Drehtisch (RT), der seinerseits auf einem zweiten transversalen Verschiebetisch (XT2) montiert ist. Der Aufbau ist so konstruiert, daß mit Hilfe der beiden transversalen Verschiebetische Lagemonitore und Reiter sowohl getrennt als auch gleichzeitig in den Strahl gefahren werden können.

Da die beiden Lagemonitore nicht getrennt zum Strahl ausgerichtet werden können, wurden sie vor dem Einbau im Labor mit einer Führungsstange, die durch die Bohrungen, durch die der Elektronenstrahl läuft, geschoben wurde, zueinander justiert. Da der Höhentisch (YT) nur eine Korrektur von insgesamt 5 mm erlaubt, wurden die restlichen Komponenten des Targetaufbaus im Labor mit einem Präzessionsnivellier (Brunson Instr. Comp.) auf die Höhe der Lagemonitore einjustiert.

4.4 Monochromator

Der in Abb. 4.4 dargestellte Monochromator setzt sich zusammen aus dem HOPG-Kristall, einem Kristallhalter, einem Drehtisch sowie einem Lineartisch mit Untergestell. Daneben trägt der Monochromator noch zwei Photodioden, die als Meßglied der Regelung der Elektronenstrahlrichtung dienen. Von den Monochromatorkomponenten werden im folgenden nur die wichtigsten Eigenschaften zusammengefaßt, eine ausführliche Darstellung findet sich in den

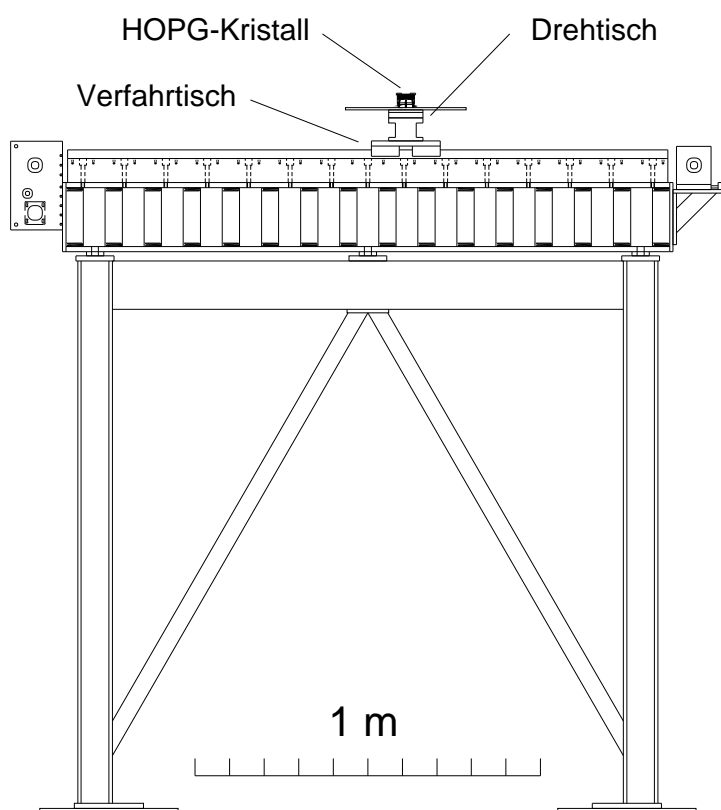


Abbildung 4.4: Maßstäbliche Seitenansicht des Monochromators.

Diplomarbeiten [Joh95, Gör97]. Die Eigenschaften des eingesetzten ebenen HOPG-Kristalls seien hier noch einmal aufgeführt:

Tabelle 4.2: Eigenschaften des HOPG-Kristalls.

Abmessungen (Breite×Höhe×Dicke)	50 mm × 15 mm × 1.5 mm
Netzebenenabstand (002)	(0.3357 ± 0.0002) nm [Adv94]
Mosaizität α	0.49° ± 0.02° [Joh95]
$\Delta E_{intr.}/E$	3.2 · 10 ⁻³ bei 29.2 keV [Joh95]

Getragen wird der HOPG-Kristall von dem in Abb. 4.5 (a) skizzierten Kristallhalter. Dieser muß den HOPG-Kristall möglichst verspannungsfrei tragen und dafür sorgen, daß er auch in den Umkehrpunkten des Verfahrtischs bei hohen Beschleunigungen fixiert ist. Höhe und Neigung des Kristallhalters können über Stellschrauben justiert werden. Der Kristallhalter wird auf einer Basisplatte montiert, auf der ebenfalls die Träger für die Photodiodenhalterungen aufgeschraubt sind, s. Abb. 4.5 (b). Die Träger sind über Stehbolzen höhenjustierbar. Die Photodiodenhalterungen können auf den Trägern nahezu senkrecht zur TR-Strahlrichtung verschoben und um ihre eigene Achse gedreht werden, so daß die beiden Photodioden in Strahlhöhe symmetrisch um den HOPG-Kristall positioniert werden können, und die Übergangsstrahlung senkrecht auf die Photodioden fällt.

Die Basisplatte ist, wie in Abb. 4.6 (a) gezeigt, auf einem Drehteller aufgeschraubt, der von einem Fünf-Phasen-Schrittmotor angetrieben wird. Die maximale Drehgeschwindigkeit beträgt 10°/s, die Schrittweite 0.001°. Der Drehtisch wird mit Hilfe eines verstifteten Adaptersockels aus Aluminium auf der Grundplatte des Lineartischs befestigt. Der Adaptersockel dient einer schnellen Demontage der Dreheinheit, um ein für ein anderes Experiment benötigtes Vakuumrohr in Strahlhöhe über den Verfahrtisch schwenken zu können.

Grundlage des Verfahrtischs sind zwei gepaarte Linearführungsschienen mit vier einzelnen Schlitten, welche die Grundplatte des Lineartischs tragen, s. Abb. 4.6 (a), (b). Der Lineartischantrieb erfolgt über einen Zahnriemen. Ein Zwei-Phasen-Schrittmotor sorgt über ein Getriebe für den Riemenvorschub. Die Führungsschienen sind auf zwei plan gefrästen Aluminium-Rechteckprofilen, die auf einem Breitflanschträger befestigt sind, aufgeschraubt. Der Träger wird über drei an seiner Unterseite befindlichen Auflageflächen auf dem Lineartischuntergestell befestigt. Die vier Füße des Lineartischuntergestells sind auf massiven Eisenplatten (400 mm × 400 mm × 20 mm) aufgeschraubt, was ein schnelles Umjustieren des kompletten Tisches zu anderen Winkeln erlaubt. Die Eisenplatten sind ihrerseits über Stehbolzen im Hallenboden fest verankert. Der Lineartisch verfügt über einen Fahrweg von 1445 mm, eine Wegauflösung von 0.056 mm und eine maximale Fahrweggeschwindigkeit von 0.12 m/s.

Der Aufbau des Monochromators richtet sich nach der angestrebten mittleren Sollenergie des quasimonochromatischen Röntgenstrahls von 20 keV (vgl. Kapitel 3.3). Bei dem verwendeten HOPG-Kristall muß ein Bragg-Winkel von $\Theta_B = 5.297^\circ$ eingestellt werden, so daß der Verfahrtisch des Monochromators unter dem doppelten Bragg-Winkel von 10.6° zur mittleren Photonenstrahlachse aufgebaut wurde. Der Abstand zwischen Folienstapel, HOPG-Kristall und Detektor sollte nach Gl. (2.9) symmetrisch gewählt werden, um eine durch die vorhandene Geometrie verursachte zusätzliche Energieunschärfe zu vermeiden. Wegen der endlichen Verfahrtischlänge ist ein symmetrischer Aufbau prinzipiell nur in der Mittelstellung des

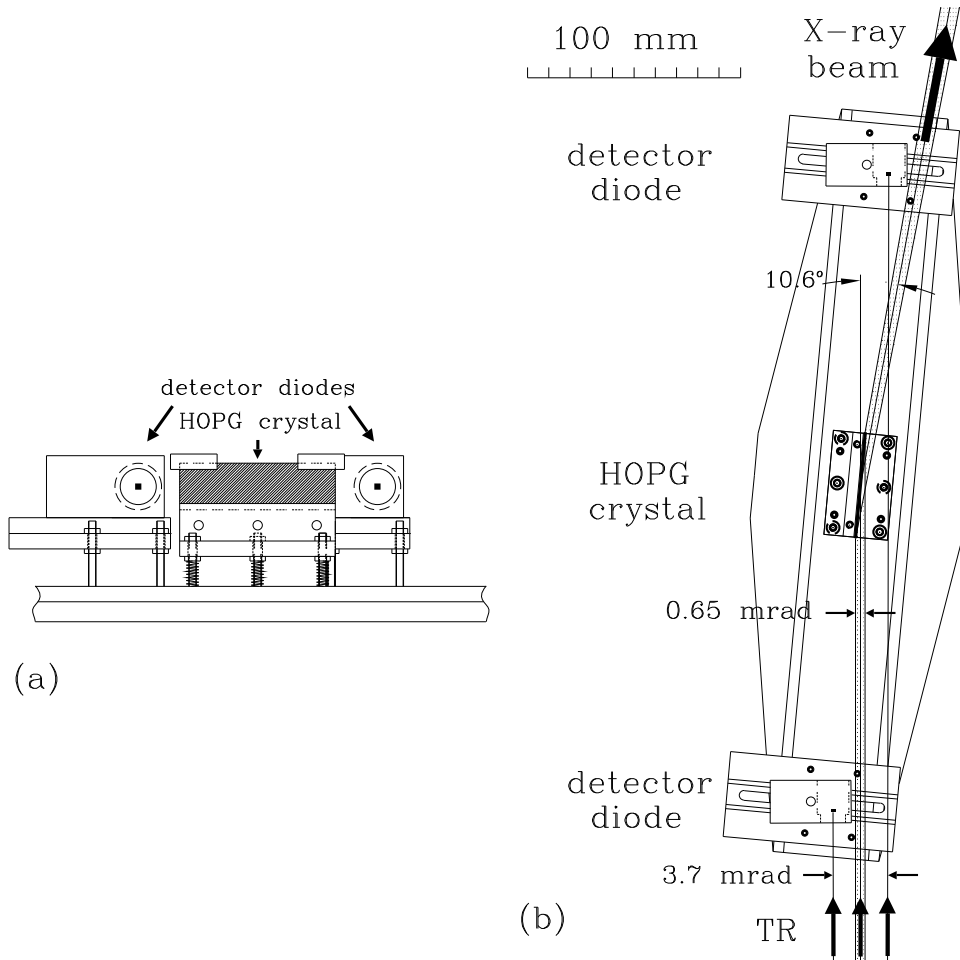


Abbildung 4.5: (a) Schematische Anordnung von HOPG-Kristall und Photodioden. Die Dioden sind in Höhe der Kristallmitte positioniert und senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Strahlung (Blickrichtung) symmetrisch um den HOPG-Kristall angeordnet. Der HOPG-Kristall ist einschließlich Halterung gegen diese Richtung um $84,703^\circ$ gedreht, siehe (b). (b) Maßstabgetreue Sicht auf die Basisplatte mit HOPG-Kristall und Photodiodenhalterungen. Der HOPG-Kristall steht unter dem Bragg-Winkel von $\Theta_B = 5,297^\circ$ zur TR-Richtung. Aufgrund ihrer ausgedehnten Halterungen befinden sich die Photodioden sehr weit außen in der Winkelverteilung der Übergangsstrahlung und sind in deren Ausbreitungsrichtung ca. 30 cm zueinander versetzt angeordnet. Ihre sensitive Fläche von je $1,1 \text{ mm} \times 1,1 \text{ mm}$ steht senkrecht zur TR-Richtung.

HOPG-Kristalls möglich. Jedoch konnte selbst für diesen Fall ein symmetrischer Aufbau nicht realisiert werden, da in der Mitte der EXH2 in 5,5 m Entfernung vom Zentrum der Kammer TR-C im Rahmen eines Interferometrieexperimentes dauerhaft eine Monochromatorkammer (M1) installiert wurde, s. Abb 4.1. Diese mußte sich ebenfalls in einer symmetrischen Anordnung von Radiator, Monochromator und Detektor befinden. Der Verfahrtisch wurde daher so dicht wie möglich hinter der Monochromatorkammer aufgebaut. Der Abstand zwischen Tischmitte und Folienstapel beträgt $g_m = 7095 \text{ mm}$. Da die Experimentierhalle 2 insgesamt lediglich 13 m lang ist, wurde der Detektor in der praktisch noch maximal realisierbaren Entfernung von $b_m = 3670 \text{ mm}$ zur Tischmitte aufgestellt. Für einen symmetrischen Aufbau hätte die Stirnwand der EXH2 durchbohrt und der Detektor in der sich anschließenden

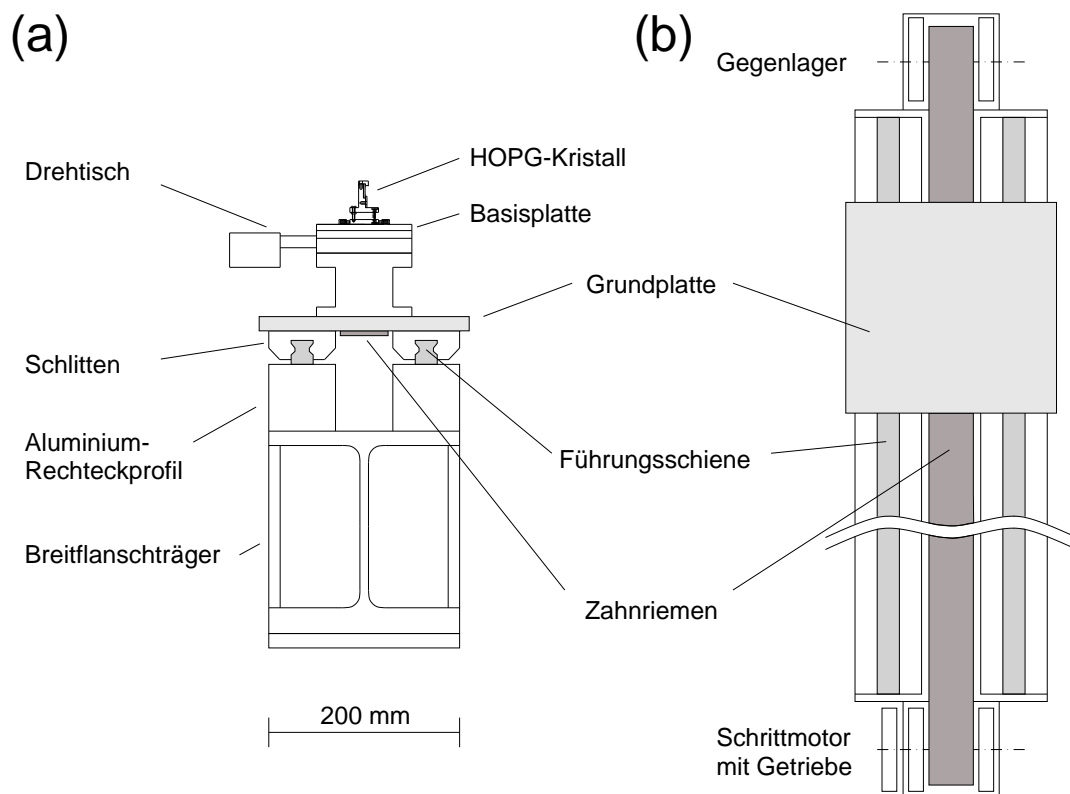


Abbildung 4.6: (a) Frontalansicht und (b) Aufsicht des Monochromators.

Modulatorenhalle aufgebaut werden müssen ¹.

In der realisierten Geometrie berechnet sich in der Mittelstellung des HOPG-Kristalls nach Gl. (2.9) eine geometrisch bedingte Energieunschärfe von $\Delta E = 66$ eV. Bei symmetrischem Verfahren von ± 447 mm beträgt sie in den Endpositionen $\Delta E = 43$ eV bzw. $\Delta E = 93$ eV in der Position maximaler Asymmetrie. Beim Verfahren ergibt sich in idealer Geometrie eine Änderung des Bragg-Winkels von $\Theta_B = 5.65^\circ$ auf $\Theta_B = 4.98^\circ$, was einer Energieänderung für den in der Verlängerung der Verfahrachse liegenden Punkt in der Detektorebene von $E = 18.75$ keV auf $E = 21.25$ keV entspricht. Die ausgeleuchtete Fläche in der Detektorebene reduziert sich dabei von $\Delta X \times \Delta Y = 70.9$ mm \times 20.6 mm auf 63.2 mm \times 19.1 mm.

Nach Aufbau des Monochromators in der EXH2 wurden Höhen- und Seitenschlag längs des Verfahrwegs mit Hilfe eines auf die Sollverfahrachse und Sollhöhe ausgerichteten Theodoliten überprüft. Hierbei wurde ein Höhen- und Seitenschlag von je $\leq \pm 1/10$ mm festgestellt ². Beide Werte liegen am unteren Rand der mit den gegebenen Justiermöglichkeiten erreichbaren Genauigkeit. Höhen- und Seitenschlag führen zu einem näherungsweise gleichgroßen Wandern der reflektierten Strahlung auf dem Detektor. Bei einer Ortsauflösung von 150 μ m sind beide Effekte jedoch unkritisch. Der Seitenschlag führt zudem zu einer Winkeländerung $\Delta\Theta_B$, die zu einer Energieänderung ΔE führt und sich als Divergenz der in einem festen

¹Dies war ursprünglich vorgesehen, konnte jedoch aufgrund des Aufbaus vom MAMI C in den Experimentierhallen 1 und 2 nicht mehr durchgeführt werden.

²Der gemessene Seitenschlag von ± 0.1 mm bestätigt die in der Diplomarbeit von F. Görge [Gör97] geäußerte Vermutung, daß sich der dort im Labor gemessene Wert von ± 0.4 mm mit einem stabileren Aufbau in der Experimentierhalle verbessern läßt.

Detektorpunkt ankommenden Strahlung bemerkbar macht. Bei einer mittleren Entfernung zwischen Kristall und Detektor von 3670 mm ergibt sich eine Winkeländerung von ca. 0.002° , was bei 20 keV zu einer Energieänderung von $\Delta E \approx 8$ eV führt. Der Wert ist klein gegen die intrinsische Energieauflösung des HOPG-Kristalls und der Effekt unbedeutend. Auch die zusätzliche Divergenz von 0.002° ist gegen den durch die Mosaizität des HOPG verursachten Beitrag $\eta \simeq 1.26$ mrad = 0.07° vernachlässigbar.

4.5 Systemsteuerung

Um die Energie der monochromatisierten Strahlung durchzustimmen muß der HOPG-Kristall verfahren, in Abhängigkeit von seiner Position der Bragg-Winkel eingestellt und die vom Folienstapel emittierte Übergangsstrahlung durch eine Winkeländerung immer mittig auf den HOPG-Kristall geregelt werden. Die Koordination dieser Abläufe ist Aufgabe einer Systemsteuerung, die im Rahmen einer Diplomarbeit entwickelt wurde [Gör97]. Ihre Funktionsweise wird anhand des in Abb. 4.7 gezeigten, stark vereinfachten Strukturbildes erläutert. Dabei wird zunächst die Steuerung der Verfahrensbewegung und der Einstellung des Bragg-Winkels beschrieben. Im Anschluß daran erfolgt die Beschreibung der Strahlregelung.

Steuerung

Ausgangspunkt des Gesamt Ablaufs des Energiedurchstimmens ist der durch die Anwendung vorgegebene zeitliche Verlauf des Durchstimmvorgangs. Dieser ist bestimmt durch die langsamste Komponente im Aufbau, der Verfahrensbewegung des HOPG-Kristalls. Sie wird durch einen PC (PC REG) der Motorsteuerung (SMC) des Verfahrtschis vorgegeben. Diese gibt die Positionsinformation in Form von Schritimpulsen und einem Richtungssignal an das zentrale Element der Systemsteuerung, einen digitalen Signalprozessor (DSP), weiter. Durch vorzeichenrichtiges Aufsummieren der Schritimpulse ist dem Prozessor der Ort des HOPG-Kristalls relativ zu einer zu Beginn definierten Nullposition bekannt. Der zugehörige Bragg-Winkel ist im Idealfall eindeutig durch die Geometrie bestimmt. Seine Einstellung an jeder Position wird vom DSP gesteuert, der hierzu an die Steuerkarte des Drehtisch-Schrittmotors ein Takt- und Richtungssignal weitergibt. Dabei greift der DSP intern auf eine Tabelle zurück, die in Abhängigkeit von der Position die Information enthält, ob eine relative Winkeländerung um einen Schritt entsprechend 0.001° durchgeführt werden soll oder nicht. Die Richtung der Winkeländerung ist an die Verfahrrichtung gekoppelt. Beim Verfahren des HOPG-Kristalls muß die Richtung der vom Folienstapel emittierten Übergangsstrahlung so variiert werden, daß sie immer mittig auf den HOPG-Kristall trifft. Die hierzu nötige Richtungsänderung des Elektronenstrahls über die Punkt-zu-Punkt-Abbildung erfolgt mit Hilfe einer Strahlregelung.

Strahlregelung

Der Sollwert w der Regelung ist die zentrale Lage des Röntgenstrahls auf dem HOPG-Kristall. Um dessen Position auf dem HOPG-Kristall zu erfassen, umfaßt die Meßeinrichtung zwei symmetrisch um den HOPG-Kristall angeordnete Photodioden (PD1, PD2), mit denen die Intensität I_1, I_2 der Übergangsstrahlung links und rechts des HOPG-Kristalls gemessen wird. Das Differenzsignal $I_2 - I_1$ ist dabei näherungsweise proportional zur Lage des Röntgenstrahls auf dem HOPG-Kristall (Regelgröße) und wird von einem auf dem DSP implementierten Regler zur Strahlregelung verwendet. Dieser gibt die ermittelte Reglerausgangsgröße y an das Stellglied der Regelung, den an der Punkt-zu-Punkt-Abbildung beteiligten Wedler weiter, der seinerseits versucht über die Regelstrecke die Lage des Röntgenstrahls an den Sollwert anzupassen. Hierzu wird durch Auslenken des Elektronenstrahls mit dem Wedler über die Abbildung die Richtung des Elektronenstrahls am Folienstapel und damit letztlich die Position

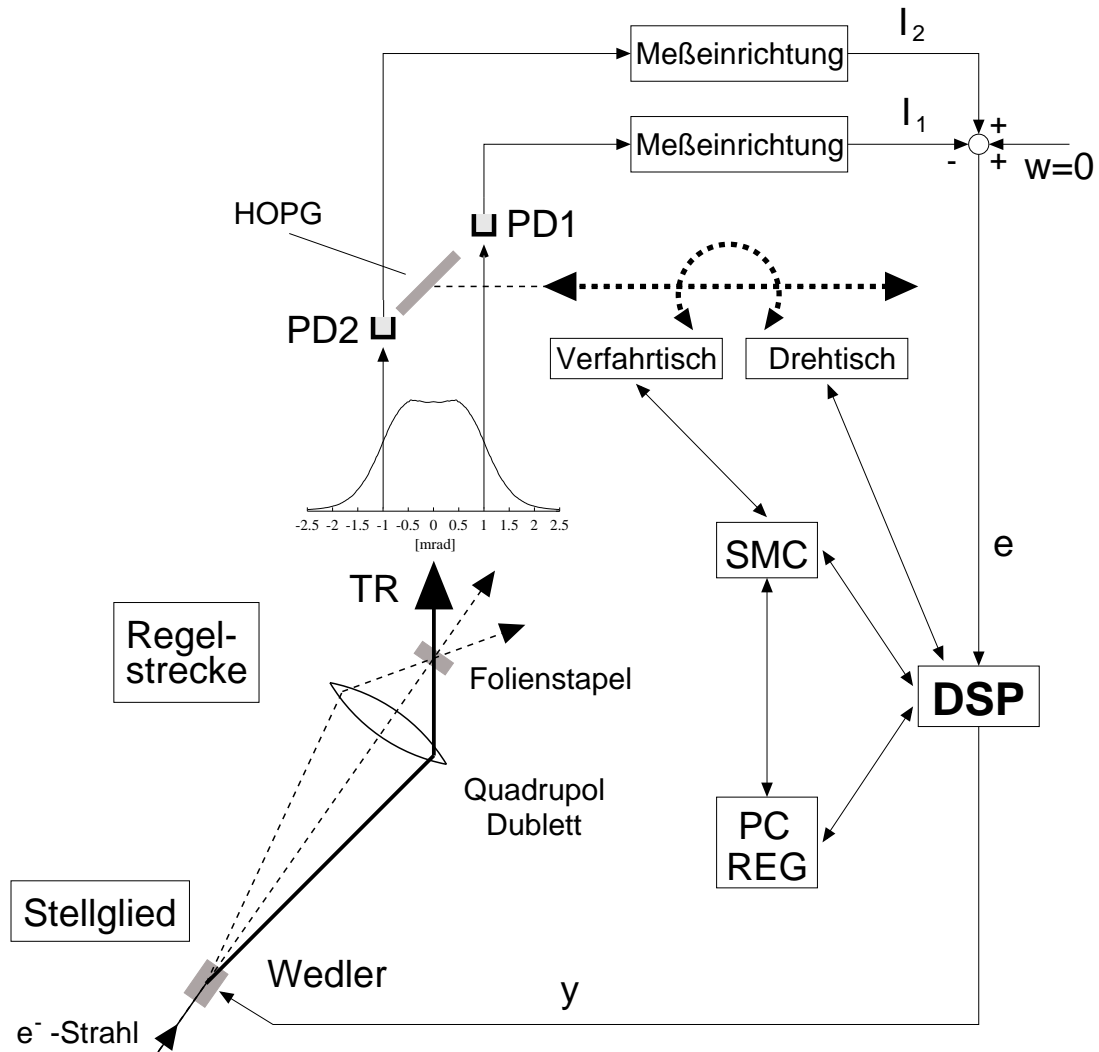


Abbildung 4.7: Schematisiertes Strukturbild der Systemsteuerung und Strahlregelung. Trifft der Röntgenstrahl mittig auf den HOPG-Kristall, d.h. weist die Symmetrieachse der Strahlung auf dessen Zentrum, messen die Photodioden PD1 und PD2 die gleichen Intensitäten I_1 und I_2 und es ist $e = 0$. Die Richtung des Elektronenstrahls und somit die Lage des Röntgenstrahls bleiben unverändert. Wird der HOPG-Kristall verfahren, nimmt die gemessene Intensität der einen Diode ab, die der anderen zu. Mit $e \neq 0$ bestimmt der Regler eine neue Stellgröße y mit der die Richtung des Elektronenstrahls so variiert wird, daß die TR wieder mittig auf den HOPG-Kristall trifft.

des Röntgenstrahls auf dem Kristall so variiert, daß beide Photodioden gleiche Intensität messen. Da der Sollwert der Regelgröße Null beträgt, handelt es sich mit $w = 0$ um eine Störgrößenregelung. Störgrößen sind das Verfahren des Kristalls sowie Lage und Richtungsschwankungen des Elektronenstrahls. Die auftretende Regelabweichung e ist wegen $w = 0$ durch die Intensitätsdifferenz $e = I_2 - I_1$ gegeben.

Als Regler wurde ein reiner PID-Regler gewählt. Dieser Reglertyp gilt im industriellen Bereich als einer der wichtigsten Standardregler [Unb92]. Der Regler wurde im Rahmen einer Diplomarbeit [Gör97] digital auf einem Digitalen Signal Prozessor (DSP) realisiert. Eine kurze Beschreibung findet sich in Anhang B.3.

4.6 CCD-Detektor

Da die Bildgebung auf dem Durchstimmen der Energie der Röntgenstrahlung in jedem Punkt in der Ebene des Untersuchungsobjektes beruht, wird ein orts- und energieauflösender (zur nachträglichen Diskriminierung von Untergrundphotonen) Photonenzähler benötigt. Verwendet wurde ein pn-Charged Coupled Device (pn-CCD) Röntgendetektor [SK96, SHK⁺96], der vom MPI-Halbleiterlabor München für die Röntgensatellitenmissionen ABRIXAS³ (*ABroad-band Imaging X-ray All-sky Survey*) [RHF⁺95] und XMM⁴ (*X-Ray Multi-Mirror Mission*) [SD00] entwickelt wurde. Die Anpassung des pn-CCD Systems für einen flexiblen und einfach zu handhabenden Einsatz unter Laborbedingungen, wie z.B. am MAMI, wurden im Rahmen einer Kollaboration durchgeführt⁵.

Abbildung 4.8 zeigt eine schematische Darstellung des eingesetzten CCD-Chip. Bei diesem handelt es sich um einen Siliziumdetektor mit einer sensitiven Fläche von $1\text{ cm} \times 3\text{ cm}$. Diese ist in 12800 quadratische Bildpunkte (Pixel) der Größe $150\text{ }\mu\text{m} \times 150\text{ }\mu\text{m}$ aufgeteilt, die in einer $m \times n$ Matrix aus $m = 64$ horizontalen Zeilen und $n = 200$ vertikalen Spalten angeordnet sind. Aufgrund der für eine CCD relativ großen Pixelausdehnung und der parallelen Auslese der 64 Zeilen ergibt sich die kurze Auslesezeit für ein komplettes Bild (frame) von 5.8 ms. Die maximale Ausleserate beträgt 95 frames/s. Die sensitive Dicke von $270\text{ }\mu\text{m}$ gewährleistet eine hohe Photonennachweiswahrscheinlichkeit (mehr als 80%) für einen Energiebereich von 277 eV bis 10 keV. Bei den im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Photonenergien um die 20 keV wird noch eine Quanteneffizienz von ca. 24% erwartet. Der Detektor kann je nach Energie der nachzuweisenden Strahlung bei zwei unterschiedlichen Verstärkungen betrieben werden. Bei der zum Nachweis von 20 keV Strahlung einzustellenden niedrigen Verstärkung beträgt die Energieauflösung etwa 300 eV (FWHM) bei 5.9 keV⁶.

Die Umgebung des pn-CCD Systems ist in Abb. 4.9 dargestellt. Der CCD-Chip befindet sich in einer zylindrischen Aluminiumkammer ($\varnothing=290\text{ mm}$, Tiefe 220 mm) [Ker98, Wil97] die in einen Aluminiumrahmen montiert ist, der seinerseits in einem Gestell gehalten wird. Mit Hilfe eines von Hand verstellbaren x-y-Verfahrtschis kann die pn-CCD horizontal und vertikal positioniert werden. Um die Strahlhöhe in der Experimentierhalle 2 von 2.2 m zu erreichen, wurde der komplette Aufbau auf einem ca. 50 cm hohen Betonstein installiert.

Der zum Betrieb der pn-CCD benötigte Vakuumdruck von ca. $10^{-6} - 10^{-7}$ mbar wird durch eine Membran-Vorpumpe (MP) und durch eine über einen Balg vibrationsfrei mit der Kammer verbundenen Turbomolekularpumpe (TP) erzeugt. Die zur Rauschminimierung erforderliche Kühlung des CCD-Chips auf eine Temperatur von ca. 120 K erfolgt mit Hilfe eines Kaltkopfes (Leybold RGS 20), der über einen Kühlstab, Kühllitzen und zwei Kupferformteile thermisch mit dem Träger (Keramik) des CCD-Chips verbunden ist. Eine Temperaturregelung (Firma Leybold, Typ: LTC 60), die als Meßglied einen am Kühlstab befestigten Temperatursensor (Siliziumdiode) verwendet und zur Temperaturerhöhung elektrisch heizt, hält die Temperatur

³Ziel der ABRIXAS Mission war eine Abtastung des gesamten Himmels im mittlereenergetischen Röntgenbereich (0.5-10 keV). Nach einem erfolgreichen Start im April 1999 mußte, wegen eines Ausfalls der Hauptbatterie des Satelliten kurz nach dem Start, die Mission am 12.07.1999 für gescheitert erklärt werden [GP99]. Zu einem Test der CCD-Röntgenkamera war es nicht gekommen.

⁴Die am 10.12.1999 gestartete XMM Mission dient der Untersuchung der von ausgewählten, kosmischen Quellen, wie z.B. Neutronensternen, Pulsaren oder Supernova-Überresten, emittierten Röntgenstrahlung in einem Energiebereich von 0.1-15 keV.

⁵Kollaborationspartner waren: MPI-Halbleiterlabor, München; KETEK GmbH, Oberschleißheim; Institut für Experimentalphysik I, Ruhr-Universität Bochum; Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz.

⁶Angaben zum Auflösungsvermögen bei hoher Verstärkung finden sich in [Jac00].

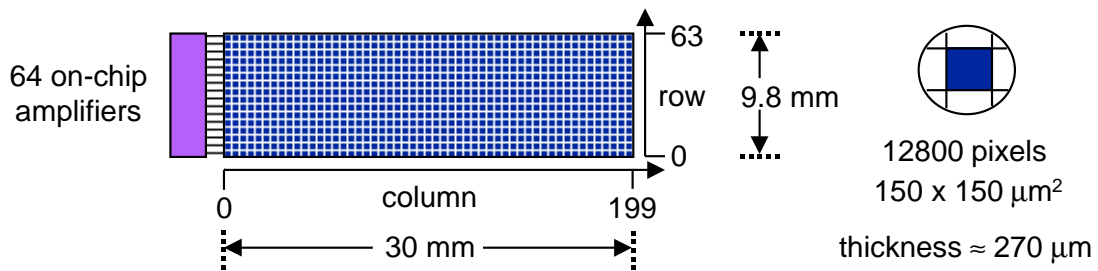


Abbildung 4.8: Schematische Darstellung der pn-CCD. Die Auslese zu den 64 auf dem CCD-Chip integrierten Vorverstärkern erfolgt zeilenweise von rechts nach links.

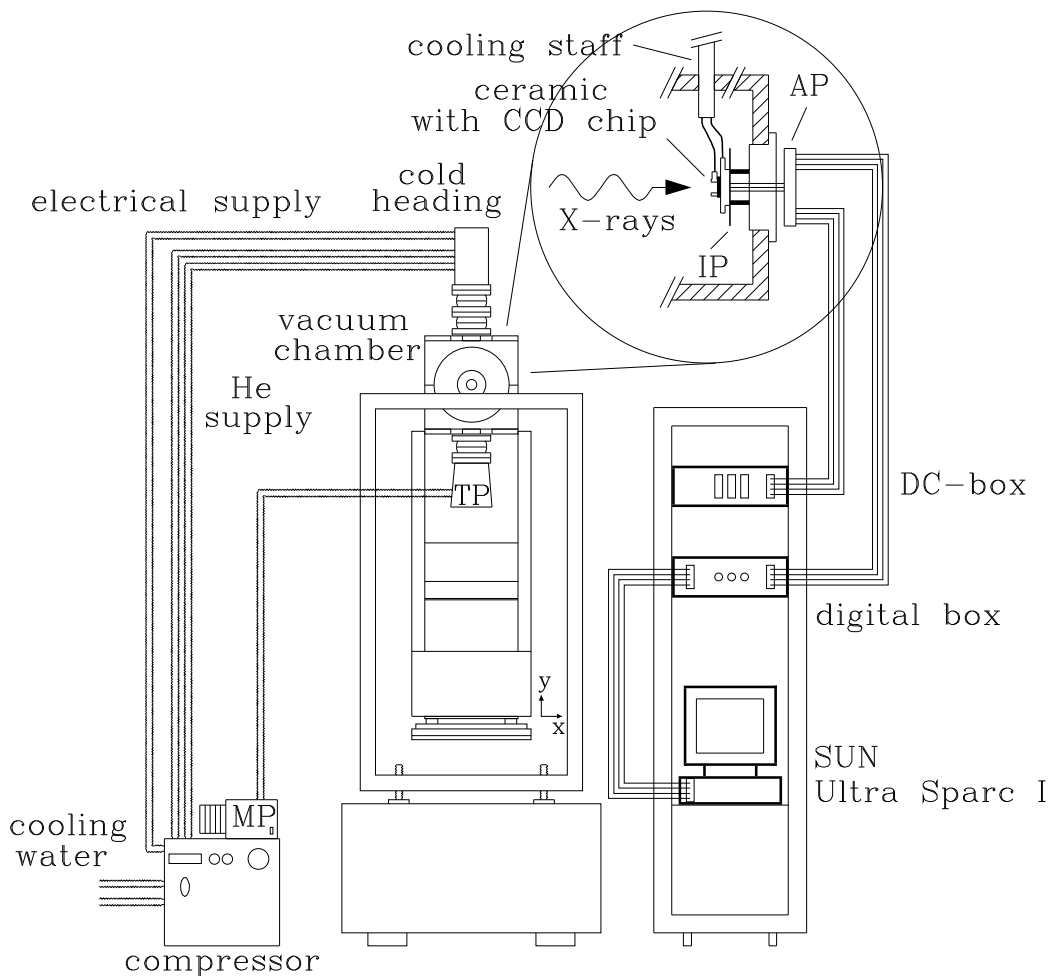


Abbildung 4.9: Schematische Darstellung des pn-CCD Detektorsystems. Der CCD-Chip befindet sich in der Vakuumkanter. Die Röntgenstrahlung fällt durch das Eintrittsfenster ($\varnothing=40$ mm) der Kammer, das durch eine 50 μm dicke Kapton- und zur Verdunkelung durch eine 13 μm dicke Aluminiumfolie abgeschlossen ist, auf den CCD-Chip, s. Explosionszeichnung. Dieser ist auf einem Keramikträger befestigt, der umgeben von zwei Kupferformteilen über einen Sockel auf einer Innenplatte (IP) aufgesteckt ist. Über Kunststoffabstandshalter ist diese auf dem Abschlußflansch gehalten. Ein in den Abschlußflansch vakuumdicht eingesetzter Stecker ermöglicht die Kontaktierung zwischen Innen- und Außenplatte (AP). Diese stellt die Verbindung zum restlichen Auslesesystem her.

auf ± 1 K konstant. Die Temperatur am CCD-Chip selbst wird mit einer auf dem CCD-Chip angebrachten Diode gemessen.

Die zum Betrieb der pn-CCD benötigte Elektronik, bestehend aus einer DC-Box und einer Digitalbox sowie die zur Datenaufnahme und Speicherung eingesetzte Sparc Ultra 1 Workstation, befindet sich in einem Gestell direkt am Ort des Detektors. Eine Beschreibung der Komponenten wird in Abschnitt 4.8 gegeben.

4.7 Untersuchungsobjekt

Wie bereits in Kapitel 3.3 dargelegt, wird als Untersuchungsobjekt eine Folienkombination bestehend aus einer 2,5, 5 und 10 μm dicken Molybdänfolie ⁷ und einer 136 und 272 μm dicken Kupferfolie gewählt. Hierbei nimmt die Molybdänfolie die Rolle des "Kontrastmittels" im "Kupferkörper" ein. Die Anordnung der Folien ist in Abb. 4.10 dargestellt. Beide Folien werden direkt vor das Eintrittsfenster der CCD-Kammer gespannt, so daß ihr Abstand zum CCD-Chip ca. 120 mm beträgt. Die Kupferfolie deckt vollständig den CCD-Chip ab, während sich die Molybdänfolie über einen Bereich von ca. 50 Spalten erstreckt.

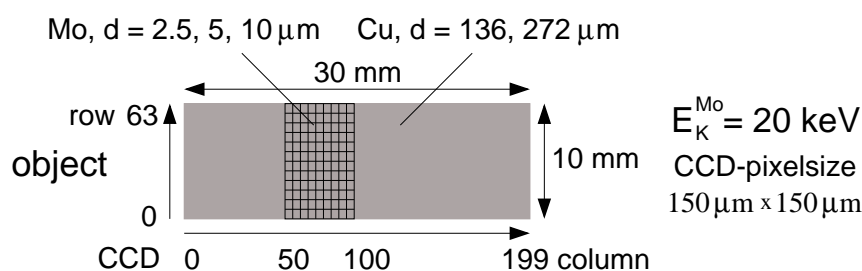


Abbildung 4.10: Untersuchungsobjekt bestehend aus einer Kombination einer Kupfer- und einer Molybdänfolie.

4.8 Elektronik und Datenaufnahmesystem

Im wesentlichen müssen von Experimentsteuerung, Elektronik und Datenaufnahmesystem zur Durchführung des Experiments drei Aufgaben erfüllt werden: (I) Messung der Elektronenstrahlparameter, (II) Steuerung der Targetkomponenten und Koordination des HOPG-Monochromator-Systems und (III) Datenaufnahme mit dem pn-CCD-System. Die zur Erfüllung aller Anforderungen verwendeten Komponenten sind schematisch in den Blockschaltbildern in Abb. 4.11 - 4.13 dargestellt und in Tab. 4.3 aufgelistet. Die Funktionsweise wird im folgenden für die einzelnen Aufgabenbereiche näher erläutert:

(I) - Messung der Elektronenstrahlparameter, s. Abb. 4.11.

Für den Nachweis der Strahlmenge bei der Einstellung der Punkt-zu-Punkt-Abbildung wird das aus den Lagemonitoren (XYMO) ausgekoppelte Signal in der nachfolgenden HF-Signalverarbeitung (HF-SP) [Doe96] schmalbandig verstärkt und mit Hilfe eines 9.8 GHz Referenzsignals in einem Double-Balanced-Mixer gleichgerichtet. Es folgt eine weitere Verstärkung

⁷Der 5 und 10 μm dicke Molybdänstreifen wird jeweils aus einem 2.5 μm dicken Folienstück durch Übereinanderfalten hergestellt.

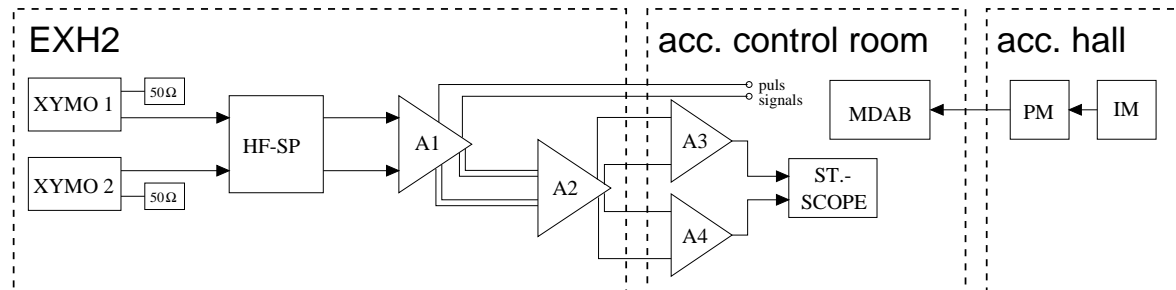


Abbildung 4.11: Schematische Darstellung der Elektronik/Datenaufnahme zur Messung der Elektronenstrahlparameter.

der Signale um einen Faktor 50 durch einen für die am MAMI verwendeten Lagemonitore entwickelten XYMO-Verstärker (A1). Während die Pulssignale der Lagemonitore bei Diagnosepulsbetrieb des Beschleunigers vom XYMO-Verstärker an erdfreien Ausgängen direkt zur Verfügung gestellt und in den MAMI-Kontrollraum geleitet werden, werden die DC-Signale zunächst noch in einem erdfreien Differenzverstärker um einen Faktor 20 verstärkt (A2) und anschließend differentiell in den MAMI-Kontrollraum übertragen. Die Ausgangssignale der Differenzverstärker (A3, A4) werden an ein Speicheroszilloskop weitergeleitet, das auch zur Aufnahme der Pulssignale verwendet werden und mit dessen Hilfe die Summe der beiden Einzelsignale gebildet und dargestellt werden kann.

Zur Messung des Elektronenstrahlstroms wird ein auf der Beschleunigerachse hinter dem LINAC des RTM3 eingebauter Intensitätsmonitor (IM) verwendet. Ein empfindlicher Leistungsmeßkopf mißt die im TM_{010} -Mode betriebenen HF-Resonator vom Elektronenstrahl induzierte HF-Leistung. Die Meßergebnisse werden vom zugehörigen Leistungsmeßgerät (PM) über eine RS232-Verbindung dem MAMI-Kontrollsystem zur Verfügung gestellt und vom MAMI-Datenbankrechner (MDAB) in einer Datei mit Uhrzeit mitprotokolliert. Die Integrationszeit der Einzelmessung ist vom Benutzer einstellbar und wurde zu 0.95 s gewählt. Die Ausleserate wird durch das MAMI-Kontrollsystem limitiert und beträgt ca. 1 Meßwert alle 4 Sekunden. Da der HF-Monitor von allen 90 Umläufen des Beschleunigers durchquert wird, kann mit dem verwendeten Leistungsmeßkopf der Strahlstrom bis hinab zu ca. 3 nA bestimmt werden.

Die Bestimmung des Strahlprofils erfolgt wie in Abschnitt 4.3 beschrieben. Zum Nachweis der Bremsstrahlung wird eine der beiden für die Strahlregelung eingesetzten Photodioden verwendet.

(II) - Steuerung der Targetkomponenten und Koordination des HOPG-Monochromator-Systems, s. Abb. 4.12.

Die Steuerung der Goniometer mit den Targetkomponenten erfolgt aus dem Meßraum der X1-Kollaboration mit einem Steuerrechner (PC GONI), der über eine serielle Schnittstelle mit dem zugehörigen Motor-Controller (MM 2000) kommuniziert. Zur Ansteuerung dient eine modifizierte Version des in [Ket00] verwendeten Steuerprogramms *goni* [Her94]. Die aktuellen Positionen der Goniometertische werden in ein Input-Register eingelesen und stehen über den CAMAC-Bus dem Datenaufnahmesystem BAC [Bar91] zur Verfügung.

Die Steuerung des Monochromators sowie die Kontrolle über die Strahlregelung geschieht mit Hilfe eines Steuerrechners (PC REG) über das Steuerprogramm *regel*, einer im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Erweiterung der von F. Görden [Gör97] entwickelten Software zur Bedienung der Systemsteuerung. Die Ansteuerung des Verfahrtschiffs des HOPG-Kristalls

Photodioden stark unterschiedliche Nachweiseffizienzen aufweisen. Die Ausgangspulsfolgen der Untersetzer inkrementieren zwei vom DSP auslesbare 16-Bit Zähler. Diese werden von einem programmierbaren Zeitgeber freigeschaltet, so daß eine gleichzeitige Zählratenmessung erfolgt. Nach jeder Impulzzählung wird der auf dem DSP implementierte Regelalgorithmus durchlaufen.

Die vom DSP bestimmte digitale Stellgröße wird mit einem 16 Bit D/A-Wandler in eine analoge Spannung umgewandelt und über einen Spannungsteiler einer spannungsgesteuerten Stromquelle (BOS/S) zugeführt, die den an der Punkt-zu-Punkt-Abbildung beteiligten Wedler, das Stellglied, versorgt. Der Spannungsteiler wird eingesetzt, da der Regelalgorithmus die komplette Bitbreite des eingesetzten D/A-Wandlers ausnutzt (± 10 V), zur maximal nötigen Erregung des Wedlers jedoch nur ein Bruchteil hiervon als Steuerspannung benötigt wird ($\approx \pm 0.3$ V). Neben der Steuerspannung, der Stellgröße, stellt der DSP über einen 12 Bit D/A-Wandler ebenfalls die Regelabweichung als analoges Spannungssignal zur Verfügung. Zur Optimierung der Regelparameter und Kontrolle der Strahlregelung während der bildgebenden Messungen werden dem Datenaufnahmesystem BAC die Position des HOPG-Kristalls, die Photodiodenzählraten sowie die Spannungssignale der Stellgröße und der Regelabweichung zugänglich gemacht. Hierzu inkrementieren die Pulsfolge der Schrittmotorsteuerung des Kristallverfahrtischs sowie die Ausgangspulsfolgen der Untersetzer der Photodiodensignale jeweils einen Kanal eines 4-fach Scalers. Zur Aufzeichnung der bipolaren Spannungssignale von Stellgröße und Regelabweichung, werden diese zunächst jeweils mit Hilfe eines Differenzverstärkers (A5, A6) über eine Offsetaddition zu rein positiven Werten verschoben. Die Signale werden anschließend jeweils einem Linear Gate& Stretcher zugeführt und mit Hilfe eines ADC digitalisiert. Die Auslese der digitalisierten Daten geschieht mit dem auf dem Meßrechner installierten Datenaufnahmeprogramm BAC [Bar91] über den CAMAC-Bus.

(III) - Datenaufnahme mit dem pn-CCD System, s. Abb. 4.13.

Alle zum Betrieb der pn-CCD erforderlichen Spannungen werden von einer *DC box* zur Verfügung gestellt. Die Steuerung der pn-CCD-Auslese übernimmt die *digital box*. Hierbei werden zunächst die 64 Signale der Pixel einer Spalte parallel ausgelesen und von 64 auf dem pn-CCD Chip integrierten Vorverstärkern verstärkt. Über einen Multiplexer werden die 64 Signale seriell an die *digital box* übertragen. Hiernach erfolgt die Auslese der 64 Pixel der nächsten Spalte. In der *digital box* werden die Analogsignale mit einem ADC in 12 Bit Digitalsignale gewandelt. Anschließend werden den digitalisierten Energiewerten die zugehörigen Pixelkoordinaten (Zeilen- und Spaltennummer) zugeordnet und die resultierenden Datenwörter an eine DMA-Karte (*Direct Memory Access*) im Datenaufnahmerechner (SUN) übertragen, der direkt am Experiment aufgestellt ist. Zur Datenaufnahme wurde ein von der KETEK GmbH entwickeltes Programmpaket eingesetzt. Die Datenaufnahme wird von einem Softwareprozess *frameserver* kontrolliert, der die Daten von der DMA-Karte in einen ringförmigen Puffer des Hauptspeichers überträgt, auf den auch von den Prozessen *Xtape* und *Xonline* zugegriffen werden kann (*shared memory*). *Xtape* organisiert die Speicherung der Daten auf schnell auswechselbaren Festplatten (8 GB) an der SUN (DISK 1). Die Bedienung der Datenaufnahme und eine Darstellung der Rohspektren erfolgt über die graphische Benutzeroberfläche *Xonline* von einem Linux-PC (PC LI1) aus dem Meßraum heraus. Dieser ist über Fast-Ethernet mit der während des Experimentierbetriebs unzugänglichen SUN verbunden. Zu einer schnellen Beurteilung der Daten nach erfolgter Messung wird ein zweiter Linux-PC (PC LI2) und das darauf installierte Programmpaket *ccdprogs* [Ket00] verwendet. Der PC dient darüberhinaus zur Archivierung der Daten auf CD-ROM und Magnetband. Zusätzlich zu den Daten der pn-CCD wird dem Datenaufnahmesystem die aktuelle Position des Verfahrtischs des HOPG-Kristalls mitgeteilt. Hierzu zählt ein 8-Bit Zähler (SC) die Schritimpulse von dessen Schrittmotorsteuerung (SMC). Über die parallele Druckerschnitt-

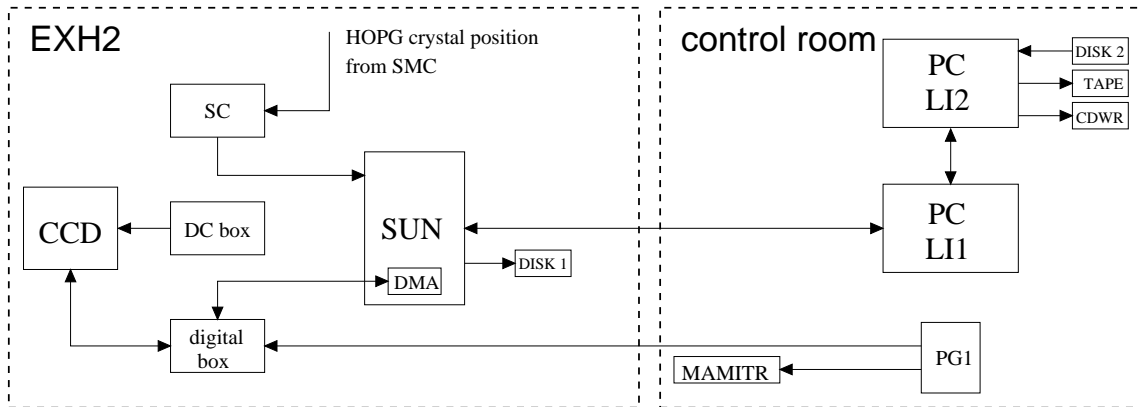


Abbildung 4.13: Schematische Darstellung der Elektronik/Datenaufnahme mit dem pn-CCD System.

stelle greift der *frameserver* bei jeder Bildauslese auch auf den Zähler zu [Cla98]. Die zu jedem frame (Einzelbild) gehörende Kristallposition ergibt sich aus der Anzahl der Zählerüberläufe und dem aktuellen Zählerinhalt und wird den Meßdaten hinzugefügt.

Die zeitliche Abfolge der CCD-Auslese kann von außen vorgegeben werden. Hierzu wird die *digital box* mit einem externen Taktsignal (PG1) gesteuert. Wie in Abb. 4.14 illustriert, ermöglicht dies bei entsprechend gewählter Zeitstruktur des Steuersignals und des Elektronenstrahls die Bildauslese der pn-CCD bei ausgeschaltetem Elektronenstrahl. Hierdurch ist gewährleistet, daß während der Auslese keine weiteren Photonen auf die pn-CCD treffen und Signalladungen erzeugen, die zu Verschmierungen im Bild führen.

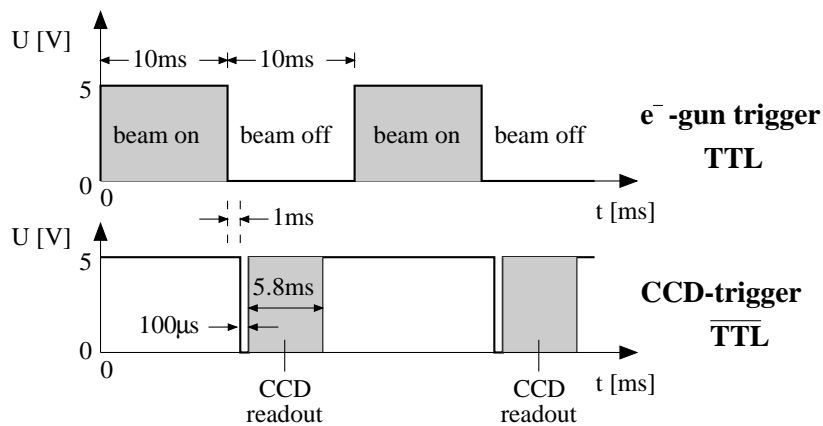


Abbildung 4.14: Triggerung des Elektronenstrahls und der pn-CCD-Auslese. Um die Zeitstruktur des Elektronenstrahls und die pn-CCD-Auslese optimal aufeinander abstimmen zu können, wird der Elektronenbeschleuniger gepulst betrieben. Bei der in den Messungen verwendeten Ausleserate der pn-CCD von 50 Bildern/s werden durch externe Triggerung des Elektronenstrahls 10 ms dauernde Strahl-an-Phasen im Abstand von 20 ms generiert. 1 ms nach Beendigung der Strahl-an-Phase wird durch einen 100 μ s breiten TTL-Puls die 5.8 ms dauernde Auslese der pn-CCD gestartet. Die nächste Belichtungsphase beginnt ca. 3 ms nach Beendigung der Auslese.

Tabelle 4.3: Komponenten der verwendeten Elektronik.

	Abkürzung	Beschreibung	Hersteller/Gerätetyp
I	A1	XYMO-Verstärker $\times 50$	Inst. f. Kernphysik
	A2	Differenzverstärker $\times 20$	Inst. f. Kernphysik
	A3, A4	Differenzverstärker	Tektronix AM502
	HF-SP	2-Kanal HF-Signalverarbeitung	Inst. f. Kernphysik
	IM	Intensitätsmonitor (RTM3PIMO12)	Inst. f. Kernphysik
	MDAB	MAMI-Datenbankrechner	VAX
	PM	Leistungsmeßkopf (500 pW..20 mW) und Leistungsmesser	Rohde & Schwarz, NRVZ4 NRVD
	ST SCOPE	Speicher-Oszilloskop	Tektronix TDS 744 A
	XYMO 1/2	Strahltagemonitore	[Doe96]
	II	AD413A	Analog-Digital-Wandler
BOS/S		Netzgerät $0 - \pm 100 \text{ V} / 0 - \pm 4 \text{ A}$	Electr. Meas. Inc.
CC		Camac-Controller	Kinetic Systems 3922
A5, A6		Differenzverstärker	Tektronix 7623A
DSP		Digitaler Signalprozessor	Texas Instr. TMS320C50
G&S		Linear Gate & Stretcher	ORTEC 542
I/f		Strom-Frequenzwandler	Inst. f. Kernphysik
IR		Input Register	Kinetic Systems 3495
MM 2000		Goniometersteuerung	Klinger Scientific
PC BAC		PC Datenaufnahme Regelung	
PC GONI		PC Motosteuerung Goniometer	
PC REG		PC Motorsteuerung Kristalltisch und Strahlregelung	
PD1,PD2		PIN Si-Photodiode	Hamamatsu S1190
PG1		Puls Generator	Inst. f. Kernphysik
RD		Untersetzer	ESN RD2000
SCA		4-fach Scaler	QUAD SCALER QS-450
SMC		Schrittmotorsteuerung Kristalltisch	isel-automation
U/I,I/U		Spannung \leftrightarrow Strom Wandler	Inst. f. Kernphysik
VD		Spannungsteiler	Inst. f. Kernphysik
III		CCD	Röntgendetektor
	CDWR	CD-Schreiber	
	DIGITAL BOX	Steuerung und Auslese CCD	MPE München
	DISK 1,2	8 GB Wechselplatte	SCSI extern
	DC BOX	Spannungsversorgung CCD	MPI-HLL München
	DMA	SBUS-Karte für Speicherzugriff	EDT SCD-20
	MAMITR	Eingang externer Taktgeber MAMI	Inst. f. Kernphysik
	PC LI1	PC Steuerung CCD-Datenaufnahme	
	PC LI2	PC CCD-Datenarchivierung/-analyse	
	PG2	Puls Generator	Quantum Composers 9410
	SC	Schritimpuls Zähler (8 Bit)	Inst. f. Kernphysik
	SUN	Computer zur CCD-Datenaufnahme	Sun Ultra Sparc I
	TAPE	Bandlaufwerk	Exabyte

5 Durchführung der Messung

Zur Durchführung der bildgebenden Messungen muß zunächst die Punkt-zu-Punkt-Abbildung eingestellt werden. Hinsichtlich des Elektronenstrahls sind daneben die Strahlausdehnung zu bestimmen und der Strahlstrom zu kontrollieren. Die Einstellung und Messung der dabei relevanten Parameter wird zunächst in Abschnitt 5.1 beschrieben. Im Anschluß daran werden die weiteren, neben der Punkt-zu-Punkt-Abbildung, vorbereitenden Einstellungen zur Inbetriebnahme des HOPG-Monochromator-Systems geschildert. Hierzu gehört die Einstellung der Strahlregelung sowie die Optimierung der Steuerung der Drehung des HOPG-Kristalls. Das Kapitel schließt mit der Beschreibung der Messungen zur Bildgebung.

Insgesamt erfolgte die Entwicklung des Systems am Elektronenstrahl über einen Zeitraum von November 1997 bis August 1999. Die dargestellten Messungen wurden, falls nicht anders erwähnt, in einer Strahlzeit im August 1999 durchgeführt und fanden bei einer Elektronenstrahlenergie von 855 MeV statt.

5.1 Einstellung und Messung der Elektronenstrahlparameter

5.1.1 Einstellung der Punkt-zu-Punkt-Abbildung

Zur Einstellung der Punkt-zu-Punkt-Abbildung können wie in Abb. 5.1 schematisch gezeigt, (a) ein ZnS-Schirm oder (b) zwei hochauflösende Lagemonitore verwendet werden. Bei der Einstellprozedur mit Hilfe des ZnS-Schirms wird der Schirm an die Position des Folienstapels gefahren und mit einer Kamera die Lage des Elektronenstrahls beobachtet. Während bei einer exakten Einstellung der Punkt-zu-Punkt-Abbildung die Lage des Strahlflecks auf dem ZnS-Schirm bei einer Richtungsvariation des Strahls unverändert bleibt, führt eine Fehleinstellung bei einer periodischen Richtungsänderung zu einem Hin- und Herwandern des Strahlflecks um $\pm\epsilon$ um seine Sollposition c . Die Einstellung der Punkt-zu-Punkt-Abbildung kann daher über eine Minimierung der Wanderbewegung durch Optimierung der Quadrupolbrechkräfte eingestellt werden. Eine präzisere und quantitative Einstellung der Abbildung erfolgt, wie in Abb. 5.1 (b) gezeigt, mit den beiden symmetrisch um den Folienstapel angeordneten, hochauflösenden Lagemonitoren, die jeweils die horizontale Ablage (x_1, x_2) des Elektronenstrahls von der Sollachse erfassen. Hier sind bei einer exakten Einstellung der Punkt-zu-Punkt-Abbildung die Ablagen in beiden Monitoren unabhängig von der Richtung des Elektronenstrahls immer gleich groß, aber mit entgegengesetztem Vorzeichen, so daß das Summensignal $\epsilon = (x_1 + x_2)/2$ verschwindet. Die Einstellung der Abbildung geschieht demzufolge über die Minimierung des Summensignals durch Variation der Quadrupolbrechkräfte.

Die Durchführung der Einstellung der Punkt-zu-Punkt-Abbildung mit Hilfe der Lagemonitore wird in Anhang B.1 ausführlich beschrieben. Hierbei zeigt sich, daß bei den bildgebenden Messungen bei einer Richtungsänderung des Elektronenstrahls am Radiator von $\approx \pm 11.5$ mrad der Elektronenstrahl dort um lediglich $\pm 6 \mu\text{m}$ wandert, was um mehr als eine Größenordnung

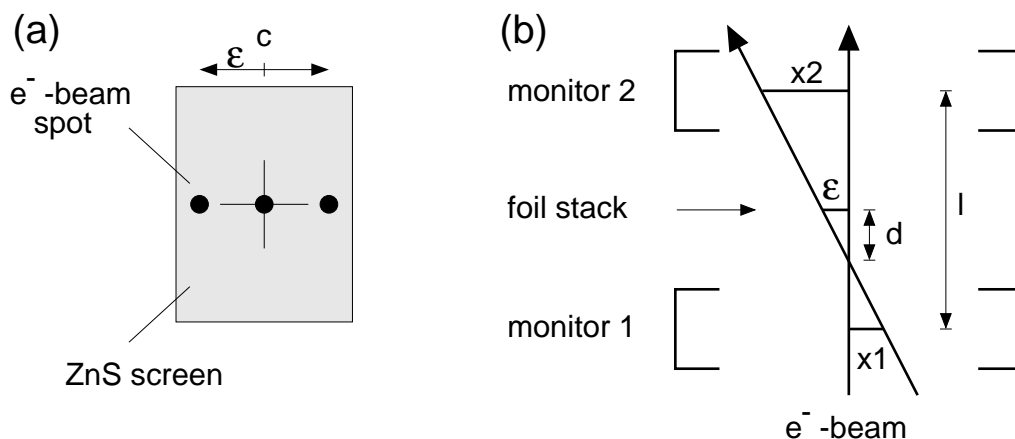


Abbildung 5.1: Schematische Anordnung zum Nachweis der Punkt-zu-Punkt-Abbildung mit (a) einem ZnS-Schirm und (b) zwei hochauflösenden Lagemonitoren. In (a) ist schematisch die Lage des Elektronenstrahls in seiner Sollposition (Zentrum Fadenkreuz) sowie bei $\pm\epsilon$ bei einer Fehleinstellung der Abbildung dargestellt.

unter der in Abschnitt 3.2.1.2 gestellten Anforderung liegt. Die bedeutend schnellere und weniger aufwendige Einstellprozedur mit Hilfe des ZnS-Schirms ist um ca. eine Größenordnung ungenauer als der Einsatz der Lagemonitore, reicht jedoch für die gestellten Anforderungen ebenfalls aus.

5.1.2 Bestimmung der Strahlfleckgröße

Zur Optimierung der Strahlfleckgröße steht das Quadrupoldublett QD direkt vor der Kammer TR-C, s. Abb. 4.1, nicht zur Verfügung, da dieses die Punkt-zu-Punkt-Abbildung einstellt. Eine Variation der Strahlausdehnung am Radiator kann daher nur mit weiter strahlaufwärts gelegenen Fokussierungselementen vorgenommen werden, wodurch eine exakte Einstellung der optimalen Strahlbreiten an dieser Stelle schwierig ist, da die Flexibilität des Systems durch die zusätzlich einzustellende Punkt-zu-Punkt-Abbildung stark eingeschränkt ist. Nach Einstellung und Vermessung der Strahlausdehnung muß sichergestellt werden, daß der Elektronenstrahl (bei nicht erregtem Wedler) wieder auf seiner Sollachse durch das Dublett der Punkt-zu-Punkt-Abbildung läuft.

Die Bestimmung der Elektronenstrahlausdehnung erfolgt mit dem im Targetaufbau enthaltenen Drahtkreuz, vgl. Kapitel 4.3. Zum Abtasten des horizontalen (vertikalen) Strahlprofils wird der vertikal (horizontal) gespannte Abschnitt des Drahtkreuzes mit dem Goniometer schrittweise durch den Elektronenstrahl gefahren und an jeder festen Position die beim Durchgang der Elektronen durch den Draht emittierte Bremsstrahlung mit einer in Geradeausrichtung positionierten Photodiode gemessen.

Abbildung 5.2 zeigt das horizontale und vertikale Strahlprofil. Da die Bremsstrahlungsintensität proportional zur Dicke der vom Elektronenstrahl durchquerten Materieschicht ist, kann das Empfindlichkeitsprofil des Drahtes durch einen halbkreisförmigen Funktionsverlauf beschrieben werden. Dessen numerische Faltung mit einer Gauß-Verteilung, die die Ladungsverteilung der Elektronen beschreibt, wird an das vertikale Strahlprofil angepaßt. Die ermittelte Strahlfleckbreite beträgt $\sigma_y = (258 \pm 1) \mu\text{m}$. Das horizontale Strahlprofil ist stark asymmetrisch. Ursache hierfür könnte eine Deformation des horizontalen Phasenraums durch nicht-

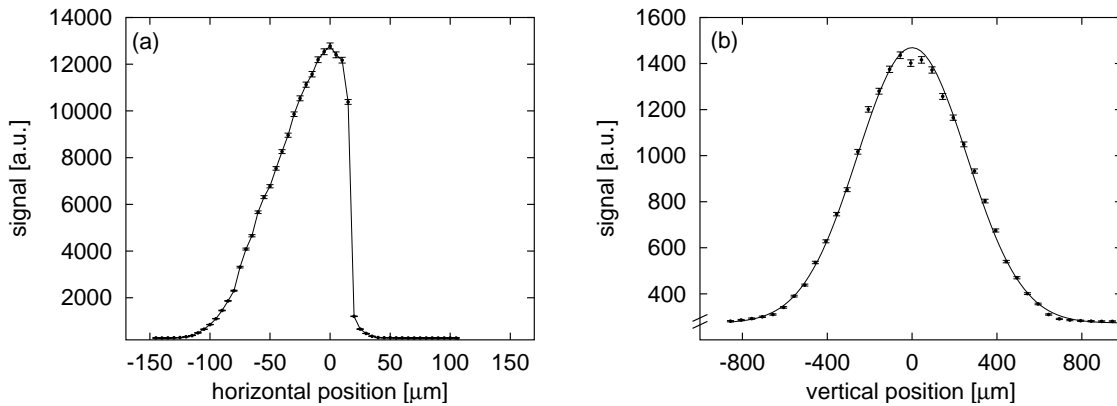


Abbildung 5.2: Messung des (a) horizontalen und (b) vertikalen Strahlprofils. Dargestellt ist die bei einem Strahlstrom von 212 nA mit einer Photodiode aufgenommene Anzahl von Bremsstrahlungsereignissen in Abhängigkeit der Drahtposition. Schrittweite horizontal $5 \mu\text{m}$, vertikal $50 \mu\text{m}$, Meßdauer pro Punkt 5 s. In (a) sind die Meßdaten mit einer Linie verbunden, in (b) ist die Anpassungsfunktion miteingezeichnet. Auffällig ist das stark asymmetrische horizontale Strahlprofil in (a), dessen Ursache eine Deformation des horizontalen Phasenraums durch nichtlineare Effekte sein könnte.

lineare Effekte sein. Die Strahlbreite kann hier nur als volle Halbwertsbreite zu ca. FWHM $\simeq 70 \mu\text{m}$ angegeben werden. Lediglich die eingestellte horizontale Strahlbreite entspricht näherungsweise dem optimalen Wert von $\sigma_x = 21 \mu\text{m}$ (FWHM $\simeq 50 \mu\text{m}$) und läßt auf eine Divergenz von $\sigma_{x'} \geq 0.25 \text{ mrad}$ schließen. In der Vertikalen wäre eine bedeutend schärfere Fokussierung für eine gleichmäßige Ausleuchtung des Untersuchungsobjektes wünschenswert gewesen. In dieser Richtung entspricht die Intensitätsverteilung der TR damit im ungünstigsten Fall der eines divergenzfreen Elektronenstrahls¹. Die eingestellten Strahlparameter stellen jedoch in keiner Weise eine Einschränkung für das Experiment dar, da eine pixelweise Analyse der Intensitätsspektren erfolgt.

5.1.3 Messung des Strahlstroms

Aufgrund der langen Dauer einer Einzelmessung bei den bildgebenden Messungen von bis zu 20 min ist eine Kontrolle des Strahlstroms erforderlich. Er wird über die vom Elektronenstrahl in einem Mikrowellenresonator induzierte HF-Leistung gemessen (vgl. Kapitel 4.8). Diese ist proportional zum Quadrat des Strahlstroms.

Zur Kontrolle der Strahlstromkonstanz wurde während der Messungen das Leistungssignal alle 4 s mitprotokolliert und zur Analyse mit der in Anhang B.2 beschriebenen Kalibrierung in einen Strahlstrom umgerechnet. Die Bildaufnahmen wurden aufgrund unterschiedlicher Folienkombinationen und damit unterschiedlich starker Absorption der Röntgenstrahlung bei verschiedenen Strahlströmen durchgeführt. Abbildung 5.3 zeigt exemplarisch das während einer bildgebenden Messung mit minimalem Strahlstrom ermittelte Stromsignal über einen Zeitraum von 22 min. Die Zeitdauer für einen kompletten Durchstimmvorgang der Energie der Röntgenstrahlung bei der niedrigsten Verfahrensgeschwindigkeit des HOPG-Kristalls lag

¹Eine gemessene große Strahlbreite ist nicht zwangsläufig mit einem parallelen Elektronenstrahl verknüpft. So könnte der Strahl auch auf einen Punkt vor dem Radiator fokussiert sein und auf einer Driftstrecke dorthin auseinanderlaufen.

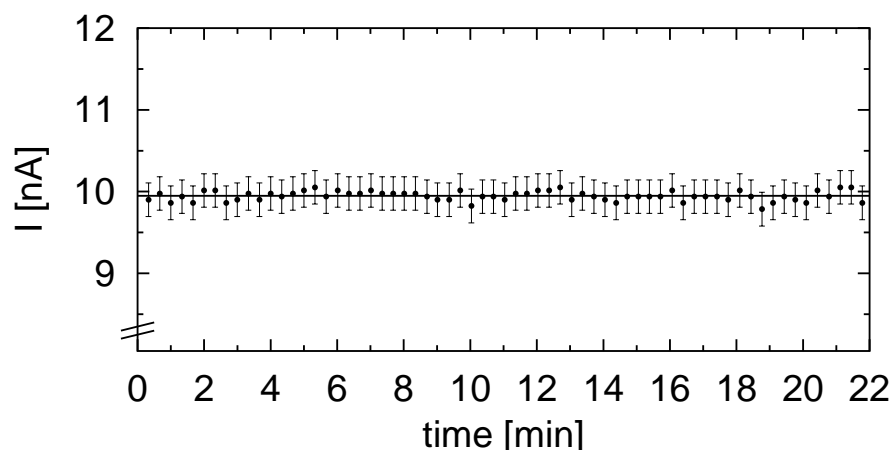


Abbildung 5.3: Strahlstromverlauf während einer Bildaufnahme. Dargestellt ist aus Gründen der Übersicht lediglich jeder fünfte Meßpunkt. Durchgezogene Linie: Mittelwert der vollständigen Meßreihe.

mit knapp 14 min unterhalb dieses Zeitintervalls. Die maximale Abweichung der Meßwerte vom Mittelwert beträgt im dargestellten Fall 2%. Diese Fluktuationen lassen sich im wesentlichen auf das Anzeigerauschen des Leistungsmessers zurückführen. Messungen bei einem Strahlstrom von 24.4 nA zeigen über den kompletten aufgenommenen Zeitraum von 70 min lediglich noch Abweichungen von 1% vom Mittelwert. Die durch diese Strahlstromfluktuationen verursachten Intensitätsschwankungen in den Transmissionsspektren sind gegenüber den zu erwartenden statistischen Schwankungen vernachlässigbar.

Der Absolutwert des Strahlstroms kann für alle Bildaufnahmen auf besser als 2% genau bestimmt werden. Diese Ungenauigkeit folgt aus dem Fehler der in Anhang B.2 beschriebenen Kalibrierung und durch den Fehler der Leistungsmessung, der sich aus dem Anzeigerauschen, dem Absolutfehler des Leistungsmessers und dem Linearitätsfehler des Meßkopfs zusammensetzt.

5.2 Inbetriebnahme des HOPG-Monochromator-Systems

5.2.1 Einstellung der Strahlregelung

Bei den im Laufe dieser Arbeit durchgeführten Strahlzeiten zeigte sich, daß die zur Strahlregelung verwendeten Photodioden besser zum Nachweis geladener Teilchen als von Röntgenstrahlung geeignet sind. Daher erfolgte die Strahlregelung nicht auf die vom Elektronenstrahl beim Durchqueren des Folienstapels erzeugte Übergangsstrahlung, sondern auf die ebenfalls im Folienstapel entstehende Bremsstrahlung. Diese wird bei den verwendeten hochrelativistischen Elektronen hauptsächlich in Vorwärtsrichtung in einen Winkelbereich von $\Theta = 1/\gamma$ um die Elektronenstrahlrichtung emittiert. Die Intensität der BS fällt zu größeren Winkeln stark ab. Zwar besitzt die BS im Energiebereich der TR eine geringere Intensität, jedoch lassen sich die Bremsstrahlungsphotonen, deren Energien sich bis hin zur Elektronenstrahlenergie von 855 MeV erstrecken, über einen extra vor den Photodioden angebrachten Kupferkonverter von 0.5 mm Dicke in einen elektromagnetischen Schauer wandeln. Die dabei erzeugten geladenen Teilchen deponieren beim Durchqueren der sensitiven Schicht der Photodiode einen

Teil ihrer Energie in der sensitiven Schicht und rufen einen Photodiodenstrom hervor, der proportional zur Intensität der Bremsstrahlung ist, so daß die BS analog zur TR nach dem in Kap. 4.5 beschriebenen Prinzip zur Strahlregelung verwendet werden kann.

Die Lage des Röntgenstrahls auf dem HOPG-Kristall wird durch die Differenz der mit den beiden symmetrisch um den Kristall angeordneten Photodioden gemessenen Intensitäten definiert. Vor Inbetriebnahme der Strahlregelung muß daher sichergestellt sein, daß beide Photodioden die Bremsstrahlung mit gleicher Effizienz nachweisen. Die Vorgehensweise wird anhand von Abb. 5.4 (a) erläutert. Bei nicht erregtem Wedler der Punkt-zu-Punkt-Abbildung erfolgt die Emission der BS in Richtung der Sollachse des Elektronenstrahls (0° -Richtung). Der Verfahrtisch des Monochromators steht hierzu unter einem Winkel von 10.6° . Die Einheit Photodioden-HOPG-Kristall wird mit dem Verfahrtisch über eine Strecke von 894.4 mm durch die 0° -Richtung gefahren und mit den beiden Photodioden die Bremsstrahlungsverteilung in Abhängigkeit der Verfahrtischposition aufgenommen. Abbildung 5.4 (b) zeigt die hierbei nachgewiesenen Bremsstrahlungssignale. Die Mitte C zwischen den Maxima der beiden aufgenommenen Bremsstrahlungsverteilungen definiert die Sollposition des HOPG-Kristalls bei Emission der TR in 0° -Richtung. Aufgrund des asymmetrischen Ausläufers von PD1 messen die beiden Photodioden jedoch gleiche Intensität der BS, wenn der HOPG-Kristall an

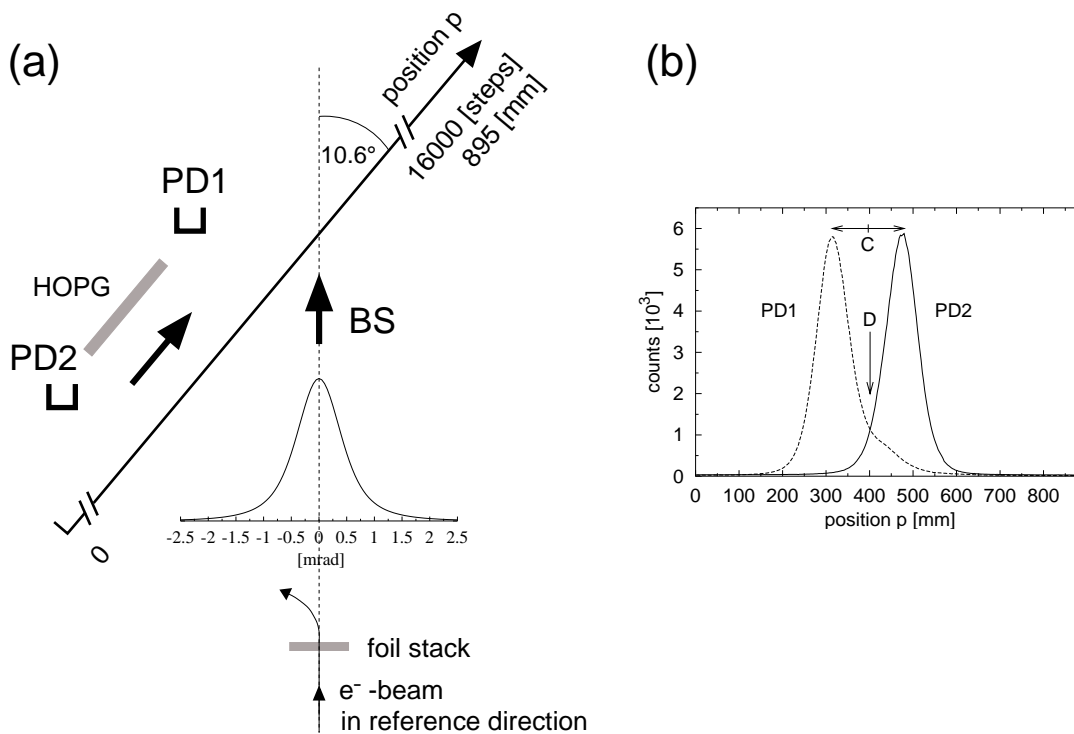


Abbildung 5.4:

(a) Schematische Darstellung der Messung der BS-Verteilung mit den Photodioden. Gezeigt ist exemplarisch die simulierte (*tr_simul* [Ket00]) Winkelverteilung der von den Elektronen (mittlere Divergenz $\sigma' = (\sigma_{x'} + \sigma_{y'})/2 \simeq 0.13$ mrad, s. Kap. 5.1.2) beim Durchqueren des Polyimidfolienstapels emittierten Bremsstrahlung einer Energie von 100 keV.

(b) Bremsstrahlungssignal von PD1 und PD2 beim Verfahren der Photodioden durch die BS-Verteilung in Abhängigkeit der Verfahrtischposition p . Es wurden jeweils die Ereignisse längs eines Verfahrweges von 2.8 mm aufsummiert. Verfahrgeschwindigkeit 5.6 mm/s. Strahlstrom $I = 90$ nA. Die Zählrate von PD1 ist zum Angleich an PD2 um einen Faktor 2 untersetzt.

die Position D (Schnittpunkt der beiden Verteilungen) gefahren wird. Deren Abstand zu C beträgt senkrecht zur Richtung der einfallenden BS 0.76 mm. Hieraus ergibt sich, daß die Strahlregelung die BS (und die TR) um 0.006° aus der 0° -Richtung auslenken wird, wenn sich der HOPG-Kristall an der Position C befindet, so daß die TR nicht exakt mittig auf den HOPG-Kristall trifft. Die auftretende Abweichung liegt aber in der Größe der Genauigkeit mit der die beiden Photodioden symmetrisch um den HOPG-Kristall justiert werden können und ist für die Durchführung der bildgebenden Messungen unerheblich.

Eine kurze Beschreibung der Optimierung der Regelparameter wird in Anhang B.3 gegeben. Hier soll nur die Funktionsfähigkeit der Strahlregelung bei optimierten Parametern bei einer die Bildgebung begleitenden Messung mit einem Strahlstrom von $I = 10$ nA demonstriert werden². Zur direkten Kontrolle der Strahlregelung während der bildgebenden Messungen werden die Signale der beiden Photodioden beim Verfahren des HOPG-Kristalls jeweils in Abhängigkeit von der Zeit aufsummiert und, wie in Abb. 5.5 dargestellt, gegeneinander aufgetragen. Messen beide Dioden die gleiche Zählrate, ergibt sich eine Winkelhalbierende.

Der vorliegende Regelkreis besitzt nur einfach integrales Verhalten. Bei der während des Verfahrens des HOPG-Kristalls wirkenden rampenförmigen Störung muß daher auch bei optimierten Regelparametern eine bleibende Regelabweichung auftreten [Gör97]. Diese spiegelt sich in der in Abb. 5.5 (a) und (b) erkennbaren Abweichung zwischen den beiden Photodiodensignalen wider, die ca 3% beträgt. Sie kann durch Variation der Integralzeit beeinflußt werden. Bei der Optimierung der Regelparameter zeigte sich jedoch, daß durch weiteres Verkleinern von T_I der Regelkreis zum Schwingen neigt und bei Vergrößern von T_I die Signaldifferenz ansteigt.

Der in Abb. 5.5 (b) erkennbare Signalanstieg um ca. 40% liegt im wesentlichen in der Geometrie des Aufbaus begründet. Während der von den Photodioden abgedeckte Raumwinkel an der Endposition des Verfahrtisches auf 80% des ursprünglichen Wertes zurückgeht, sitzen die Photodioden zu Beginn des Verfahrens unter ca. 1.96 mrad und zum Ende unter ca. 1.73 mrad zur Symmetrieachse der BS-Verteilung. Innerhalb dieses Intervalls ist ein Anstieg der BS von ca. 55% zu erwarten, so daß insgesamt mit einem Signalanstieg von ca. 24% zu rechnen ist.

Der Signalabfall ab $p = 870$ mm deutet auf ein Überschreiten des freien Auslenkbereichs für den Elektronenstrahl hin. Die Engstelle des Systems ist hierbei die lichte Strahlrohrweite im Quadrupol X1QUAD16 der Punkt-zu-Punkt-Abbildung, da an der Endposition des Verfahrtisches von $p = 894.4$ mm der Elektronenstrahl bereits um $\varphi = 12$ mrad ausgelenkt wird. Nach Kapitel 4.2 sollte zwar eine verlustfreie Auslenkung von ± 12.6 mrad gegeben sein, doch führt eine geringe Ablage des Elektronenstrahls im Quadrupol bei nicht erregtem Wedler zu einer weiteren einseitigen Einschränkung des zur Verfügung stehenden Auslenkbereichs.

An der Startposition $p = 0$ mm ergibt sich eine Auslenkung des Elektronenstrahls von $\varphi = -11$ mrad. Diese asymmetrische Auslenkung des Elektronenstrahls ist Folge des zur 0° -Richtung asymmetrischen Verfahrens des HOPG-Kristalls, wobei der Effekt durch den mit zunehmender Position wachsenden Abstand des Verfahrtisches zum Radiator abgeschwächt wird. Sie führt dazu, daß die beim Verfahren von der Start- zur Endposition durchgeführte Bragg-Winkel-Änderung $\Delta\Theta$ des HOPG-Kristalls asymmetrisch um den bei TR in 0° -Richtung eingestellten Bragg-Winkel liegt, was sich entsprechend auf das durchgestimmte Energieintervall überträgt. Da dies die prinzipielle Funktionsfähigkeit des bildgebenden Verfahrens nicht einschränkt, wurde auf eine Nachjustage verzichtet. Die asymmetrische Auslenkung des Strahls spiegelt sich, wie in Abb. 5.5 (c) zu sehen ist, in der Ansteuerung des Wedlers der

²Der minimale Strahlstrom bei den bildgebenden Messungen betrug $I = 9.7$ nA.

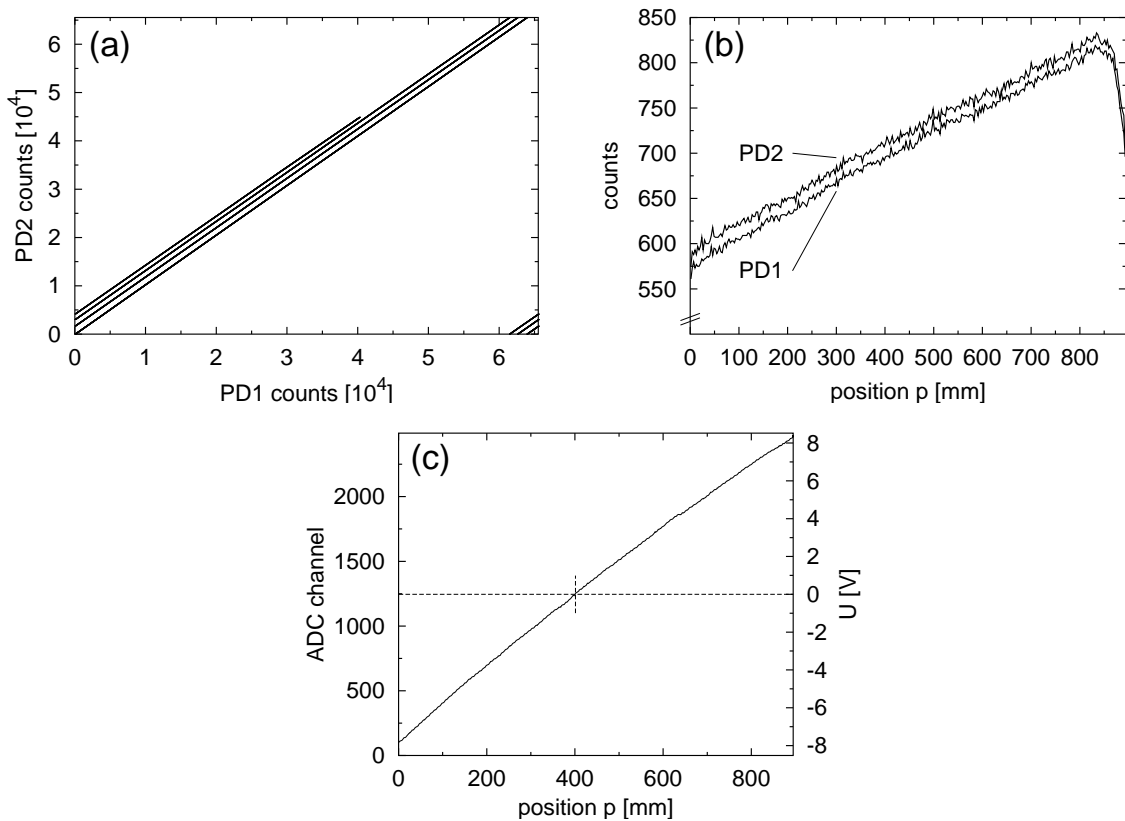


Abbildung 5.5: Kontrollmessung zur Strahlregelung. Verfahrensgeschwindigkeit 1.12 mm/s.
 (a) In Abhängigkeit der Zeit sich aufsummierende Bremsstrahlungssignale von PD2 gegen PD1. Das Auftreten von mehreren Geraden resultiert aus dem beschränkten Wertebereich der Datenaufnahme (16 Bit), die bei Erreichen des Maximalwertes wieder bei Null startet.
 (b) Bremsstrahlungssignal als Funktion der HOPG-Kristallposition p . Im Vgl. zu (a) wurden die nachgewiesenen Ereignisse längs eines Verfahrwegs von 2.8 mm entsprechend einem Zeitraum von 2.5 s aufsummiert.
 (c) Steuerspannung für den Wedler der Punkt-zu-Punkt-Abbildung in Abhängigkeit der HOPG-Kristallposition p . An der Sollposition des HOPG-Kristalls bei $p = 401.1$ mm (senkrechte Linie), vgl. Abb. 5.4, beträgt die Steuerspannung Null.

Punkt-zu-Punkt-Abbildung wider.

5.2.2 Optimierung der Kristalldrehbewegung

Die auf das Zentrum des HOPG-Kristalls geregelte Übergangsstrahlung wird gemäß der Bragg-Bedingung vom HOPG-Kristall reflektiert. Um den Auftreffort der monochromatisierten Röntgenstrahlung am Untersuchungsobjekt und Detektor konstant zu halten, wird der Bragg-Winkel positionsabhängig eingestellt. Der Zusammenhang zwischen Position und Drehwinkel ist im Idealfall durch die Geometrie eindeutig festgelegt. Abweichungen von der Sollgeometrie, wie z.B. durch Justagefehler der Führungsschienen des Verfahrtschiffs, führen dazu, daß mit eingestelltem Solldrehwinkel eine Fehleinstellung des Drehwinkels, vgl. Kap. 3.1.3, vorliegt und erfordern eine Korrektur der Drehbewegung. Da der HOPG-Kristall die pn-CCD vollständig ausleuchtet, ist er zur Optimierung der Drehbewegung nicht geeignet. Stattdessen wird, wie in Abb. 5.6 schematisch dargestellt, auf einen Silizium-Einkristall zurückgegriffen,

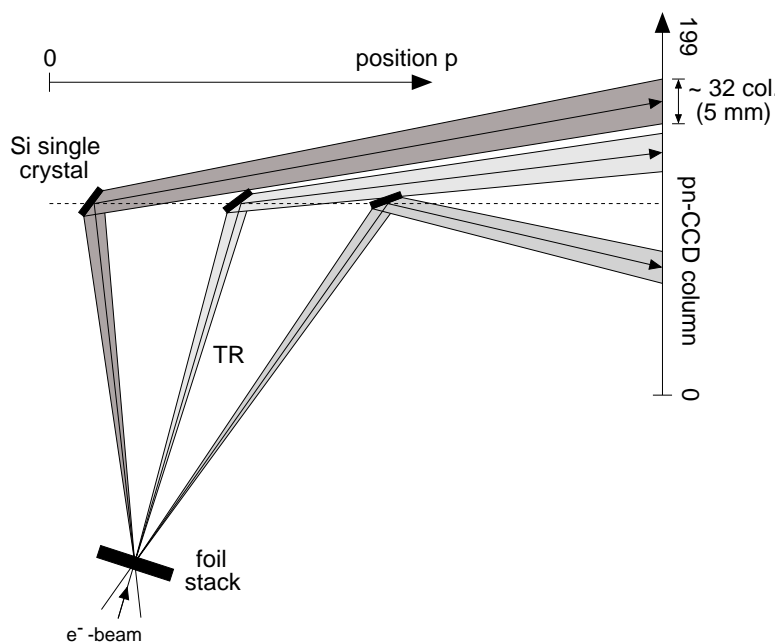


Abbildung 5.6: Prinzip der Optimierung der Drehbewegung. Bei einem falsch eingestellten Drehwinkel verschiebt sich der vom Si-Einkristall erzeugte, ca. 5 mm breite Reflex auf der pn-CCD längs der dispersiven Koordinate.

der an der pn-CCD einen in dispersiver Richtung lediglich ca. 5 mm breiten Reflex erzeugt, so daß Lageschwankungen während des Verfahrens sehr gut nachweisbar sind.

Durch die in Anhang B.4 ausführlich beschriebene Optimierung der Drehbewegung des Kristalls konnte in der dispersiven Richtung die Lage des Schwerpunktes der reflektierten Strahlung längs des Fahrwegs von knapp 900 mm auf ± 1.7 Pixel (± 0.26 mm) stabilisiert werden. Dies liegt bereits dicht an der Auflösungsgrenze des Drehtisches (bei einem mittleren Abstand zwischen Kristall und Detektor von 3670 mm führt eine Winkeländerung von 1 Drehschritt zu einer Ortsänderung von 0.13 mm \simeq 1 Pixel). Die Fehleinstellung des Drehwinkels beträgt somit lediglich 0.002° . Die nach Kap. 3.1.3 dabei resultierenden Intensitätsschwankungen sind auf der kompletten pn-CCD kleiner als 0.5% und gegenüber den zu erwartenden, statistischen Schwankungen vernachlässigbar.

5.3 Durchführung der Messungen mit dem bildgebenden System

Die in diesem Kapitel beschriebenen Messungen fanden alle bei eingeschalteter Strahlregelung mit optimierten Regelparametern und mit automatischer, optimierter, positionsabhängiger Drehung des HOPG-Kristalls statt. Die Orientierung der pn-CCD in der Detektorebene bei den Messungen ist zum besseren Verständnis des Nachfolgenden in Abb. 5.7 dargestellt.

In Kapitel 3.1.2 wurde dargelegt, daß für jedes Pixel des Detektors in der dispersiven Koordinate ein eigener Zusammenhang zwischen Position des HOPG-Kristalls und Energie der monochromatisierten Röntgenstrahlung besteht. Da die Kenntnis dieser Abhängigkeit die Grundlage für die Bildrekonstruktion ist, wurden vor der Untersuchung des Testobjektes Messungen zur späteren Energieeichung der HOPG-Kristallposition und des Detektors durchgeführt. Diese werden im folgenden zunächst beschrieben. Im Anschluß daran werden die

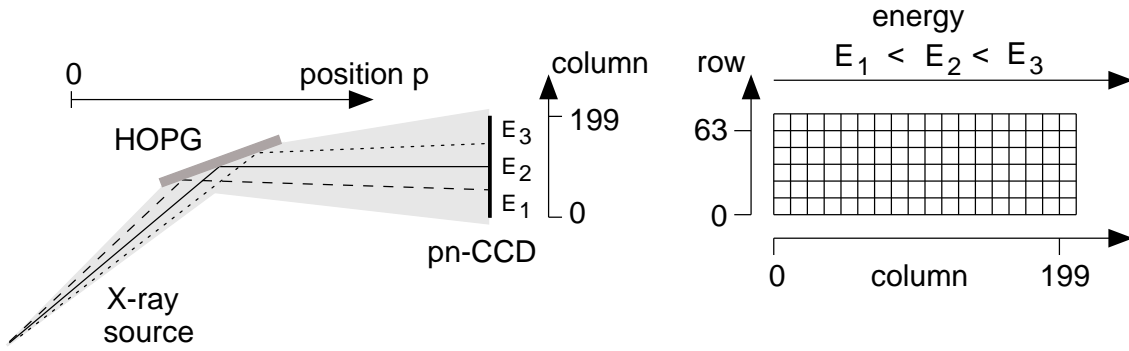


Abbildung 5.7: Detektororientierung. Die Blickrichtung bei den im folgenden gezeigten mit der pn-CCD aufgenommenen Ortsverteilungen ist in den quasimonochromatischen Röntgenstrahl hinein. Somit nimmt mit zunehmender Spaltennummer die Energie der monochromatisierten Strahlung zu. Wird der HOPG-Kristall in Richtung der pn-CCD verfahren, steigt in jedem Pixel die Energie der Strahlung an.

bildgebenden Messungen erläutert. Alle in dieser Arbeit verwendeten Datensätze mit ihren relevanten Parametern sind in Tab. 5.1 aufgelistet.

Tabelle 5.1: Zusammenstellung der Datensätze der (a) Eichmessungen und der (b) bildgebenden Messungen. Die Gesamtanzahl der in dem jeweiligen Datensatz enthaltenen Einzelbilder wird mit frames bezeichnet. Die Belichtungsdauer pro frame betrug 10 msec. Die Eichmessungen wurden jeweils an festen, in einem Abstand von $\Delta p = 55.9$ mm aufeinanderfolgenden HOPG-Kristallpositionen p durchgeführt. Bei den bildgebenden Messungen wurde der HOPG-Kristall kontinuierlich verfahren. Die Größe $f_{\text{norm.}}$ gibt die Anzahl der Bilder pro Positionsintervall (11.2 mm) an, auf die die aufgenommenen Daten bei Erzeugung der Intensitätsspektren normiert werden, s. Kapitel 6.1.2.

(a)							
d_{Cu} [μm]	d_{Mo} [μm]	Datensatz	Bezeichnung	I [nA]	frames	p [mm]	
136	/	03	E1.1	6.5	2000	0	
136	/	↓	↓	6.5	2000	↓	
136	/	19	E1.17	6.5	2000	894.4	
136	25	20	E2.1	17.1	3000	0	
136	25	↓	↓	17.1	3000	↓	
136	25	36	E2.17	17.1	3000	894.4	
(b)							
d_{Cu} [μm]	d_{Mo} [μm]	Datensatz	Bezeichnung	I [nA]	frames	$f_{\text{norm.}}$	
136	10	40	M1.1	9.7	40380	490	
136	5	52	M1.2	9.7	40384	490	
136	2.5	76	M1.3	10	41214	490	
136	2.5	76 + 77	M1.4	10	84542	990	
272	10	44 + 48	M2.1	24.2	83448	900	
272	5	62 + 63 + 64	M2.2	24.2	125444	1400	
272	2.5	82 + 83 + 86 + 87 + 88 + 89	M2.3	24.4	348949	4200	

5.3.1 Eichmessungen

5.3.1.1 Durchführung

Die Energie der monochromatisierten Strahlung variiert bei stehendem HOPG-Kristall in Abhängigkeit der Spaltennummer eines Pixels, während sie für Pixel der gleichen Spalte unabhängig von der Zeilennummer ist. Die Eichung der HOPG-Kristallposition erfordert daher für verschiedene HOPG-Kristallpositionen eine Belichtung der pn-CCD mit dem entsprechenden quasimonochromatischen Röntgenstrahl und eine spaltenweise Analyse der resultierenden Impulshöhenspektren.

Da der [004]-Reflex des HOPG-Kristalls nicht verboten ist und die Auslese der pn-CCD nicht unterscheiden kann, ob das Ladungssignal eines Pixels von einem Photon der Energie (nE) oder von n Photonen der Energie E verursacht wurde, mußte bei der Durchführung der Messungen darauf geachtet werden, daß die Wahrscheinlichkeit, daß ein Pixel während der Belichtung der pn-CCD mehrfach getroffen wird, klein bleibt. Die Ereignisrate ist sonst stark durch nicht zur Analyse verwendbare Ereignisse verfälscht. Zur Durchführung der Messungen wurde daher eine 136 μm dicke Kupferfolie vor der pn-CCD angebracht, die den CCD-Chip vollständig abdeckte. Diese absorbiert ca. 98.4% der Strahlung bei 20 keV und führt bei einem Strahlstrom von $I = 6.5$ nA zu einer Ereignisrate von ca. 1000 Ereignissen/Bild, so daß sich unter Annahme einer Gleichverteilung für die einfallende Strahlung eine geringe Wahrscheinlichkeit für Doppeltreffer von ca. 3.5% ergibt. Eine Reduktion der Dicke oder gar ein Weglassen der Folie bei gleichzeitiger Verringerung des Strahlstroms war nicht möglich, um die in der Strahlregelung verwendeten Photodiodenzählraten von weniger als 1 kHz nicht noch weiter zu reduzieren. Darüberhinaus emittiert die Kupferfolie eine Fluoreszenzlinie, die zur Eichung und zur Korrektur der Ladungstransporteffizienz (CTE) des Detektors verwendet werden kann.

Da die zur Analyse der Impulshöhenspektren erforderliche gute Photonenstatistik beim kontinuierlichen Verfahren des HOPG-Kristalls auch mit minimaler Verfahrensgeschwindigkeit nicht bereitgestellt werden konnte, wurden die Eichmessungen schrittweise durchgeführt. Hierzu wurden mit dem HOPG-Kristall 17 jeweils 55.9 mm auseinanderliegende Punkte längs des Verfahrtschiffs angefahren und an jeder Position 2000 Bilder mit der pn-CCD aufgenommen. Im Anschluß wurde zusätzlich zur Kupferfolie noch eine 25 μm dicke Molybdänfolie angebracht, die ebenfalls den CCD-Chip komplett abdeckte und die Messungen mit 3000 Bildern pro HOPG-Kristallposition bei einem Strahlstrom von $I = 17$ nA wiederholt. Befindet sich der HOPG-Kristall an einer Position bei der das Energieband der auf die pn-CCD abgebildeten Strahlung eine Überlappung mit der K-Absorptionskante von Molybdän aufweist, so wird diese wie in Abb. 5.8 dargestellt, eindeutig auf der pn-CCD nachgewiesen. Das Impulshöhenspektrum der Spalte an der die K-Kante liegt, s. Abb 5.9 (b), wird zur Energieeichung des Detektors verwendet. Da sich die Lage der K-Kante in Abhängigkeit von der Position des HOPG-Kristalls längs der Spalten auf der pn-CCD verschiebt, kann die Energieeichung an mehreren Positionen durchgeführt und eine mittlere Eichung gebildet werden. Wie in Abb. 5.9 (b) zu erkennen ist, besitzt der [004]-Reflex im Vergleich zum [002]-Reflex eine relativ hohe Intensität, die in der starken Zunahme der Transmission durch die Kupferfolie bei steigender Energie der Röntgenstrahlung begründet liegt. Der durch unvollständige Energieeichung der Photonen verursachte niederenergetische Ausläufer des [004]-Reflexes führt im Impulshöhenspektrum zu Untergründereignissen im Bereich des [002]-Reflexes, die bei der Analyse der später geschilderten bildgebenden Messungen eine entsprechende Untergrundkorrektur erforderlich machen. Bevor die eigentlichen bildgebenden Messungen beschrieben

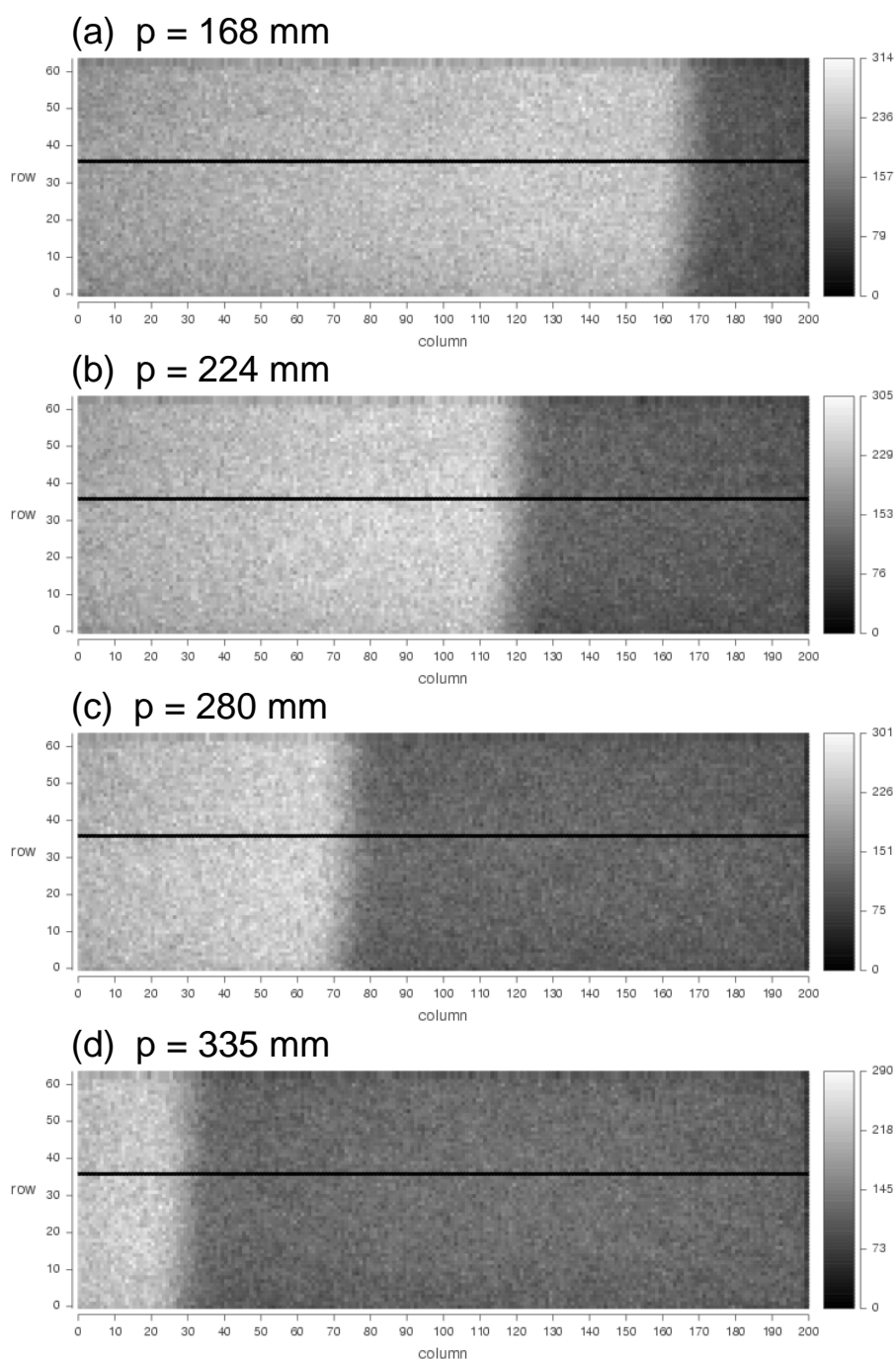


Abbildung 5.8: Eichmessung mit einer $d_{Cu} = 136 \mu\text{m}$ dicken Kupfer- und einer $d_{Mo} = 25 \mu\text{m}$ dicken Molybdänfolie, die beide die pn-CCD vollständig abdecken. Dargestellt ist die örtliche Verteilung der Anzahl der mit der pn-CCD nachgewiesenen Photonen in einer Graustufendarstellung an verschiedenen, festen Positionen p des HOPG-Kristalls. Deutlich sichtbar ist die Lage der K-Absorptionskante von Molybdän, die sich mit zunehmender Position p des HOPG-Kristalls zu niedrigeren Spaltennummern verschiebt. Die schwarze horizontale Linie ist eine ausgeblendete, defekte Detektorzeile. (a) bis (d) : Datensatz E2.4 bis E2.7.

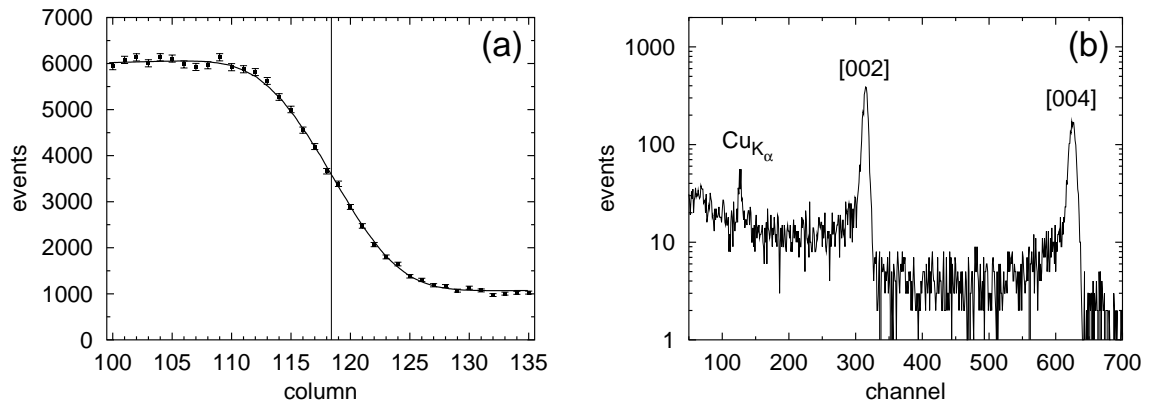


Abbildung 5.9: (a) Intensitätsverlauf in Abhängigkeit der Spalte für die in Abb. 5.8 (b) gezeigte Messung (nach Korrektur der Rohdaten). Für jede Spalte wurde die Intensität über alle Zeilen aufsummiert. Miteingezeichnet ist eine in Anhang C.2 beschriebene Anpassungsfunktion (Gl. (C.2)) sowie die daraus resultierende Lage der K-Absorptionskante in Spalte 118 (senkrechte Linie). Der gemessene Verlauf der K-Absorptionskante von Molybdän ist durch die intrinsische Energieauflösung des HOPG-Kristalls und durch die Energieunschärfe der Strahlung aufgrund des asymmetrischen experimentellen Aufbaus verbreitert.
 (b) Zu Spalte 118 gehörendes Impulshöhenspektrum.
 (a), (b) : Datensatz E2.5 .

werden, wird im folgenden Unterabschnitt zunächst mit Hilfe der Eichmessungen der in der Detektorebene gemessene Photonenfluß im [002]- und [004]-Reflex bestimmt und mit den theoretisch erwarteten Werten verglichen.

5.3.1.2 Photonenfluß in der Detektorebene

Vor den Eichmessungen wurde die pn-CCD durch Belichtung ohne Absorberfolie auf den monochromatisierten Röntgenstrahl (bei fester Position D des HOPG-Kristalls, s. Abb. 5.4 (b), und ausgeschalteter Strahlregelung) ausgerichtet. Aufgrund der hohen integralen Reflektivität des HOPG-Kristalls und der damit verbundenen hohen Ereignisrate auf der pn-CCD, mußte die Ausrichtung jedoch bei einem unter der Nachweisgrenze der eingesetzten Strahlstrommessung gelegenen Strahlstrom durchgeführt werden. Die Aufnahme in optimierter pn-CCD Position kann daher nicht zur Bestimmung des absoluten Flusses, sondern nur zu einer Angabe des Intensitätsverhältnisses von [002]-Reflex zu [004]-Reflex verwendet werden. Die Bestimmung des Photonenflusses erfolgt daher an einer Eichmessung mit einer $d_{Cu} = 136 \mu\text{m}$ dicken Kupferfolie vor der pn-CCD (Datensatz E.1.5). Das zugehörige Impulshöhenspektrum ist in Abb. 5.10 dargestellt. Die mit der pn-CCD nachgewiesene Anzahl Φ_{exp} . Photonen pro Elektron und Fläche ergibt sich gemäß

$$\Phi_{exp.} = \frac{N}{\Delta X_D \cdot \Delta Y_D \cdot t \cdot I} \quad , \quad (5.1)$$

wobei N die Anzahl nachgewiesener Ereignisse im [002]- bzw. [004]-Reflex ist, ΔX_D die horizontale und ΔY_D die vertikale Ausdehnung der pn-CCD angibt, sowie t die Meßdauer und I den Elektronenstrahlstrom bezeichnen. Die theoretisch erwartete, vom Detektor nachgewiesene Anzahl Photonen pro Elektron und Fläche kann analog zu Gl. (2.14) gemäß

$$\Phi_{theor.} = \Phi_0 \cdot \frac{\Delta E}{E} \cdot \frac{1}{\Delta X \cdot \Delta Y} \cdot R_K \cdot T_{QU} \cdot T_{Cu} \cdot T_F \cdot \epsilon_{Det.} \quad (5.2)$$

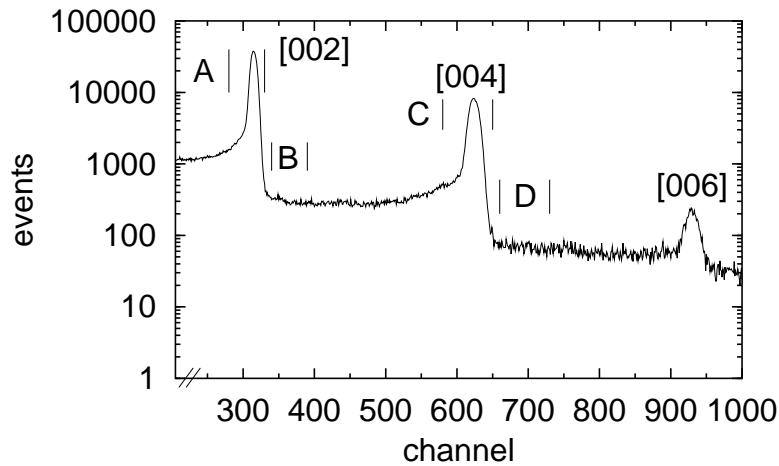


Abbildung 5.10: Impulshöhenspektrum (nach Korrektur der Rohdaten gemäß Anhang C.1) der mit dem HOPG-Kristall monochromatisierten Übergangsstrahlung. Es wurde über alle Pixel der pn-CCD summiert. Mit [004] und [006] sind die höheren Harmonischen des [002]-Reflexes gekennzeichnet. Zur Bestimmung der Photonenzahl pro Elektron und Fläche für den [002]- und [004]-Reflex wird jeweils über alle Ereignisse in den Fenstern A bzw. C summiert und davon jeweils die Zahl der Ereignisse in den Fenstern B bzw. D subtrahiert. Datensatz E.1.5 .

berechnet werden. Die Größe T_{QU} bezeichnet dabei die Transmission der Strahlung von der Quelle bis zum Untersuchungsobjekt (Kupferfolie), T_{Cu} die Transmission durch die Kupferfolie, T_F die Transmission durch die Eintrittsfenster der pn-CCD und $\epsilon_{Det.}$ deren Nachweiswahrscheinlichkeit. Da diese Größen alle von der Energie der Strahlung abhängen, wird für sie jeweils der zur mittleren Photonenergie auf der pn-CCD gehörende Wert angenommen. Mit R_K wird die Reflektivität des HOPG-Kristalls berücksichtigt. Sie wird nach [CNW⁺91] berechnet. Mit Φ_0 ist die pro Elektron und relativer Bandbreite von der Quelle emittierte Anzahl Photonen bezeichnet. Sie ergibt sich durch Integration der Intensität der vom Folienstapel emittierten Übergangsstrahlung über ein vom HOPG-Kristall abgedecktes Raumwinkelintervall, s. Abb. 5.11. In horizontaler Richtung wird dies durch den Winkel $\varphi_H = (l_K \sin \Theta_B)/g$ definiert. In vertikaler Richtung treffen nur Photonen auf den Detektor, die innerhalb eines Winkels φ_V von der Quelle emittiert werden. Der Winkel φ_V kann mit $\Delta Y = \Delta Y_D$ mit Gl. (2.13) berechnet werden. Die in der Detektorebene ausgeleuchtete Fläche $\Delta X \times \Delta Y$ ergibt sich mit φ_H und φ_V aus Gl. (2.12) und Gl. (2.13). Hierbei ist $\Delta Y = \Delta Y_D$, jedoch $\Delta X \neq \Delta X_D$, da ΔX im wesentlichen durch die Mosaizität α bestimmt wird. Die auf diese Fläche abgebildete Bandbreite $\Delta E/E \simeq \alpha/\Theta_B$ folgt aus der Mosaizität und dem eingestellten Bragg-Winkel. Die Photonenzahl pro Elektron und Fläche kann ebenso mit $\Delta X = \Delta X_D$ berechnet werden, wenn für ΔE die auf den Detektor der Breite ΔX_D abgebildete Bandbreite ΔE_D verwendet wird. Da die Detektorebene gleichmäßig ausgeleuchtet wird, sind beide Betrachtungsweisen äquivalent.

In Tab. 5.2 bzw. Tab. 5.3 sind die Parameter zur Berechnung von $\Phi_{exp.}$ und $\Phi_{theor.}$ für den [002]- und den [004]-Reflex aufgelistet. Damit folgt jeweils für die Anzahl der im Detektor nachgewiesenen Photonen pro Elektron und Fläche

$$\begin{aligned} \Phi_{exp.}^{[002]} &= 2 \cdot 10^{-9} \frac{\text{Photonen}}{e^- \text{mm}^2} & \Phi_{theor.}^{[002]} &= 1.1 \cdot 10^{-9} \frac{\text{Photonen}}{e^- \text{mm}^2} \\ \Phi_{exp.}^{[004]} &= 7 \cdot 10^{-10} \frac{\text{Photonen}}{e^- \text{mm}^2} & \Phi_{theor.}^{[004]} &= 9.9 \cdot 10^{-10} \frac{\text{Photonen}}{e^- \text{mm}^2} \end{aligned}$$

Tabelle 5.2: Parameter zur Bestimmung des mit der pn-CCD gemessenen Photonennflusses. Da eine defekte Detektorzeile vollständig ausgeblendet werden mußte, beträgt die Detektorausdehnung ΔY_D in vertikaler Richtung $\Delta Y_D = 63 \times 0.15$ mm.

Reflex	$N [10^5]$	$I [\text{nA}]$	$t [\text{s}]$	$\Delta X_D [\text{mm}]$	$\Delta Y_D [\text{mm}]$
[002]	4.7	6.5	20	30	9.45
[004]	1.6	6.5	20	30	9.45

Tabelle 5.3: Parameter zur Bestimmung des theoretisch erwarteten Photonennflusses. Zur Bestimmung von Φ_0 wurde die berechnete Intensität der Übergangsstrahlungsverteilung horizontal und vertikal über einen symmetrisch um die Symmetrieachse der TR gelegenen Winkel von $\varphi_H = 0.67$ mrad und $\varphi_V = 0.67$ mrad integriert. Die Mosaizität α beträgt 0.49° .

Reflex	E [eV]	Θ_B [°]	I_0 [$\frac{\text{Photonen}}{e-10^{-3}\text{BW}}$]	ΔX [mm]	ΔY [mm]	R_K	T_{QU}	T_{Cu}	T_F	ϵ_D
[002]	19930	5.32	$8.0 \cdot 10^{-6}$	66.2	9.45	0.44	0.62	0.015	0.98	0.24
[004]	39860	5.32	$4.2 \cdot 10^{-6}$	66.2	9.45	0.08	0.85	0.55	1.0	0.043

10 μm) Molybdän- und der dünnsten ($d_{Cu} = 136 \mu\text{m}$) Kupferfolie gewählt, da hierbei das deutlichste Signal durch das Kontrastmittel Molybdän erzeugt wird. Im Anschluß wurde die Dicke der Kupferfolie erhöht. Analog wurde jeweils die nächstdünnere Molybdänfolie mit den Kupferfolien zusammengestellt und untersucht. Die Messungen werden für die weitere Beschreibung in dieser Arbeit in zwei durch die Dicke der Kupferfolien bestimmte Meßreihen zusammengefaßt. Die wichtigsten Experimentparameter bei den bildgebenden Messungen sind am Ende des Kapitels in Tab. 5.4 zusammengestellt.

Bei den Untersuchungen wurden jeweils die Ortsverteilungen der das Untersuchungsobjekt durchdringenden Photonen als Funktion der Position p des HOPG-Kristalls aufgenommen. Gestartet wurde das Verfahren und damit das Durchstimmen der Energie immer von derselben Position aus in einer Entfernung von 4071 mm zur pn-CCD. Verfahren wurde der HOPG-Kristall über eine Strecke von 894.4 mm auf die pn-CCD zu, was mit einer Verringerung des Bragg-Winkels und damit einer Erhöhung der Energie E des quasimonochromatischen Röntgenstrahls verbunden ist. Eine typische Messung zeigt Abb. 5.12. In Abb. 5.12 (a) ist die Energie der Röntgenstrahlung längs des Fahrwegs für alle Spalten kleiner 20 keV. Der Molybdänstreifen erzeugt aufgrund seiner geringen Absorption unterhalb der K-Absorptionskante nur einen schwachen Kontrast und ist nur andeutungsweise zu erkennen. Gleiches gilt für Abb. 5.12 (b), bei der für Pixel mit Spaltennummer kleiner 100 die Energie der Strahlung die 20 keV noch nicht erreicht hat. In Abb. 5.12 (c) ist die Energie der Strahlung für alle Spalten über die 20 keV hinweg durchgestimmt. Deutlich zu erkennen ist nun aufgrund des sprunghaften Anstieges der Absorption oberhalb der K-Kante die Molybdänfolie. Abbildung 5.12 (d) zeigt gegenüber (c) einen Kontrastanstieg bei Vergrößern des Fahrwegs des HOPG-Kristalls. Dies läßt bereits erkennen, daß auch Photonen energetisch weit entfernt von der K-Kante noch Information über das Kontrastmittel tragen. Der in (a) - (d) jeweils erkennbare Anstieg der Photonenzahl mit zunehmender Spalte liegt im Rückgang des Absorptionskoeffizienten von Kupfer mit zunehmender Energie begründet.

Um die für die Bildrekonstruktion benötigte Photonenzahl zu gewährleisten, wurden auch Messungen durchgeführt bei denen der HOPG-Kristall periodisch (bis zu 40 mal) zwischen Start- und Endposition hin- und hergefahren wurde. Zusätzlich wurden Einzelmessungen mehrfach wiederholt. Die Fahrweggeschwindigkeit des HOPG-Kristalls wurde dabei zwischen

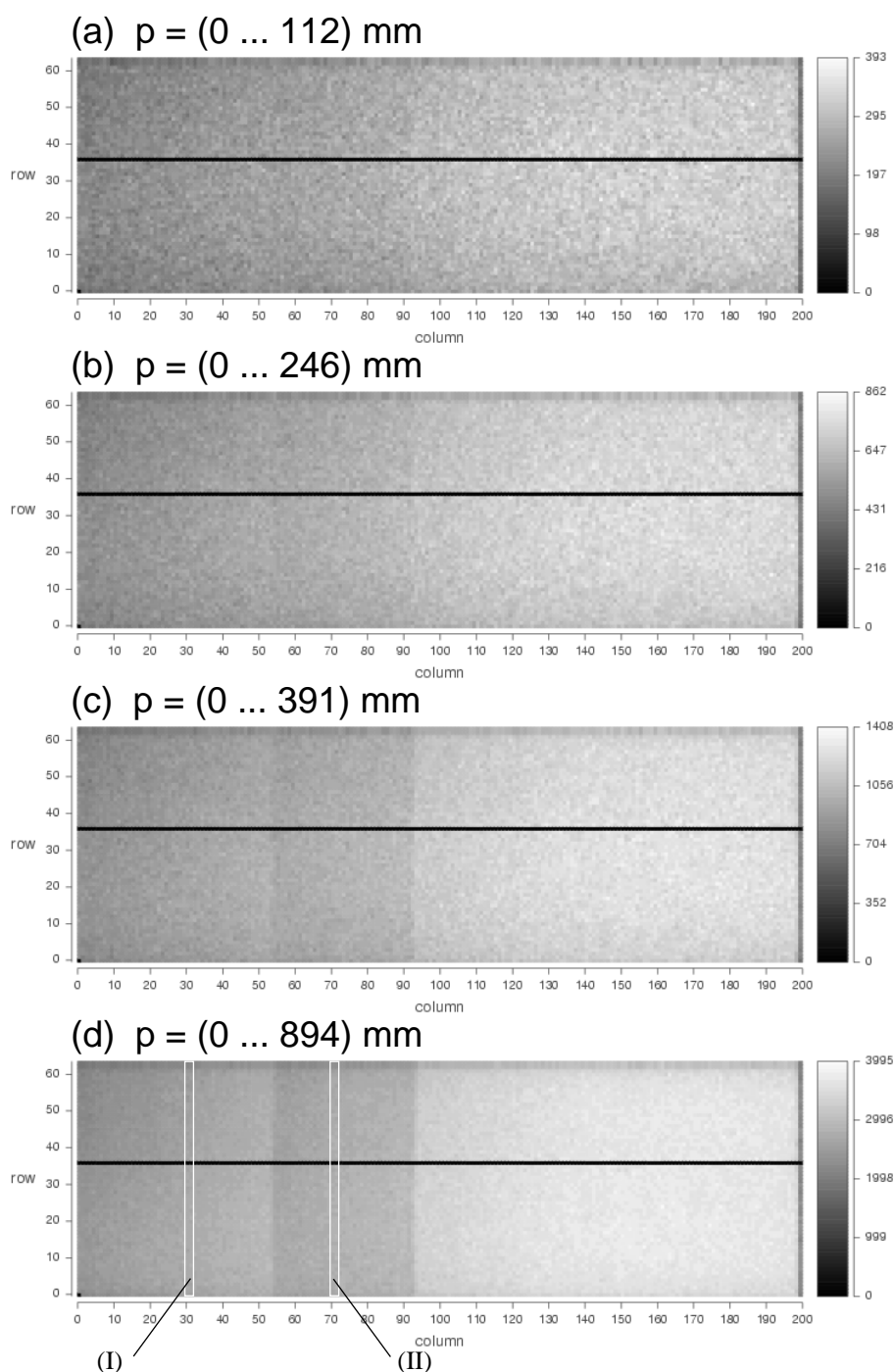


Abbildung 5.12: Bildgebende Messung mit einer $d_{Cu} = 136 \mu\text{m}$ dicken Kupfer- und $d_{Mo} = 2.5 \mu\text{m}$ dicken Molybdänfolie. Die Molybdänfolie deckt einen Bereich von ca. Spalte 55 bis 95 ab. Dargestellt ist die örtliche Verteilung der Anzahl der längs des jeweils angegebenen Verfahrenswegs p des HOPG-Kristalls nachgewiesenen Photonen in einer Graustufendarstellung. Verfahrensgeschwindigkeit 1.12 mm/s. (I) und (II) in (d) kennzeichnen die zur Erzeugung der in Abb. 5.13 gezeigten Histogramme zusammengefaßten Pixelbereiche. In (I) und (II) gilt für die Energie E der Strahlung an der HOPG-Kristallposition p :

p [mm]	0	112 (a)	246 (b)	391 (c)	894 (d)
$E(p)$ [keV] (I)	19.067	19.381	19.758	20.167	21.571
$E(p)$ [keV] (II)	19.168	19.497	19.891	20.318	21.797

Datensatz M1.3

1.12 mm/s und 55.9 mm/s variiert. Der Elektronenstrahlstrom wurde der jeweiligen Folienkombination angepaßt. Dabei wurde immer darauf geachtet, daß eine Rate von 1500 - 2000 Ereignissen/Bild nicht überschritten wurde³. Hierbei ergibt sich noch eine ausreichend geringe Wahrscheinlichkeit für Doppeltreffer von ca. 6-8%.

Bereits kurz nach einer Messung läßt sich ein erster Eindruck über die aufgenommenen Transmissionsspektren gewinnen, wenn, wie in Abb. 5.13 gezeigt, die nachgewiesenen Ereignisse für jedes Pixel in eindimensionale Histogramme mit der Position des HOPG-Kristalls als Histogrammachse einsortiert und die Histogramme mehrerer Pixel zusammengefaßt werden. Die Aufbereitung der Rohdaten und die sich anschließende Analyse werden im nächsten Kapitel beschrieben.

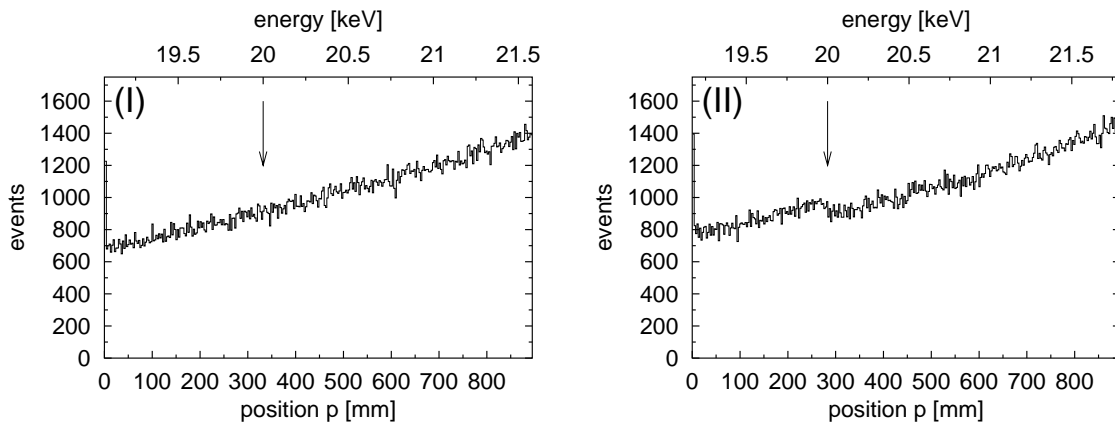


Abbildung 5.13: Photonenzahl in Abhängigkeit der Position des HOPG-Kristalls für die Messung aus Abb. 5.12 für (I) einen Bereich ohne und (II) mit Molybdänfolie, s. Abb. 5.12 (c). Folienkombination $d_{Mo} = 2.5 \mu\text{m}$, $d_{Cu} = 136 \mu\text{m}$. Zusammengefaßt sind jeweils die längs eines Verfahrenswegs von 2.8 mm nachgewiesenen Ereignisse. Die stark erhöhte Photonenzahl bei $p = 0$ mm liegt im Start der Messung vor Beginn des Verfahrens des HOPG-Kristalls begründet. Zu erkennen in (II) ist die Absorptionskante von Molybdän bei $p \simeq 275$ mm, deren Lage in (I) und (II) jeweils durch einen Pfeil gekennzeichnet ist. Datensatz M1.3 .

³Aufgrund der erforderlichen, langen Meßdauer bei den bildgebenden Messungen wurde die Ereignisrate gegenüber den Eichmessungen erhöht und eine höhere Wahrscheinlichkeit für Mehrfachtreffer in Kauf genommen.

Tabelle 5.4: Zusammenstellung der Experimentparameter bei den bildgebenden Messungen. Die Größen p, g, b, φ werden kontinuierlich über den in Klammern angegebenen Bereich variiert. Dabei kennzeichnet die mittlere Zahl den jeweiligen Wert, wenn der Elektronenstrahl sich in 0° -Richtung befindet. Die Größe $\Delta\Theta$ gibt die tatsächlich vom DSP veranlaßte totale Drehwinkeländerung über den gewählten Verfahrensweg von 894.4 mm an. In Klammern ist die aus der Geometrie folgende Soll Drehwinkeländerung $\Delta\Theta_S$ angegeben.

Folienkombination	Molybdän	10 μm , 5 μm , 2.5 μm
Meßreihe 1	Kupfer	136 μm
Folienkombination	Molybdän	10 μm , 5 μm , 2.5 μm
Meßreihe 2	Kupfer	272 μm
Radiator	Material	Polyimid
	Folienanzahl	30
	Abstand zweier benachbarter Folien	75 μm
	Dicke einer Folie	25 μm
Monochromator	Kristall	HOPG
	Mosaizität	0.49°
	mittlerer Soll-Bragg-Winkel	$\Theta_B = 5.297^\circ$
	mittlere Sollenergie	20 keV
	Drehwinkeländerung	$\Delta\Theta = 0.630^\circ$ ($\Delta\Theta_S = 0.658^\circ$)
	Stabilität des Reflexes	± 1.7 Pixel
	Position p	(0 ... 7176 ... 16000) Schritte (0 ... 401.1 ... 894.4) mm
	Verfahrensgeschwindigkeit	20 Schritte/s bis 1000 Schritte/s 1.12 mm/s bis 55.9 mm/s
	Abstand zum Detektor b	(4071 ... 3670 ... 3176) mm
	Abstand zum Radiator g	(6701 ... 7095 ... 7580) mm
Elektronenstrahl	Elektronenenergie	855 MeV
	horizontale Breite (FWHM)	$\simeq 70 \mu\text{m}$
	vertikale Breite (FWHM)	606 μm
	Richtung φ	(-11 ... 0 ... 12) mrad
	Lageschwankung	$\simeq \pm 6 \mu\text{m}$
	mittlerer Strahlstrom	9.7 nA bis 24.4 nA
	Zeitstruktur	gepulst, Pulslänge 10 ms Wiederholfrequenz 50 Hz
Detektor	Typ	Silizium pn-CCD
	Pixel-Ausdehnung	150 $\mu\text{m} \times 150 \mu\text{m}$
	Anzahl Pixel	64 \times 200
	aktive Dicke	$\simeq 270 \mu\text{m}$
	Nachweiswahrscheinlichkeit	$\simeq 24\%$ bei 20 keV
Belichtung	Belichtungszeit	10 ms
	Aufnahmerate	50 Bilder/s
	Zahl der Bilder	800-64000 Bilder/Messung
	Zählrate	≤ 2000 Ereignisse/Bild

6 Datenanalyse

Um aus den aufgenommenen Daten die örtliche Verteilung der jeweiligen Molybdänfolie rekonstruieren und die Fragestellung untersuchen zu können, welche Information Photonen weit außerhalb der K-Absorptionskante noch über das Kontrastmittel tragen, ist zunächst eine Aufbereitung der Rohdaten und eine umfangreiche quantitative Analyse der korrigierten Daten erforderlich. Die hierbei durchgeführten Schritte sind in Abb. 6.1 schematisch dargestellt und werden in den beiden folgenden Abschnitten erläutert.

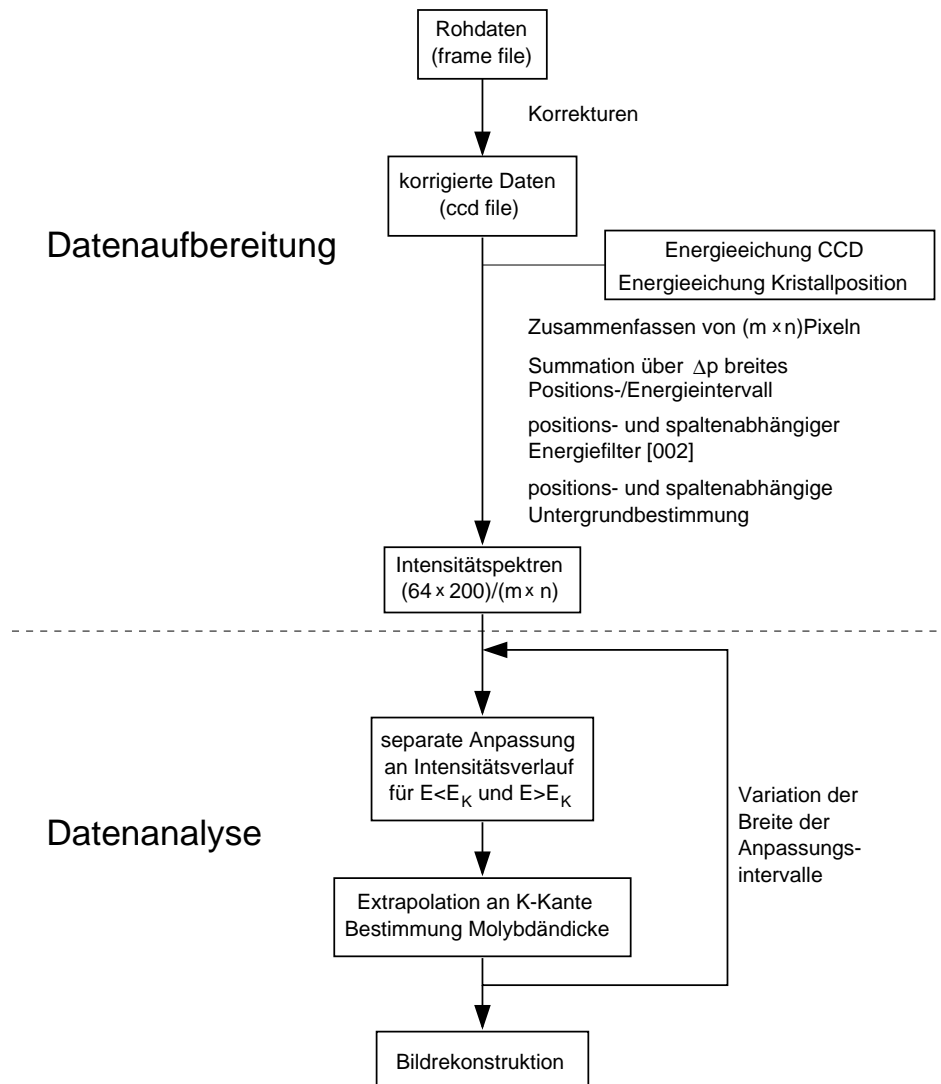


Abbildung 6.1: Schematischer Ablauf der Datenaufbereitung und Datenanalyse.

6.1 Aufbereitung der Rohdaten

Bei der Aufbereitung der Rohdaten werden zunächst an allen Messungen einige detektorspezifische Korrekturen durchgeführt, die im wesentlichen dazu dienen, die Energieauflösung der pn-CCD zu verbessern. Eine Beschreibung dieser Korrekturen wird in Anhang C.1 gegeben. Nach Korrektur der Rohdaten werden zunächst anhand der im letzten Kapitel geschilderten Eichmessungen die pn-CCD sowie die HOPG-Kristallpositionen geeicht. Die Vorgehensweise hierbei wird im folgenden Abschnitt kurz erläutert und der daraus resultierende Zusammenhang zwischen Energie der monochromatisierten Strahlung, HOPG-Kristallposition p und dispersiver Koordinate in der Detektorebene (Spalte der pn-CCD) dargestellt. Die Eichungen bilden die Grundlage für die Erzeugung der Intensitätsspektren in Abhängigkeit der Photonenenergie für die bildgebenden Messungen. Die dabei durchgeführten Schritte werden in Abschnitt 6.1.2 dargelegt.

6.1.1 Energieeichung der pn-CCD und der HOPG-Kristallposition

Energieeichung der pn-CCD

Zur Energieeichung der pn-CCD werden die in Kapitel 5.3 beschriebenen Messungen mit der $d_{Mo} = 25 \mu\text{m}$ dicken Molybdän- und der $d_{Cu} = 136 \mu\text{m}$ dicken Kupferfolie verwendet. Hierbei wird ausgenutzt, daß im Impulshöhenspektrum der Spalte auf der die K-Absorptionskante von Molybdän liegt, die Energie des [002]-Reflexes des HOPG-Kristalls eindeutig zu 20.0 keV und die des [004]-Reflexes zu 40.0 keV bestimmt ist, s. Abb. 5.9. Da Kanal 0 im Impulshöhenspektrum aufgrund der durchgeführten Korrekturen auch energetisch die Null zuzuordnen ist, stehen zusammen mit der Cu_{K_α} -Linie bei 8.0 keV vier Punkte zur Eichung zur Verfügung, die über eine lineare Regression durchgeführt wird. Details und Ergebnis der Eichung der pn-CCD werden in Anhang C.2 beschrieben.

Energieeichung der HOPG-Kristallposition

Zur Energieeichung der Position des HOPG-Kristalls werden die in Kapitel 5.3 beschriebenen Standmessungen, bei denen sich nur die 136 μm dicke Kupferfolie vor der pn-CCD befand, verwendet. Für jede der 17 angefahrenen Positionen wird für jede Spalte das über alle zur Spalte gehörenden Pixel aufsummierte Impulshöhenspektrum gebildet und in jedem dieser 17×200 Spektren die Lage des [002]-Reflexes bestimmt. Mit der Energieeichung der pn-CCD ist damit für jede der 200 Spalten an 17 HOPG-Kristallpositionen die Energie der Strahlung gegeben. Aus den so ermittelten Werten wird dann für jede der 200 Spalten der Zusammenhang zwischen HOPG-Kristallposition und Energie der Strahlung über eine lineare Anpassung bestimmt. Weitere Details zur Eichung finden sich in Anhang C.2.

Abbildung 6.2 zeigt die aus der Absorptionskantenmessung folgende Lage der K-Absorptionskante von Molybdän bei 20 keV in Abhängigkeit der HOPG-Kristallposition. Die aus der Energieeichung der HOPG-Kristallposition resultierende Energievariation für den monochromatisierten Röntgenstrahl auf der pn-CCD ist in Abb. 6.3 dargestellt. Wie in Abb. 6.3 (a) zu erkennen ist, steigt die Dispersion auf der pn-CCD von anfänglich 0.59 keV bei $p = 0$ mm mit zunehmender HOPG-Kristallposition auf 1.111 keV bei $p = 894.4$ mm an. Das beim Verfahren des HOPG-Kristalls über den kompletten Verfahrensweg durchgestimmte Energieintervall ΔE_{max} nimmt mit zunehmender dispersiver Koordinate (Spaltennummer der pn-CCD) von 2.452 keV in Spalte 0 auf 2.962 keV in Spalte 199 zu. Dabei liegt, wie in Abb. 6.3 (b) gezeigt, ΔE_{max} für keine der Spalten symmetrisch um die K-Absorptionskante von Molybdän. Da dies prinzipiell nur für eine Spalte realisierbar ist, wurde auf eine Symmetrisierung des

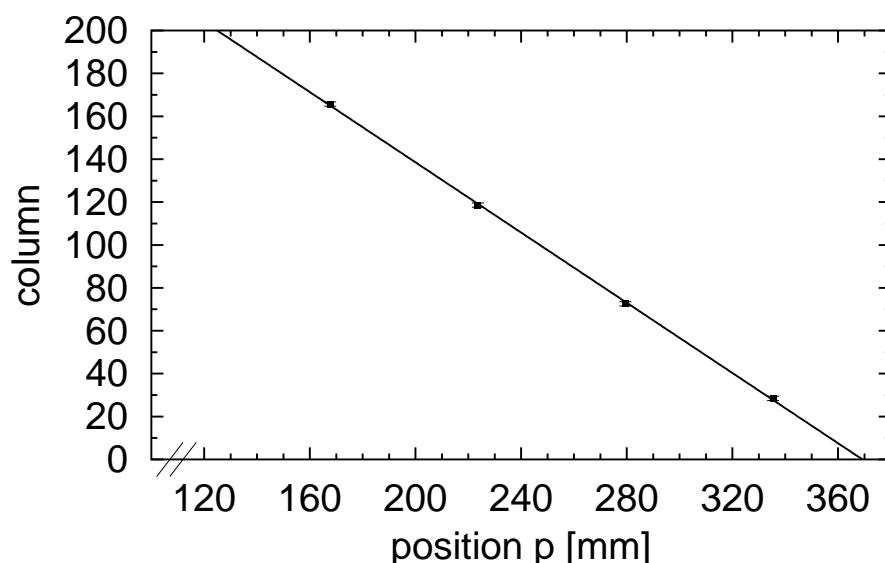


Abbildung 6.2: Experimentell bestimmte Lage der K-Absorptionskante von Molybdän bei 20 keV auf der pn-CCD als Funktion der HOPG-Kristallposition p mit linearer Anpassung. Ergebnisse für Datensatz E.2.4 bis E.2.7.

Aufbau z.B. für das Zentrum des Detektors (Spalte 100) verzichtet. Hierzu hätte der komplette CCD-Aufbau versetzt werden müssen. Die Breite des symmetrisch durchstimmbaren Energieintervalls nimmt mit zunehmender Spaltennummer ab.

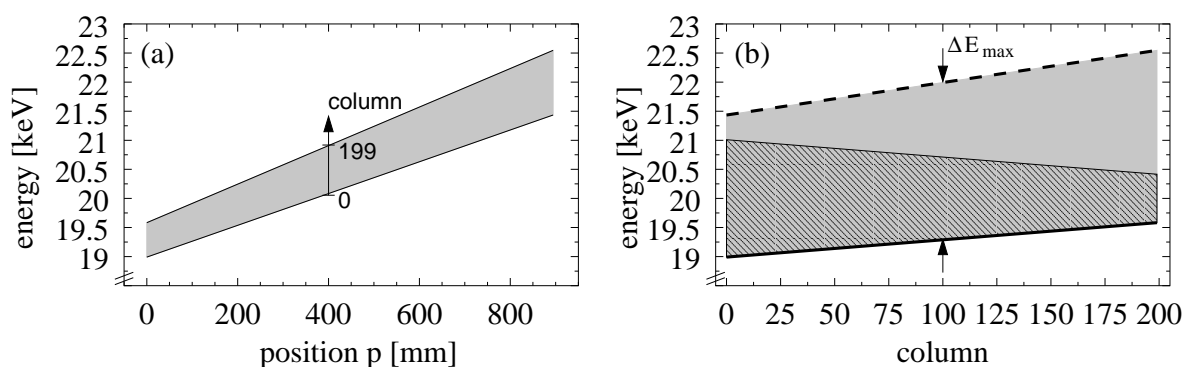


Abbildung 6.3: Experimentell bestimmte Energie und Dispersion auf der pn-CCD beim Verfahren des HOPG-Kristalls.

(a) Dispersion auf der pn-CCD in Abhängigkeit von der HOPG-Kristallposition p . Die Höhe der grauen Fläche zeigt an jeder Position des HOPG-Kristalls die aus der Eichung folgende Energiebandbreite auf den 200 Spalten der pn-CCD an.

(b) Durchstimmbarer Energiebereich beim Verfahren des HOPG-Kristalls von $p = 0$ mm (fette durchgezogene Linie) bis maximal $p = 894.4$ mm (fette gestrichelte Linie) für die einzelnen Spalten. Exemplarisch mit Pfeil gekennzeichnet ist das maximal durchstimmbare Energieintervall ΔE_{max} für Spalte 100. Schraffiert ist der jeweils symmetrisch durchstimmbare Energiebereich.

6.1.2 Erzeugung der Intensitätsspektren

Zur Analyse der Daten müssen Spektren erzeugt werden, welche die Intensität der nachgewiesenen Strahlung als Funktion der Photonenenergie beinhalten. Mit der pn-CCD stehen 64×200 (Zeilen \times Spalten) Einzeldetektoren zur Verfügung, so daß insgesamt 12800 Intensitätsspektren erzeugt werden können. Diese ergeben sich prinzipiell, indem für jedes Pixel an jeder HOPG-Kristallposition (Energiepunkt) die Anzahl der Photonen des [002]-Reflexes im Impulshöhenspektrum aufsummiert wird ¹.

Wie in Kapitel 3.1 dargelegt, verursacht die Divergenz des Röntgenstrahls in der gegebenen Anordnung eine Ortsunschärfe von ca. $150 \mu\text{m}$, so daß prinzipiell eine pixelweise Analyse der Impulshöhenspektren durchgeführt werden könnte. Aufgrund der geringen Photonenstatistik werden bei der Erzeugung der Intensitätsspektren jeweils die Impulshöhenspektren von mindestens 2×2 Pixeln zusammengefaßt. Reicht die in diesem Pixelbereich zur Verfügung stehende Photonenzahl für eine Analyse nicht aus, wird der Bereich entsprechend erweitert.

Neben der zusammengefaßten Pixelanzahl wird die Anzahl der Photonen für jeden Energiepunkt durch die Anzahl der Einzelbilder pro HOPG-Kristallposition bestimmt. Der ausgenutzte Gesamtverfahrweg des HOPG-Kristalls beträgt 16000 Schritte (894.4 mm). Da auch bei minimaler Verfahrgeschwindigkeit des HOPG-Kristalls von 20 Schritten/s bei 10 ms Belichtungszeit der pn-CCD und einer Wiederholfrequenz von 50 Hz lediglich 2.5 Bilder/Position aufgenommen werden, werden jeweils die Bilder von 200 aufeinanderfolgenden HOPG-Kristallpositionen (11.2 mm) zusammengefaßt, um die zur Analyse erforderliche Statistik zu erzielen. Hierbei ergibt sich eine Energieunschärfe von im Mittel 33 eV, was geringer als die Hälfte der nach Gl. (2.10) berechneten intrinsischen Energieauflösung des HOPG-Kristalls ist. Da die Verfahrbewegung und die Auslese des Detektors nicht synchronisiert sind, werden die aufgenommenen Daten auf eine gemeinsame Anzahl Bilder pro Positionsintervall normiert.

Bei der Erzeugung der Intensitätsspektren muß darauf geachtet werden, daß der Anteil der berücksichtigten Photonen, der nicht vom [002]-Reflex stammt, möglichst gering gehalten wird. Ein konstanter Untergrund in den Intensitätsspektren hebt sich aufgrund der in Gl. (2.21) gegebenen logarithmischen Intensitätsdifferenz bei der Bestimmung der Dicke der Kontrastmittelschicht nicht heraus, sondern führt in erster Näherung zu einem prozentual gleichgroßen Fehler im Signal. Wie im vorigen Abschnitt gezeigt wurde, wird in jeder Spalte die Energie der Strahlung beim Verfahren des HOPG-Kristalls über mehrere keV durchgestimmt, s. Abb.6.3. Daher wird, wie in Abb. 6.4 dargestellt, in Abhängigkeit der Spaltenzugehörigkeit eines Pixels in dessen Impulshöhenspektrum ein positionsabhängiges, ± 12 Kanäle breites Fenster A symmetrisch um den [002]-Reflex gesetzt. 10 Kanäle oberhalb des Fensters A wird ein 80 Kanäle breites Intervall B zur Bestimmung des Untergrundes festgelegt. Beide Fenster werden als "sliding windows" in Abhängigkeit von der HOPG-Kristallposition im Impulshöhenspektrum so verschoben, daß A immer symmetrisch um den [002]-Reflex und B in konstantem Abstand zu A liegt. Der Untergrund stammt hauptsächlich aus dem niedereenergetischen Ausläufer des [004]-Reflexes. Dieser entsteht durch Photonen, die ihre Energie nicht vollständig in einem Pixel deponieren. Der Untergrund beinhaltet aber vermutlich auch Ereignisse aus Aufschauerprozessen von hochenergetischen Bremsstrahlungsphotonen. Die gesuchte Intensität ergibt sich durch Summation über die Ereignisse in A, von denen die auf die Breite von A normierte Anzahl der Ereignisse in B subtrahiert wird.

Während der Untergrund für die Messungen der Meßreihe 1 ($d_{Cu} = 136 \mu\text{m}$) bei einem Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von ca. 100:1 nur eine geringe Rolle spielt, nimmt seine Be-

¹Die Anzahl der Photonen der Energie E ist proportional zur Intensität der Strahlung mit der Energie E .

deutung, wie in Abb. 6.5 zu sehen ist, bei den Messungen der Meßreihe 2 ($d_{Cu} = 272 \mu\text{m}$) stark zu. Die Transmission für 20 keV Strahlung beträgt nun lediglich noch 0.025%, während

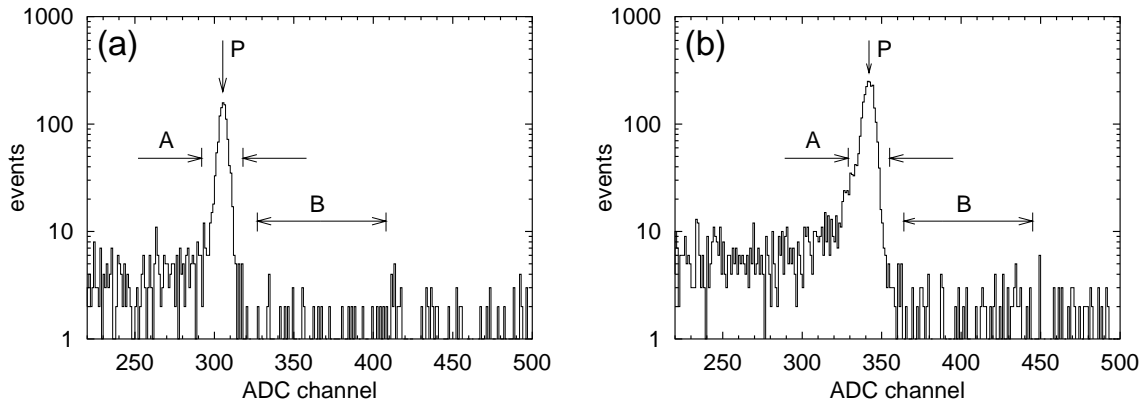


Abbildung 6.4: Impulshöhenspektrum bei Folienkombination $d_{Cu} = 136 \mu\text{m}$, $d_{Mo} = 2.5 \mu\text{m}$ und (a) HOPG-Kristallposition $p = 50 \text{ mm}$ und (b) $p = 844 \text{ mm}$. Wegen der geringen Statistik in 2×2 Pixel großen Bereichen, wurden die Impulshöhenspektren aller Pixel zweier benachbarten Spalten (74,75) aufsummiert. Während der Aufnahme (500 Einzelbilder) bewegte sich der HOPG-Kristall aufgrund des kontinuierlichen Durchstimmvorgangs jeweils um 11.2 mm, die Energieverschiebung ist dabei geringer als 1 Kanal. Strahlstrom $I = 10 \text{ nA}$. Der aus der HOPG-Kristallposition berechnete Sollkanal für den [002]-Reflex ist durch P gekennzeichnet, das Fenster um den [002]-Reflex mit A, das Intervall zur Untergrundbestimmung mit B. Datensatz M.1.3 .

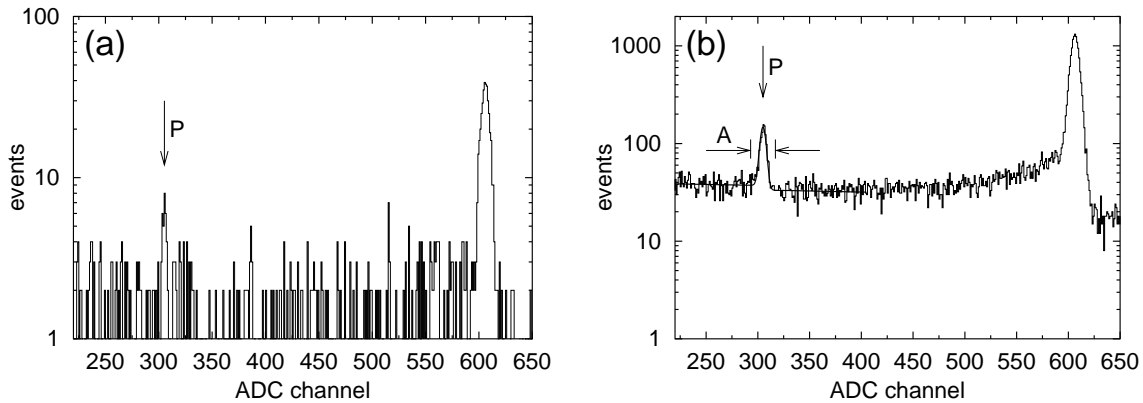


Abbildung 6.5: Impulshöhenspektrum bei Folienkombination $d_{Cu} = 272 \mu\text{m}$, $d_{Mo} = 2.5 \mu\text{m}$, HOPG-Kristallposition $p = 50 \text{ mm}$, HOPG-Kristallbewegung während der Aufnahme 11.2 mm, Strahlstrom $I = 24.4 \text{ nA}$.

(a) Über alle Pixel von vier benachbarten Spalten (73-76), vgl. Abb. 5.12, aufsummiertes Impulshöhenspektrum. Die Sollage des [002]-Reflexes ist mit P gekennzeichnet. Das Spektrum beinhaltet 500 Einzelbilder. Datensatz 88 aus Datensatz M.2.3 . Für die angestrebte Ortsauflösung von 16×2 Pixel mußten aufgrund der geringen Statistik alle Messungen dieser Folienkombination zum Datensatz M.2.3 zusammengefaßt werden.

(b) Über alle Pixel von 10 Spalten (70-79), vgl. Abb. 5.12, aufsummiertes Impulshöhenspektrum aller Messungen der Folienkombination $d_{Cu} = 272 \mu\text{m}$, $d_{Mo} = 2.5 \mu\text{m}$ mit Anpassungsfunktion für den [002]-Reflex zur Untergrundbestimmung. Dem Spektrum liegen 4228 Einzelbilder zugrunde. Datensatz M2.3 .

die für 40 keV noch bei knapp 31% liegt. In den Messungen verschlechtert sich das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis auf ca. 4:1. Um den Untergrund möglichst genau bestimmen zu können, wird wie folgt vorgegangen:

Die Bilder aller Messungen mit gleicher Folienkombination werden ihren HOPG-Kristallpositionen entsprechend zusammengefaßt. Anschließend werden jeweils die Impulshöhenspektren aller Pixel von jeweils 10 benachbarten Spalten längs eines Wegs von 11.2 mm aufsummiert, so daß sich $(200/10) \times 80$ Impulshöhenspektren ergeben. Die Unterteilung in HOPG-Kristallpositionen ist notwendig, da sich in den Spektren ein Anstieg des Untergrundes mit zunehmender HOPG-Kristallposition zeigt. Ein typisches Spektrum ist in Abb. 6.5 (b) dargestellt. In den Spektren wird nun jeweils an den [002]-Reflex eine Funktion gemäß Gl. (C.3) angepaßt, wobei diesmal jedoch ein linear ansteigender Untergrund angenommen wird. Mit Hilfe der Anpassungsparameter für den Untergrund kann für die gewählte Folienkombination nach Normierung auf den jeweils zusammengefaßten Pixelbereich und der entsprechenden Belichtungsdauer pro HOPG-Kristallposition der Untergrund im Fenster A um den [002]-Reflex bestimmt und von den dort summierten Ereignissen subtrahiert werden. Hierbei wird davon ausgegangen, daß sich der Untergrund über die 10 zusammengefaßten Spalten und längs des Fahrwegs von 11.2 mm nicht ändert.

Abbildung 6.6 zeigt einige typische Intensitätsspektren für eine Folienkombination mit $d_{Cu} = 136 \mu\text{m}$, $d_{Mo} = 2.5 \mu\text{m}$ bzw. $d_{Cu} = 272 \mu\text{m}$, $d_{Mo} = 2.5 \mu\text{m}$. Dargestellt sind immer die absoluten Photonenzahlen, da die spätere Diskussion der Messungen (Signal-zu-Rausch-Verhältnis) jeweils an den zur Analyse verwendeten Photonenzahlen geführt wird.

6.2 Analyse der Intensitätsspektren

Ziel der Analyse der Messungen ist es, für jedes (zusammengefaßte) Pixel die Dicke der vor ihm befindlichen Molybdänfolie zu bestimmen. War ein Detektorbereich nicht von der Molybdänfolie abgedeckt, muß im Idealfall die Analyse die Dicke Null ergeben.

In Kapitel 2.3.2 wurde bereits das Prinzip zur Bildrekonstruktion erläutert. Dementsprechend wird für jedes Intensitätsspektrum an die Meßdaten unterhalb (1) und oberhalb (2) der K-Absorptionskante von Molybdän separat eine Exponentialfunktion

$$I_{1,2}(E) = a_{1,2} \cdot e^{-\frac{b_{1,2}}{E^3}} \cdot \epsilon_{Det.}(E) \quad (6.1)$$

mit den freien Parametern $a_{1,2}$, $b_{1,2}$ angepaßt. Hierbei wird im Vgl. zu Gl. (2.24) mit dem zusätzlichen Term $\epsilon_{Det.}(E) = (1 - \exp\{\mu_{Si}(E) \cdot d_{Si}\})$ noch die Energieabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors berücksichtigt. Dabei gibt $\mu_{Si}(E)$ den energieabhängigen totalen Absorptionskoeffizienten von Silizium an und d_{Si} die sensitive Schichtdicke der Pixel der pn-CCD.

Beim Festlegen der Grenzen der Anpassungen wird der Bereich an der K-Absorptionskante jeweils mit einem Meßpunkt ausgespart, so daß die K-Absorptionskante in einem Intervall von ca. ± 35 eV unberücksichtigt bleibt. Mit den Anpassungsparametern $a_{1,2}$ und $b_{1,2}$ wird der Intensitätsverlauf mit Gl. (6.1) an die K-Absorptionskante extrapoliert und die Dicke der Molybdänfolie mit Gl. (2.21) bestimmt. Abbildung 6.7 und Abb. 6.8 zeigen exemplarisch Anpassungsergebnisse für Intensitätsspektren aus Meßreihe 1 bzw. 2 jeweils mit Extrapolation der Anpassungsfunktionen an die K-Absorptionskante und resultierender Dicke der Molybdänfolie. Eine Beschreibung der Bestimmung der Fehler der d_{Mo} findet sich in Anhang C.3.

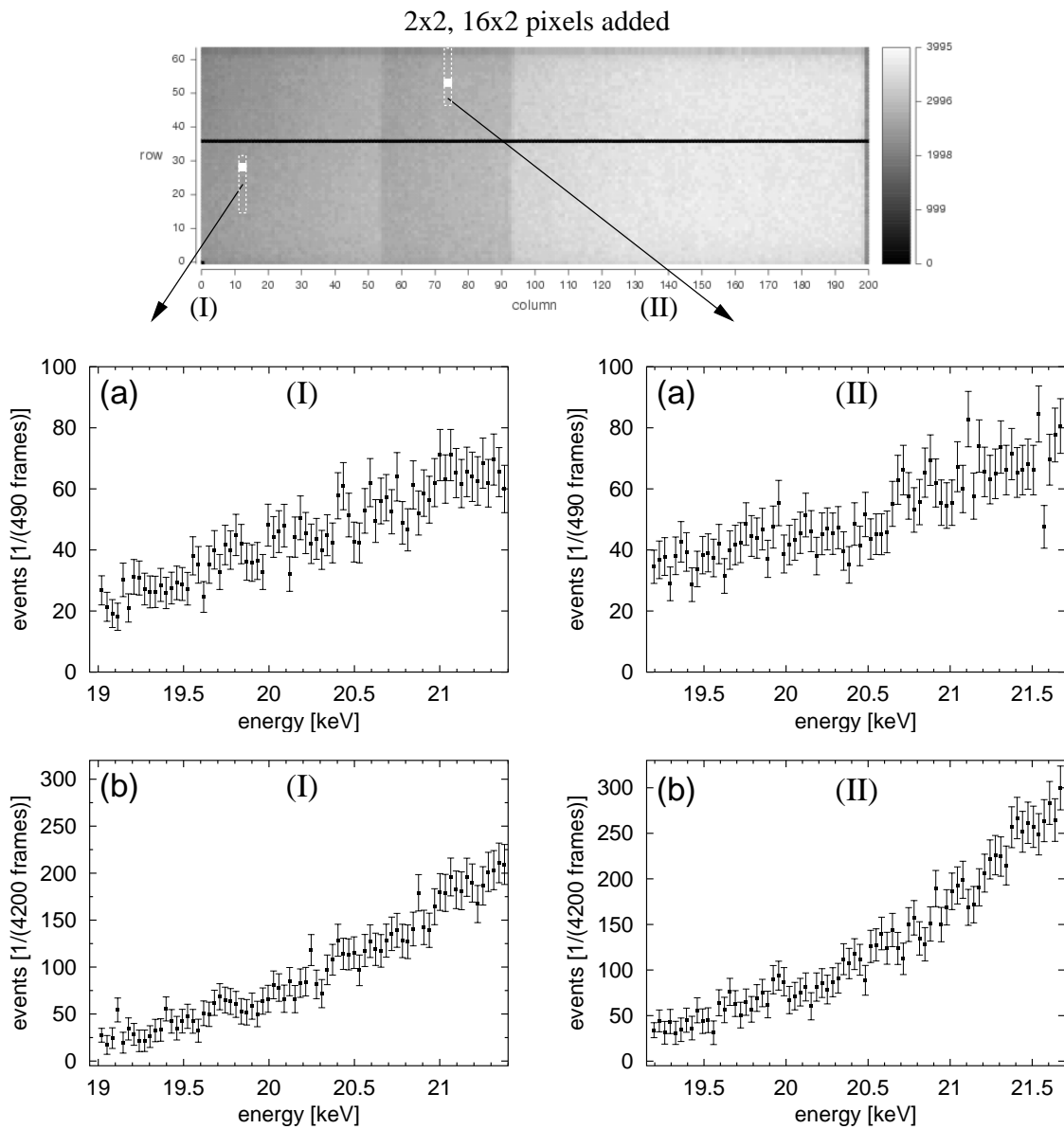


Abbildung 6.6: Intensität in Abhängigkeit der Photonenenergie für einen Bereich (I) ohne und (II) mit Molybdänfolie vor der pn-CCD. (a) Folienkombination $d_{Cu} = 136 \mu\text{m}$, $d_{Mo} = 2.5 \mu\text{m}$, 2×2 Pixel sind zusammengefaßt, Datensatz M1.3. (b) Folienkombination $d_{Cu} = 272 \mu\text{m}$, $d_{Mo} = 2.5 \mu\text{m}$, 16×2 Pixel sind zusammengefaßt, Datensatz M2.3. Das CCD-Bild (Rohdaten) dient der Illustration der Lage der Pixel und zeigt die örtliche Verteilung der Anzahl der längs des kompletten Verfahrenswegs aufsummierten Ereignisse der zu (a) gehörenden Messung. Zu erkennen ist die Molybdänfolie die sich ca. von Spalte 55 bis 95 erstreckt.

- (a) Pixelbereich (I) : Schnittmenge der Spalten 12, 13 mit den Zeilen 28, 29.
- (a) Pixelbereich (II): Schnittmenge der Spalten 74, 75 mit den Zeilen 52, 53.
- (b) Pixelbereich (I) : Schnittmenge der Spalten 12, 13 mit den Zeilen 16 - 31.
- (b) Pixelbereich (II): Schnittmenge der Spalten 74, 75 mit den Zeilen 48 - 63.

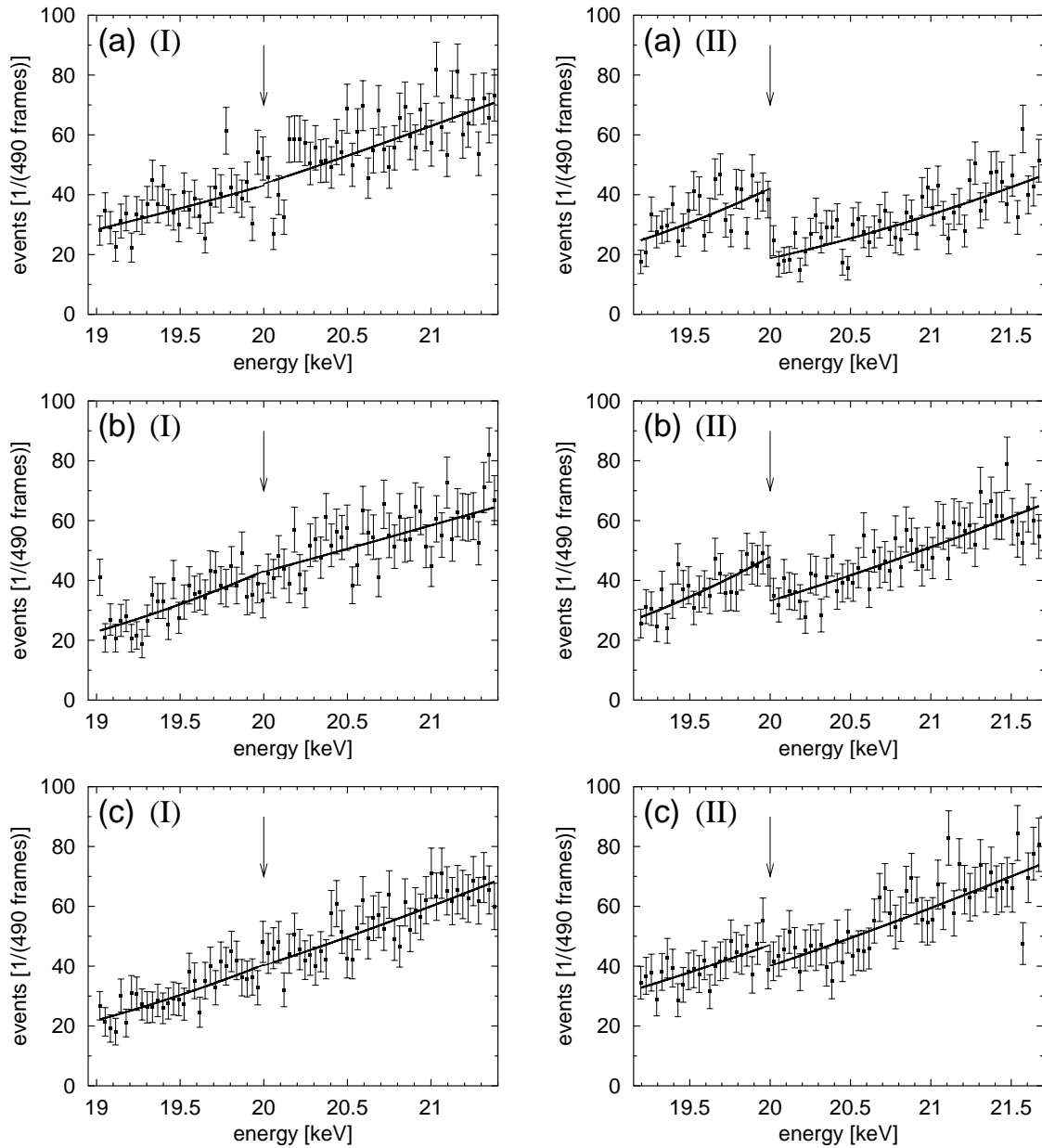


Abbildung 6.7: Intensität in Abhängigkeit der Photonenergie für die Folienkombinationen der Meßreihe 1 ($d_{Cu} = 136 \mu\text{m}$) jeweils für einen Bereich (I) ohne und (II) mit Molybdänfolie vor der pn-CCD, vgl. Abb. 6.6. 2×2 Pixel sind zusammengefaßt. Pixelkoordinaten wie in Abb. 6.6. Energieänderung für (I) jeweils 3.1 eV/s , für (II) 3.3 eV/s . Fette Linie: ober- und unterhalb der K-Absorptionskante von Molybdän unabhängig voneinander ermittelter Verlauf der durch Gl. (6.1) gegebenen Anpassungsfunktion, dünne Linie: Extrapolation der Anpassungsfunktionen zu 20 keV . Die Lage der K-Absorptionskante ist jeweils durch einen Pfeil gekennzeichnet. Die Molybdändicken ergeben sich zu:

- | | | | | | |
|-----|-----|---|------|---|----------------|
| (a) | (I) | $d_{Mo} = (-0.19 \pm 0.96) \mu\text{m}$, | (II) | $d_{Mo} = (11.44 \pm 1.16) \mu\text{m}$, | Datensatz M1.1 |
| (b) | (I) | $d_{Mo} = (0.08 \pm 1.02) \mu\text{m}$, | (II) | $d_{Mo} = (5.18 \pm 1.07) \mu\text{m}$, | Datensatz M1.2 |
| (c) | (I) | $d_{Mo} = (0.09 \pm 1.07) \mu\text{m}$, | (II) | $d_{Mo} = (2.28 \pm 1.10) \mu\text{m}$, | Datensatz M1.3 |

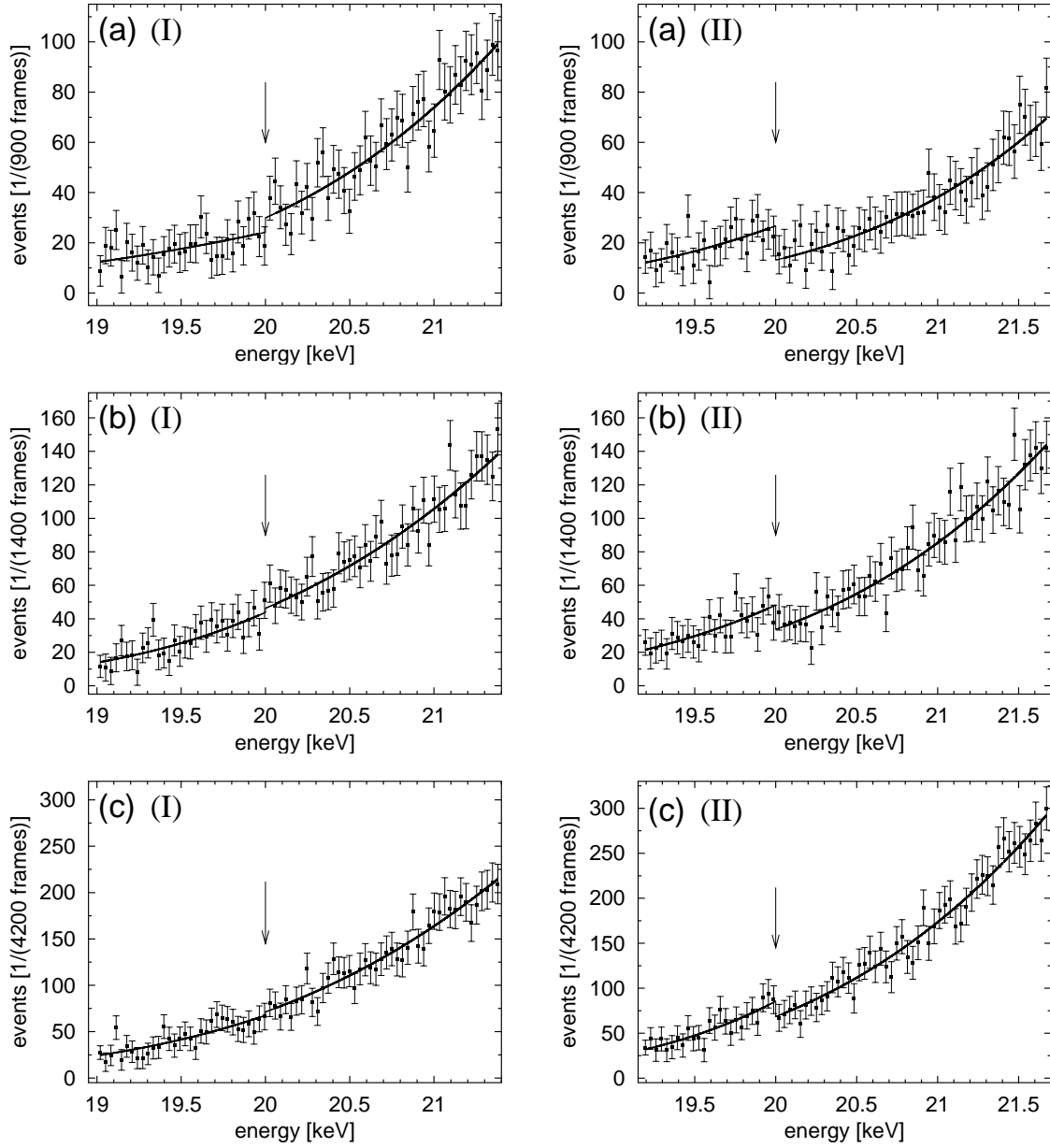


Abbildung 6.8: Intensität in Abhängigkeit der Photonenenergie für die Folienkombinationen der Meßreihe 2 ($d_{Cu} = 272 \mu\text{m}$) jeweils für einen Bereich (I) ohne und (II) mit Molybdänfolie vor der pn-CCD, vgl. Abb. 6.6. 16×2 Pixel sind zusammengefaßt. Pixelkoordinaten wie in Abb. 6.6. Energieänderung für (c) (I) 3.1 eV/s und 157 eV/s, für (c) (II) 3.3 eV/s und 165 eV/s (Messungen mit unterschiedlichen Verfahrensgeschwindigkeiten des HOPG-Kristalls wurden zusammengefaßt), sonst für (I) 3.1 eV/s, für (II) 3.4 eV/s. Fette Linie: ober- und unterhalb der K-Absorptionskante von Molybdän unabhängig voneinander ermittelter Verlauf der durch Gl. (6.1) gegebenen Anpassungsfunktion, dünne Linie: Extrapolation der Anpassungsfunktionen zu 20 keV. Die Lage der K-Absorptionskante ist jeweils durch einen Pfeil gekennzeichnet. Die Molybdändicken ergeben sich zu:

(a) (I)	$d_{Mo} = (-3.00 \pm 2.11) \mu\text{m}$,	(II)	$d_{Mo} = (10.06 \pm 2.37) \mu\text{m}$,	Datensatz M2.1.
(b) (I)	$d_{Mo} = (-0.78 \pm 1.49) \mu\text{m}$,	(II)	$d_{Mo} = (5.06 \pm 1.62) \mu\text{m}$,	Datensatz M2.2.
(c) (I)	$d_{Mo} = (-0.77 \pm 1.46) \mu\text{m}$,	(II)	$d_{Mo} = (3.15 \pm 1.31) \mu\text{m}$,	Datensatz M2.3.

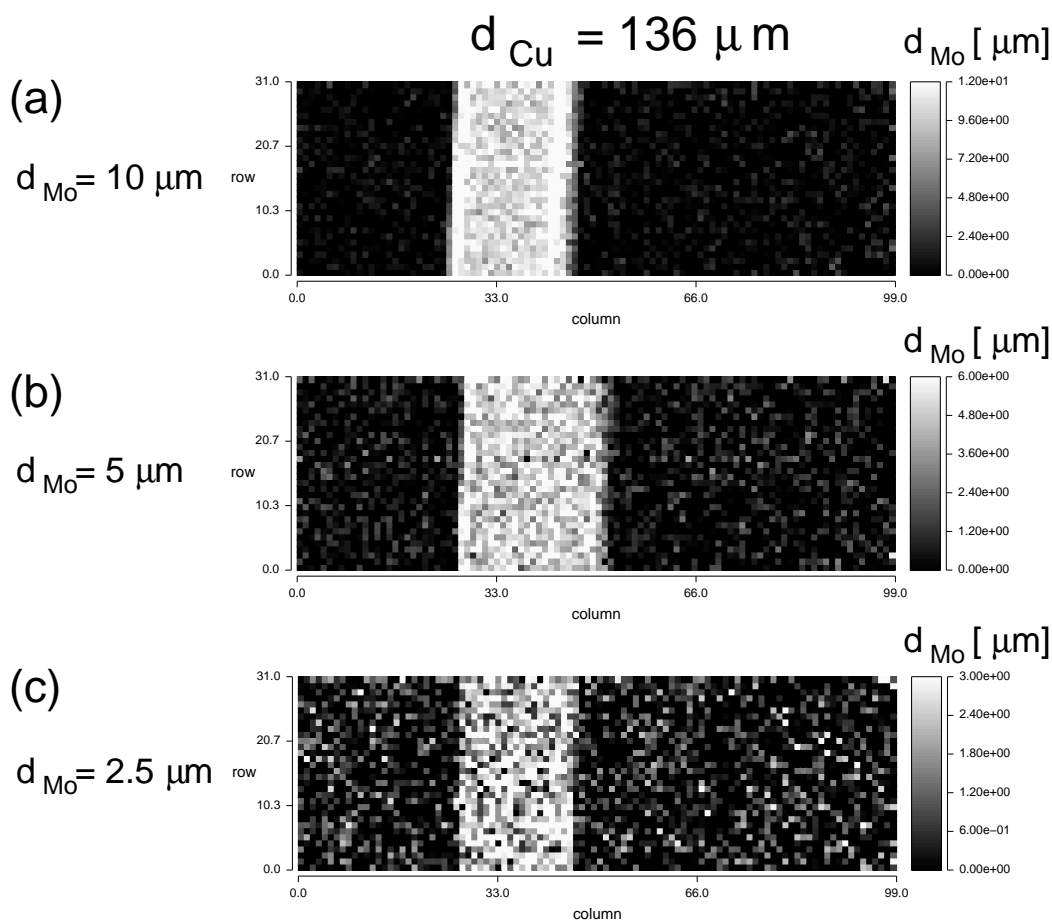


Abbildung 6.9: Rekonstruierte Molybdänverteilungen für die Folienkombinationen der Meßreihe 1. Dargestellt sind jeweils die über die Anpassungen gewonnenen Werte für die Dicke der Molybdänfolie in einer Graustufendarstellung. Den Anpassungen liegt jeweils ein Energieintervall mit einer Gesamtbreite von $\Delta E = 2300$ eV zugrunde. Dessen Lage um die K-Kante ist schematisch in Abb. 6.11 dargestellt. Es sind jeweils 2×2 Pixel zusammengefaßt. Die weißen Streifen an den Rändern im Bereich der Molybdänfolie in (a) lassen sich auf Verwerfungen der Folie zurückführen, die beim dreimaligen Falten der $2.5 \mu m$ dicken Molybdänfolie zur Herstellung eines $10 \mu m$ dicken Molybdänstreifens entstehen. Auch in (b) ist andeutungsweise dieser Effekt am linken Rand zu erkennen. Am rechten Rand deutet sich ein Bereich an, in dem keine vollständige Überlappung der zwei übereinander gefalteten Folien gegeben war. Datensätze : (a) M1.1, (b) M1.2, (c) M1.3.

Zur Rekonstruktion der Molybdänverteilung vor der pn-CCD werden die Anpassungen an allen Intensitätsspektren durchgeführt und anschließend den ermittelten Werten für d_{Mo} ein Wert auf einer Graustufenskala zugeordnet. Hierbei wird die Skala so gewählt, daß Pixel mit $d_{Mo} \leq 0 \mu m$ mit maximaler Schwärzung und mit $d_{Mo} \geq 1.2 d_{Mo,Soll}$ mit minimaler Schwärzung (weiß) dargestellt werden, wobei $d_{Mo,Soll}$ den bekannten Sollwert der Molybdänfolie von 2.5, 5 bzw. $10 \mu m$ angibt². Abbildung 6.9 zeigt das Ergebnis der Rekon-

²Ist die Dicke der Kontrastmittelschicht nicht bekannt und/oder im Untersuchungsobjekt nicht konstant, so kann, wenn das Signal-zu-Rausch-Verhältnis für alle Pixel hinreichend gut ist, der oberen Grenze der Skala der maximale Wert der für die einzelnen Pixel ermittelten Kontrastmittelschichtdicken zugeordnet werden.

struktionen für die Folienkombinationen der Meßreihe 1, Abb. 6.10 die Ergebnisse für die Meßreihe 2. Wie zu sehen ist, kann mit dem entwickelten bildgebenden Verfahren für alle Folienkombinationen die jeweilige Molybdänfolie eindeutig sichtbar gemacht werden. Ebenfalls deutlich zu erkennen ist die Kontrastzunahme aufgrund des mit zunehmender Dicke der Molybdänfolie größer werdenden Signals $\Delta\mu_{Mo}d_{Mo}$.

Während Abb. 6.9 und Abb. 6.10 die prinzipielle Funktionsfähigkeit des Verfahrens zeigen, kann aus den Bildern noch keine Aussage darüber getroffen werden, inwieweit die zur Bildrekonstruktion verwendeten Photonen weit außerhalb der K-Kante Informationen über das Kontrastmittel tragen und ob sie zur Qualität des Bildes genauso viel beitragen, wie die Photonen nahe an der K-Absorptionskante. Zur Klärung dieser Frage muß die Molybdänverteilung in Abhängigkeit der Breite des zur Analyse der Intensitätsspektren verwendeten Energieintervalls rekonstruiert werden. Daher wird die Anpassung der in Gl. (6.1) beschriebenen Funktion an die Intensitätsspektren zur Bestimmung der Molybdändicke mit verschiedenen großen Anpassungsintervallen durchgeführt. Hierbei bleiben, wie in Abb. 6.12 schematisch dargestellt, die obere Grenze O_1 des Intervalls A_1 für die Anpassung unterhalb der K-Kante und die untere Grenze U_2 des Intervalls A_2 für die Anpassung oberhalb der K-Kante unverändert. Die Intervallbreiten A_1 und A_2 werden dann in gleichem Maße sukzessive durch Verschieben der unteren Grenze U_1 von A_1 und der oberen Grenze O_2 von A_2 vergrößert. Wie in Abb. 6.3 (b) gezeigt wurde, ist für jedes Pixel das symmetrisch um die K-Absorptionskante von Molybdän bei 20 keV durchstimmbare Energieintervall kleiner als das maximal durchstimmbare Energieintervall ΔE_{max} . Daher wird das Intervall A_1 , sobald seine untere Grenze nicht weiter verschoben werden kann, auf seiner maximal möglichen Breite belassen und nur noch A_2 weiter vergrößert. Hierdurch kommt es zu asymmetrischen Gesamtanalyseintervallen $\Delta E = A_1 + A_2$. Die Vergrößerung der Intervallbreiten erfolgt jeweils um einen Meßpunkt³.

Abbildung 6.13 zeigt für eine Folienkombination der Meßreihe 1 ($d_{Cu} = 136 \mu\text{m}$, $d_{Mo} = 2.5 \mu\text{m}$) die rekonstruierte Molybdänverteilung in einer Graustufendarstellung in Abhängigkeit des Analyseintervalls ΔE . Deutlich sichtbar ist die Kontrastzunahme mit Vergrößerung von ΔE . Bereits hier kann festgestellt werden, daß auch Photonen weit abseits der K-Kante noch nutzbare Information über das Kontrastmittel tragen. Abbildung 6.14 zeigt die rekonstruierte Molybdänverteilung für die gleiche Folienkombination und die gleichen Analyseintervalle wie Abb. 6.13, diesmal jedoch mit jeweils etwa der doppelten für die Analyse zur Verfügung stehenden Photonenzahl. Der Vergleich zeigt, daß die mit ΔE ($\Delta E = 400 \text{ eV}$, $\Delta E = 1000 \text{ eV}$) rekonstruierten Bilder in Abb. 6.14 in etwa den gleichen Kontrast aufweisen wie die mit ca. $2 \cdot \Delta E$ ($\Delta E = 1000 \text{ eV}$, $\Delta E = 2300 \text{ eV}$) rekonstruierten Bilder in Abb. 6.13. Dies läßt, wenn die Bedeutung eines asymmetrischen Analyseintervalls vorerst außer Acht bleibt, den Schluß zu, daß in den betrachteten Energieintervallen alle Photonen in etwa die gleiche Information über das Kontrastmittel tragen.

Eine quantitative Diskussion der Kontrastzunahme in Abhängigkeit des Analyseintervalls ΔE bzw. der Photonenzahl erfolgt durch Definition eines Signal-zu-Rausch-Verhältnisses und ist Gegenstand des nachfolgenden Kapitels.

Ansonsten muß ausgehend von diesem Wert der Kontrast durch Anpassung der oberen Grenze der Skala optimiert werden.

³Hieraus ergibt sich, daß zur Untersuchung einer Aufnahme bei der 2×2 Pixel zusammengefaßt werden ca. $N = 150000$ Einzelanpassungen durchgeführt werden müssen (Anzahl der Analyseintervalle $33 \Rightarrow N = 2 \times (64 \times 200) / (2 \times 2) \times 33 = 211200$; aufgrund der asymmetrischen Vergrößerung des Analyseintervalls unterhalb der K-Kante verringert sich N auf 150000).

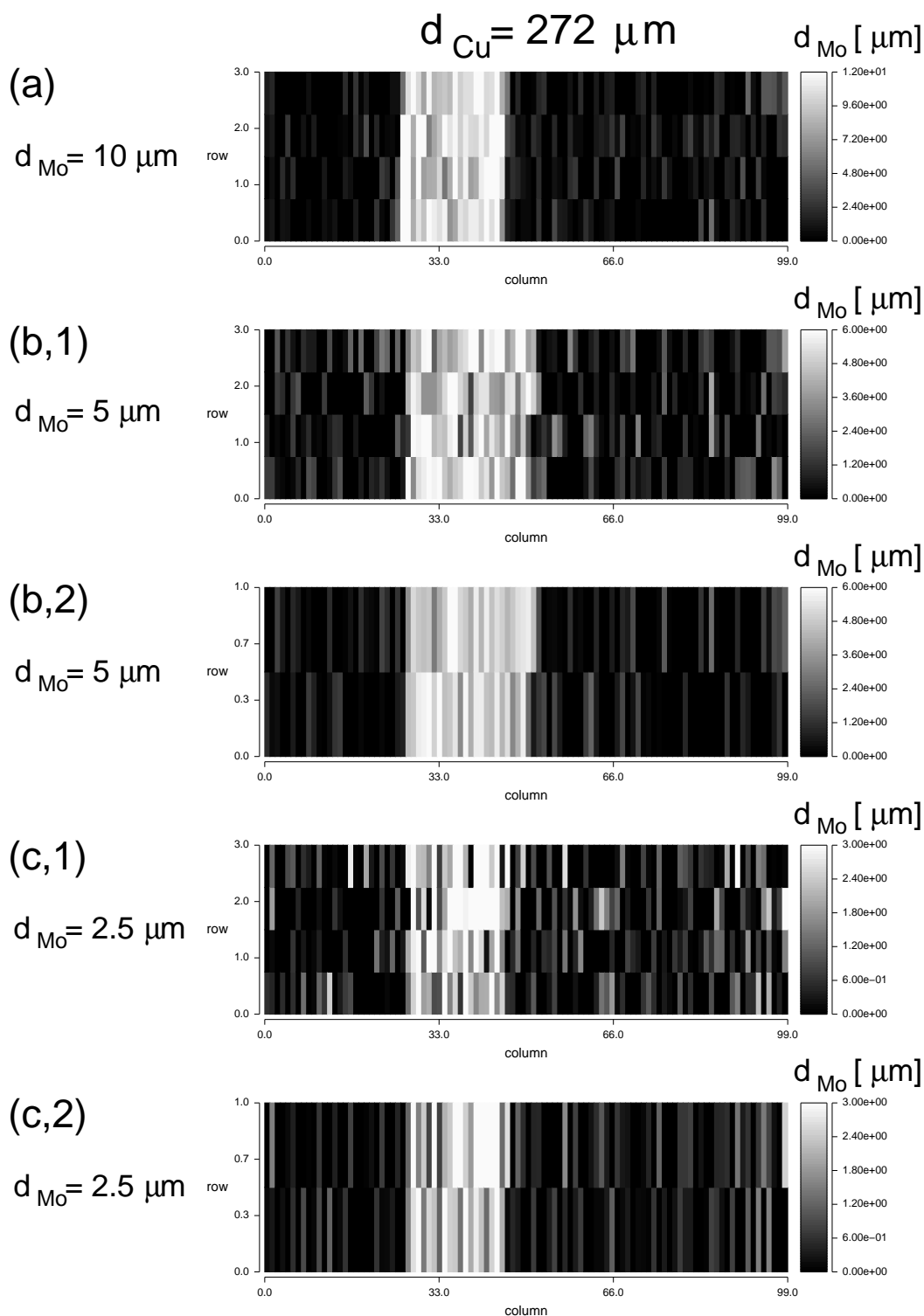


Abbildung 6.10: Rekonstruierte Molybdänverteilung für die Folienkombinationen der Meßreihe 2. Dargestellt sind jeweils die über die Anpassungen gewonnenen Werte für die Dicke der Molybdänfolie in einer Graustufendarstellung. Den Anpassungen liegt jeweils ein Energieintervall mit einer Gesamtbreite von $\Delta E = 2300$ eV zugrunde. Dessen Lage um die K-Kante ist schematisch in Abb. 6.11 dargestellt. Es sind jeweils 16×2 bzw. in (b,2), (c,2) 32×2 Pixel zusammengefaßt. Datensätze: (a) M2.1, (b,1) M2.2, (b,2) M2.2, (c,1) M2.3, (c,2) M2.3.

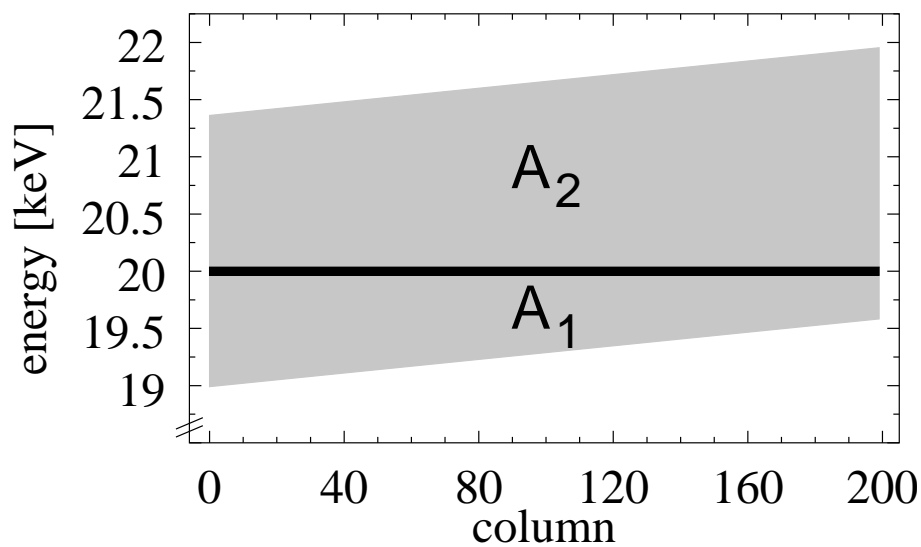


Abbildung 6.11: Schematische Darstellung der Lage der Analyseintervalle A_1 unterhalb und A_2 oberhalb der K-Kante in Abhängigkeit der Spaltenposition. Es gilt $\Delta E = A_1 + A_2 = 2.3$ keV. Der schwarze Streifen markiert den bei den Anpassungen ausgesparten Bereich um die K-Kante.

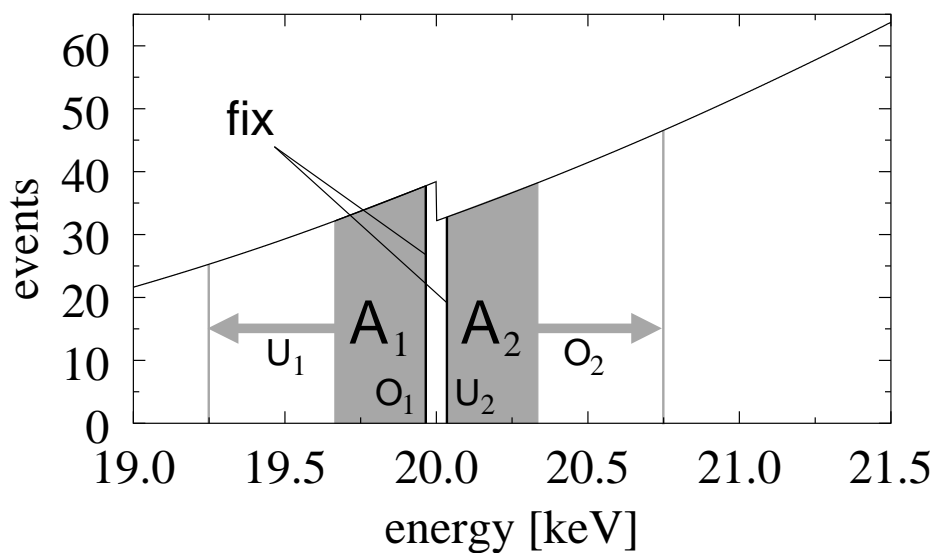


Abbildung 6.12: Schematische Darstellung der Vergrößerung der Analyseintervalle für die Anpassungen an die Intensitätsspektren.

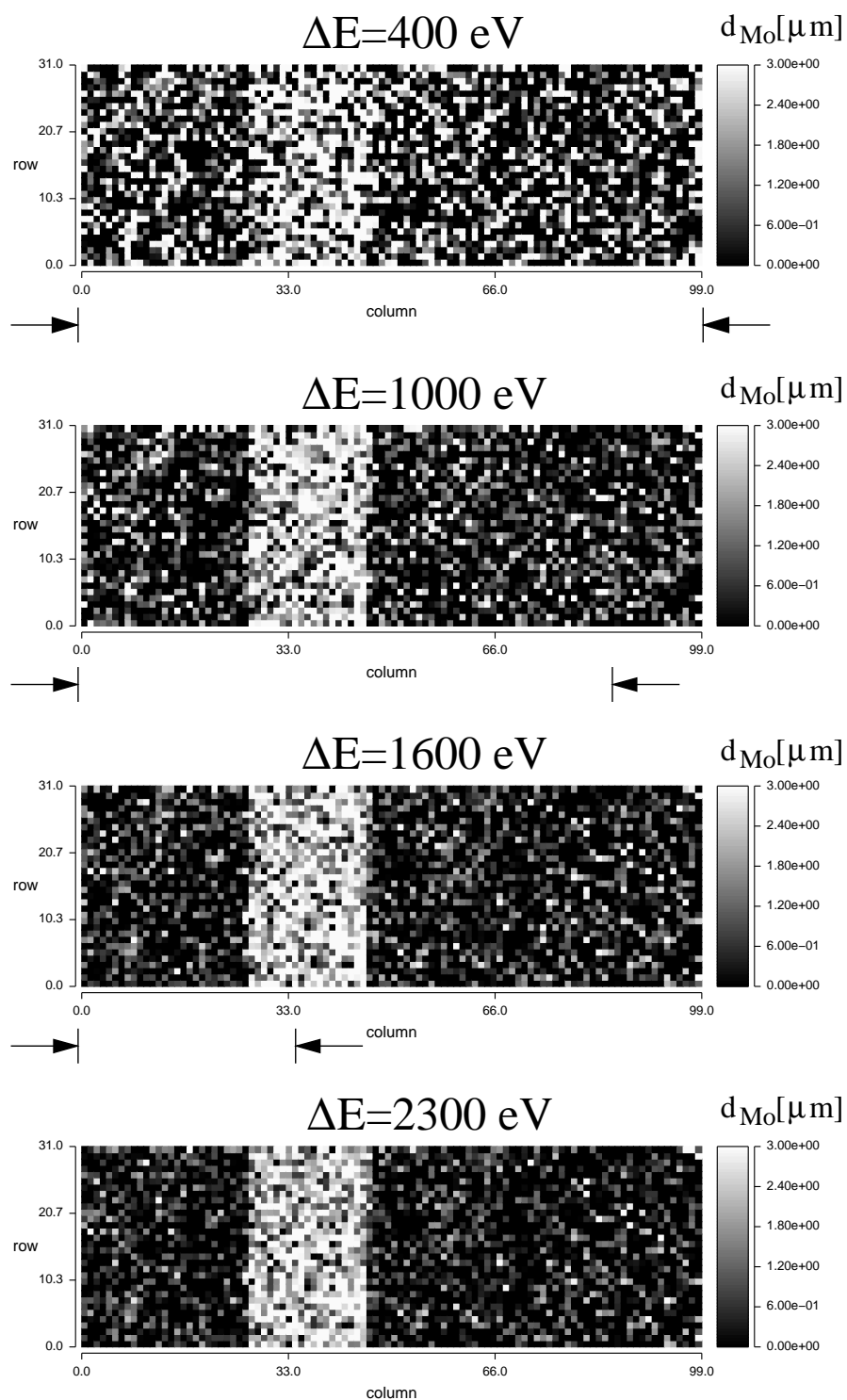


Abbildung 6.13: Rekonstruierte Molybdänverteilung für die Folienkombination $d_{Mo} = 2.5 \mu m$, $d_{Cu} = 136 \mu m$ in Abhängigkeit des Analyseintervalls ΔE . Für die Pixel in den mit Pfeilen gekennzeichneten Bereichen liegt ΔE symmetrisch um die K-Kante. Je 2×2 -Pixel sind zusammengefaßt. Datensatz M1.3.

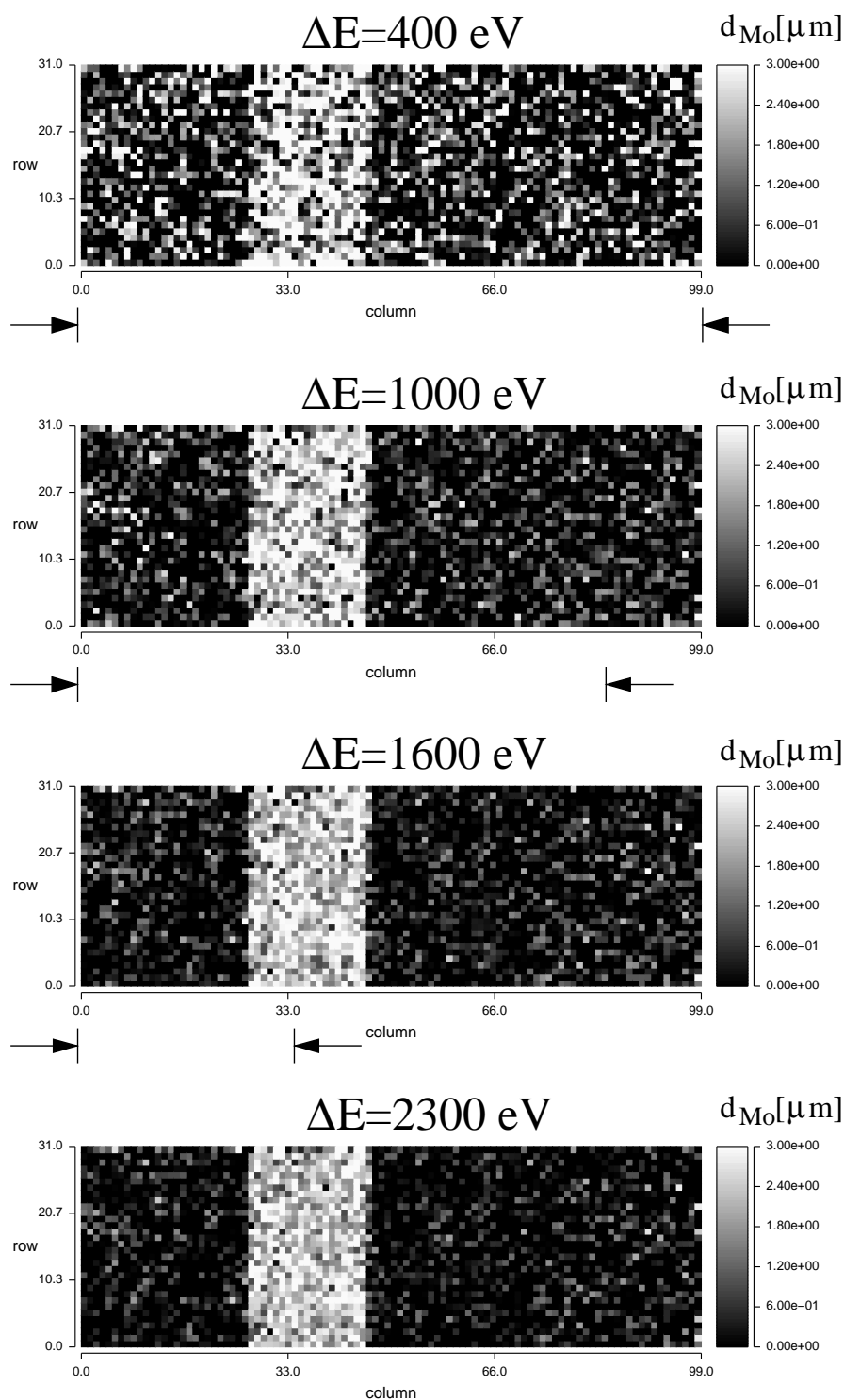


Abbildung 6.14: Rekonstruierte Molybdänverteilung für die Folienkombination $d_{Mo} = 2.5 \mu\text{m}$, $d_{Cu} = 136 \mu\text{m}$ in Abhängigkeit des Analyseintervalls ΔE . Für die Pixel in den mit Pfeilen gekennzeichneten Bereichen liegt ΔE symmetrisch um die K-Kante. Je 2×2 -Pixel sind zusammengefaßt. Im Vergleich zu Abb. 6.13 liegt den rekonstruierten Bildern etwa die doppelte Photonenzahl zugrunde. Datensatz M1.4.

7 Diskussion und Schlußfolgerungen

Um der Fragestellung nachzugehen, inwieweit Photonen weit entfernt von der K-Kante noch Information über das Kontrastmittel tragen, wird im folgenden die Bestimmung der Dicke der Molybdänfolie und die Bildrekonstruktion quantitativ in Abhängigkeit vom betrachteten Analyseintervall ΔE erörtert. Die Diskussion wird dabei zunächst an den Meßdaten geführt. Da diese aufgrund der experimentellen Randbedingungen bereits bei relativ kleinen Analyseintervallen ΔE nur noch eine asymmetrische Vergrößerung von ΔE ermöglichen und um bei der Betrachtung nicht auf das experimentell vorgegebene Analyseintervall von $\Delta E = 2.3$ keV (dieses Analyseintervall steht für alle Pixel zur Verfügung) beschränkt zu sein, wird im Anschluß die Fragestellung an simulierten Meßwerten weiter untersucht. Basierend auf den daraus resultierenden Schlußfolgerungen werden abschließend die Anwendungsmöglichkeiten des polychromatischen bildgebenden Verfahrens untersucht.

7.1 Diskussion der Messungen

Wie im letzten Abschnitt dargelegt, wurden die Molybdändicken für Meßreihe 1 jeweils für 2×2 und für Meßreihe 2 für 16×2 Pixel umfassende Bereiche bestimmt. Diese zusammengefaßten Pixelbereiche werden im folgenden wieder als Pixel bezeichnet.

7.1.1 Ergebnisse für die Dicke der Molybdänfolie

Zur Reduktion statistischer Schwankungen aufgrund der geringen Photonenzahlen in den Intensitätsspektren bei der Bestimmung der Molybdändicke, wird wie in Abb. 7.1 (a) und Abb. 7.2 (a) exemplarisch dargestellt, für einen Bereich (I) ohne und (II) mit Molybdänfolie vor der pn-CCD ein mittleres Signal $\overline{d_{Mo}}$

$$\overline{d_{Mo}} = \sum_{i=1}^n \frac{d_{Mo}^i}{n} \quad \Delta \overline{d_{Mo}} = \sqrt{\sum_{i=1}^n \frac{(d_{Mo}^i - \overline{d_{Mo}})^2}{n(n-1)}} \quad (7.1)$$

gebildet, wobei dessen Fehler durch $\Delta \overline{d_{Mo}}$ (Standardabweichung des Mittelwertes) gegeben ist. Die Größe d_{Mo}^i gibt die für ein einzelnes Pixel ermittelte Dicke der Molybdänfolie und n die Anzahl der Pixel an, über die gemittelt wird. Die Bereiche (I) und (II) erstrecken sich für die verschiedenen Messungen jeweils über denselben CCD-Bereich. Für Meßreihe 1 ist $n = 416$, für die Meßreihe 2 ist $n = 52$. Eine Ausnahme bildet der Bereich (II) in den Anordnungen mit der $d_{Mo} = 10 \mu\text{m}$ dicken Molybdänfolie. Hier wurde über $n = 352$ bzw. $n = 44$ Pixel gemittelt. Die rechte Grenze des Bereichs (II) wurde dabei im Vergleich zu den übrigen Anordnungen 2 Spalten früher gesetzt, um den Pixelbereich mit den nur bei dieser Folienanordnung am rechten Folienrand auftretenden Verwerfungen auszuschließen, vgl. Abb.

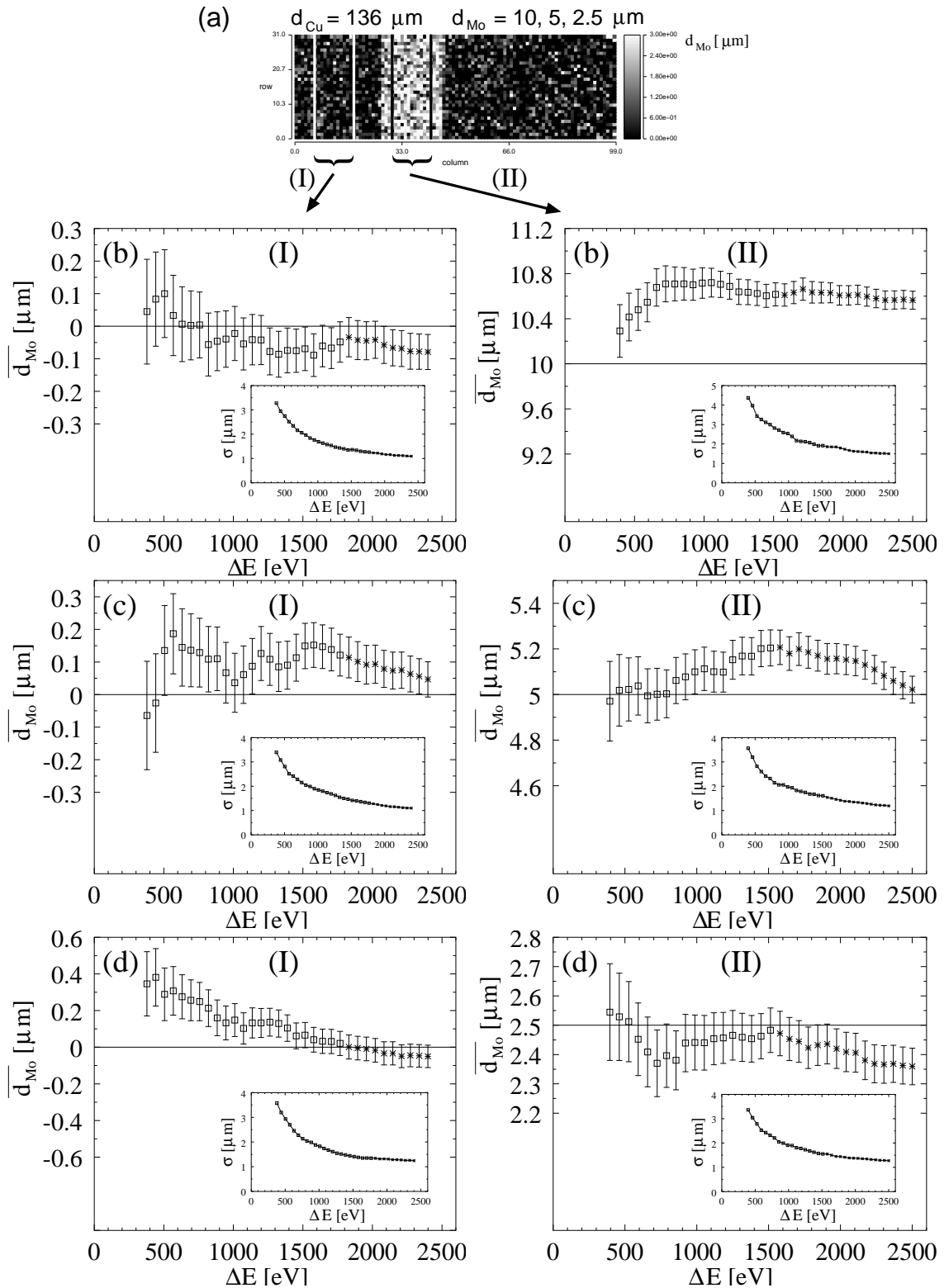


Abbildung 7.1: Mittlere Molybdändicke $\overline{d_{Mo}}$ mit Fehler $\overline{\Delta d_{Mo}}$ in Abhängigkeit vom Analyseintervall ΔE für Meßreihe 1 mit (b) $d_{Mo} = 10 \mu\text{m}$, (c) $d_{Mo} = 5 \mu\text{m}$, (d) $d_{Mo} = 2.5 \mu\text{m}$. Durchgezogene Linie: Sollwert. Zusätzlich dargestellt ist der Verlauf der Standardabweichung σ zur Berechnung des SNR , s. Kap. 7.1.2. Symbole \square kennzeichnen symmetrische, $*$ asymmetrische Analyseintervalle ΔE relativ zur K-Kante von Molybdän. Die Anzahl der Pixel ist $n = 416$ (in (b)-(II) ist $n = 352$), in (a) ist $\Delta E = 2300 \text{ eV}$ und $d_{Mo} = 2.5 \mu\text{m}$. Datensätze: (a) M1.3, (b) M1.1, (c) M1.2, (d) M1.3.

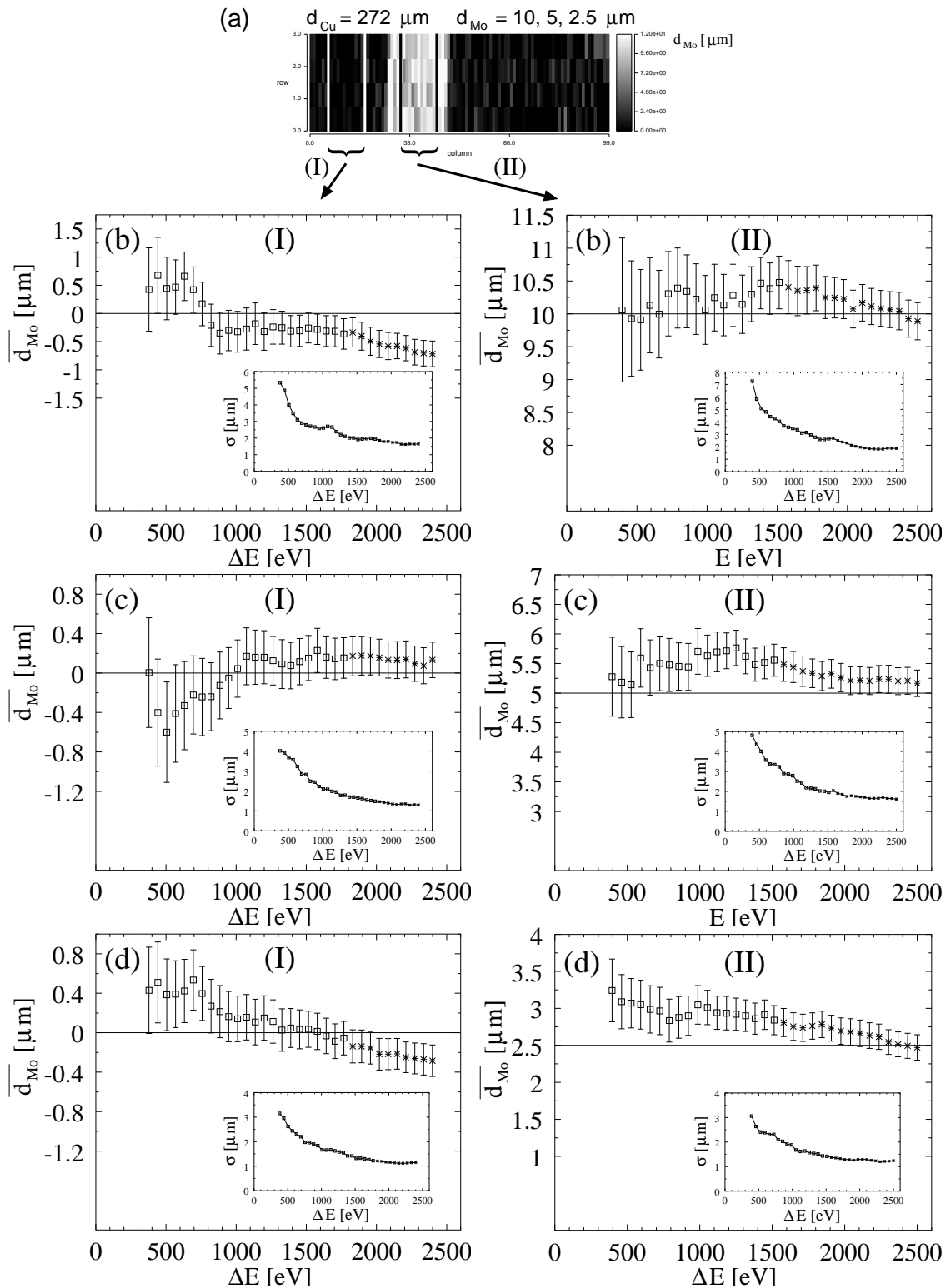


Abbildung 7.2: Mittlere Molybdändicke $\overline{d_{Mo}}$ mit Fehler $\Delta\overline{d_{Mo}}$ in Abhängigkeit vom Analyseintervall ΔE für Meßreihe 2 mit (b) $d_{Mo} = 10 \mu\text{m}$, (c) $d_{Mo} = 5 \mu\text{m}$, (d) $d_{Mo} = 2.5 \mu\text{m}$. Durchgezogene Linie: Sollwert. Zusätzlich dargestellt ist der Verlauf der Standardabweichung σ zur Berechnung des SNR , s. Kap. 7.1.2. Symbole \square kennzeichnen symmetrische, $*$ asymmetrische Analyseintervalle ΔE relativ zur K-Kante von Molybdän. Die Anzahl der Pixel ist $n = 52$ (in (b) (II) ist $n = 44$), in (a) ist $\Delta E = 2300 \text{ eV}$ und $d_{Mo} = 10 \mu\text{m}$. Datensätze: (a) M2.1, (b) M2.1, (c) M2.2, (d) M2.3.

6.9. Die Pixelbereiche mit Verwerfungen am linken Rand werden durch die für alle Anordnungen identische linke Grenze ausgeschlossen. Abbildung 7.1 zeigt $\overline{d_{Mo}}$ in Abhängigkeit des verwendeten Analyseintervalls ΔE für die Meßreihe 1, Abb. 7.2 für die Meßreihe 2.

In Meßreihe 1 wird die mittlere Molybdändicke $\overline{d_{Mo}}$ für den Bereich (II) für alle Folienkombinationen innerhalb der vom Hersteller angegebenen 10%-igen Toleranz für die Dicke der Molybdänfolie [Goo] ermittelt. In Meßreihe 2 liegen für den gleichen Bereich alle $\overline{d_{Mo}}$ mit Ausnahme von drei Werten (der Messung mit $d_{Mo} = 2.5 \mu\text{m}$) innerhalb einer Standardabweichung des Mittelwertes $\Delta\overline{d_{Mo}}$ in der 10%-igen Toleranz, so daß innerhalb der Fehler die Kontrastmittelschichtdicke korrekt bestimmt wird. Für den Bereich (I) sind für beide Meßreihen die bestimmten $\overline{d_{Mo}}$ im wesentlichen innerhalb von $2 \cdot \Delta\overline{d_{Mo}}$ mit dem erwarteten Wert von Null verträglich, so daß, wie bereits anhand der rekonstruierten CCD-Bilder im letzten Kapitel deutlich wurde, eindeutig zwischen Bereichen ohne und mit Kontrastmittel unterschieden und das entwickelte experimentelle sowie das zur Analyse der Messungen eingesetzte Verfahren zur Bildgebung verwendet werden kann.

Den in Abb. 7.1, 7.2 gezeigten Verläufen von $\overline{d_{Mo}}$ liegt für die verschiedenen Folienkombinationen jeweils ein Datensatz zugrunde. Dies führt dazu, daß (für gegebenen Datensatz und Pixelbereich) die zur Bestimmung der einzelnen d_{Mo}^i innerhalb eines Analyseintervalls ΔE gelegenen Meßwerte bei Vergrößern von ΔE in den nachfolgenden Analyseintervallen wieder enthalten sind und zur Ermittlung der neuen d_{Mo}^i abermals verwendet werden. Hierdurch sind für jedes Pixel die ermittelten Molybdändicken und damit auch die mittleren Molybdändicken $\overline{d_{Mo}}$ in Abhängigkeit von ΔE untereinander korreliert und nicht statistisch voneinander unabhängig. Dies äußert sich, wie in Abb. 7.1, 7.2 erkennbar ist, in den nur geringen Fluktuationen der $\overline{d_{Mo}}$ in Abhängigkeit des Analyseintervalls ΔE . Darüberhinaus zeigen die Ergebnisse für den Bereich (I) für alle Messungen einen systematischen Abfall der ermittelten $\overline{d_{Mo}}$ mit zunehmendem ΔE (Ausnahme Meßreihe 2, Abb. 7.2 (c) (I)), der sich auch in den $\overline{d_{Mo}}$ für den Bereich (II) ab $\Delta E = 1500 \text{ eV}$ bemerkbar macht. Ursache hierfür ist vermutlich die zur Bestimmung der einzelnen Molybdändicken gewählte Anpassungsfunktion aus Gl. (6.1). Bei dieser kann ein systematischer Fehler nicht ausgeschlossen werden, da sie aufgrund ihrer einfachen Struktur nicht allen auftretenden physikalischen Prozessen vollständig Rechnung trägt und somit nicht davon auszugehen ist, daß mit ihr der Verlauf der Meßwerte exakt beschrieben werden kann. So enthält sie keinerlei Informationen über die im Experiment auftretenden Größen, sondern versucht diese allgemein zu beschreiben. Dabei werden die energieabhängige Absorption der (monochromatisierten) Übergangsstrahlung durch die Kupferfolie, die Molybdänfolie, das $120 \mu\text{m}$ dicke Polyimidaustrittsfenster des Vakuumsystems, die nachfolgende ca. 5 m dicke Luftschicht zur pn-CCD sowie dessen Eintrittsfenster mit b/E^3 umschrieben, wobei b den freien Anpassungsparameter beschreibt. Auch die Energieabhängigkeit der Intensität der Übergangsstrahlung wird nicht berücksichtigt.

7.1.2 Signal-zu-Rausch-Verhältnis

Zur weiteren Untersuchung wird entsprechend Gl. (2.25) ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis

$$SNR = \frac{\overline{d_{Mo}}}{\sigma} \quad \text{mit} \quad \sigma = \sqrt{\sum_{i=1}^n \frac{(d_{Mo}^i - \overline{d_{Mo}})^2}{n-1}} \quad (7.2)$$

definiert, wobei $\overline{d_{Mo}}$ die durch Gl. (7.1) gegebene mittlere Molybdändicke ist, und σ die Standardabweichung angibt. Sie spiegelt als Maß für die mittlere Abweichung der ermittelten

Molybdändicken d_{Mo}^i vom Mittelwert $\overline{d_{Mo}}$ die Fluktuationen und damit das in den rekonstruierten CCD-Bildern, vgl. Abb. 6.9, Abb. 6.10 sowie Abb. 6.13, erkennbare Rauschen des Signals wider. Ihr Verlauf in Abhängigkeit des Analyseintervalls ΔE ist für die Meßreihe 1 in Abb. 7.1 und für die Meßreihe 2 in Abb. 7.2 dargestellt. Deutlich zu erkennen für alle Messungen ist die Abnahme der Standardabweichung σ mit zunehmendem Analyseintervall ΔE . Dies beruht auf der steigenden Photonenzahl bei wachsendem ΔE und damit der besseren Statistik bei der Bestimmung der einzelnen d_{Mo}^i . Sie führt bei der Bildrekonstruktion, wie bereits in Abb. 6.13 und Abb. 6.14 zu erkennen war, zu einer Kontrastzunahme mit wachsendem Analyseintervall ΔE und bedeutet gleichzeitig, daß auch Photonen mit Energien deutlich abseits der K-Kante noch Informationen über das Kontrastmittel tragen.

Abbildung 7.3 zeigt das nach Gl. (7.2) ermittelte SNR als Funktion des Analyseintervalls ΔE für den Bereich (I) ohne und (II) mit Molybdänfolie für die Meßreihe 1, Abb. 7.4 für die Meßreihe 2. Zusätzlich aufgetragen ist die bei der Analyse des Bereichs (II) berücksichtigte mittlere Gesamtphotonenzahl pro Pixel $\overline{N} = \sum_{i=1}^n N^i/n$. Hierbei gibt N^i jeweils die Summe der in dem zugehörigen Intensitätsspektrum in den beiden separaten Anpassungsintervallen A_1 und A_2 , vgl. Abb. 6.12, enthaltenen Photonen an. Die mittlere Photonenzahl \overline{N} steigt zunächst mit wachsendem ΔE bis ca. $\Delta E = 1500$ eV nahezu linear an. Oberhalb von diesem Wert kann ΔE in dem betrachteten Pixelbereich (II) nicht weiter symmetrisch um die K-Kante vergrößert werden. Die in Abschnitt 6.2 geschilderte Vorgehensweise der asymmetrischen Vergrößerung von ΔE führt, wie in Anhang D.1 gezeigt wird, zu einem nichtlinearen Anstieg von \overline{N} . Bis zum maximal symmetrischen Energieintervall ΔE_{sym} wird an die Photonenzahlen jeweils eine Gerade

$$\overline{N} = t \cdot \Delta E \quad (7.3)$$

angepaßt, wobei der freie Parameter t den Anstieg der Photonenzahl pro Energieintervall beschreibt.

Mit der insgesamt zur Analyse verwendeten Photonenzahl N kann, wie in Anhang D.2.1 abgeleitet wird, das SNR in einem Modell näherungsweise durch

$$SNR \simeq \frac{(\Delta\mu/\rho) \rho d}{4} \cdot \sqrt{N} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + 2 \frac{N_k^{ug}}{N_k}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{9}{2} \cdot \frac{1}{m-1} + \frac{3}{m^2-1}}} \quad (7.4)$$

$$= \frac{(\Delta\mu/\rho) \rho d}{4} \cdot \sqrt{N} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + 2 \frac{N_k^{ug}}{N_k}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{9N_k}{N-2N_k} + \frac{12N_k^2}{N^2-4N_k^2}}} \quad (7.5)$$

beschrieben werden. Das Modell geht dabei vereinfachend von der separaten Anpassung jeweils einer Geraden an den Intensitätsverlauf unter- und oberhalb der K-Kante aus. In Gl. (7.4) kennzeichnet $(\Delta\mu/\rho)$ die Änderung des Massenschwächungskoeffizienten des Kontrastmittels (hier Molybdän) an der K-Kante, ρ dessen Dichte und d seine Dicke. Mit m geht die pro separater Anpassung zur Verfügung stehende Anzahl an Datenpunkten in das SNR ein. Mit N_k^{ug} ist die Untergrundphotonenzahl an der K-Kante bezeichnet. Die Größe N_k ist die mittlere, nach Abzug des Untergrundes resultierende Photonenzahl an der K-Kante. Sie kann durch Mittelung der beiden über die Extrapolation der Anpassungsfunktionen berechneten Photonenzahlen an der K-Kante bestimmt werden. Die Photonenzahlen N , N_k^{ug} und N_k sind bei der folgenden Diskussion der Messungen (und später der Simulationen) jeweils Mittelwerte der n betrachteten Pixel, wobei lediglich die Gesamtphotonenzahl N durch \overline{N} als Mittelwert gekennzeichnet wird ¹.

¹Wegen der insgesamt übersichtlicheren Darstellung wird auf eine Kennzeichnung von N_k^{ug} und N_k durch einen Querbalken verzichtet.

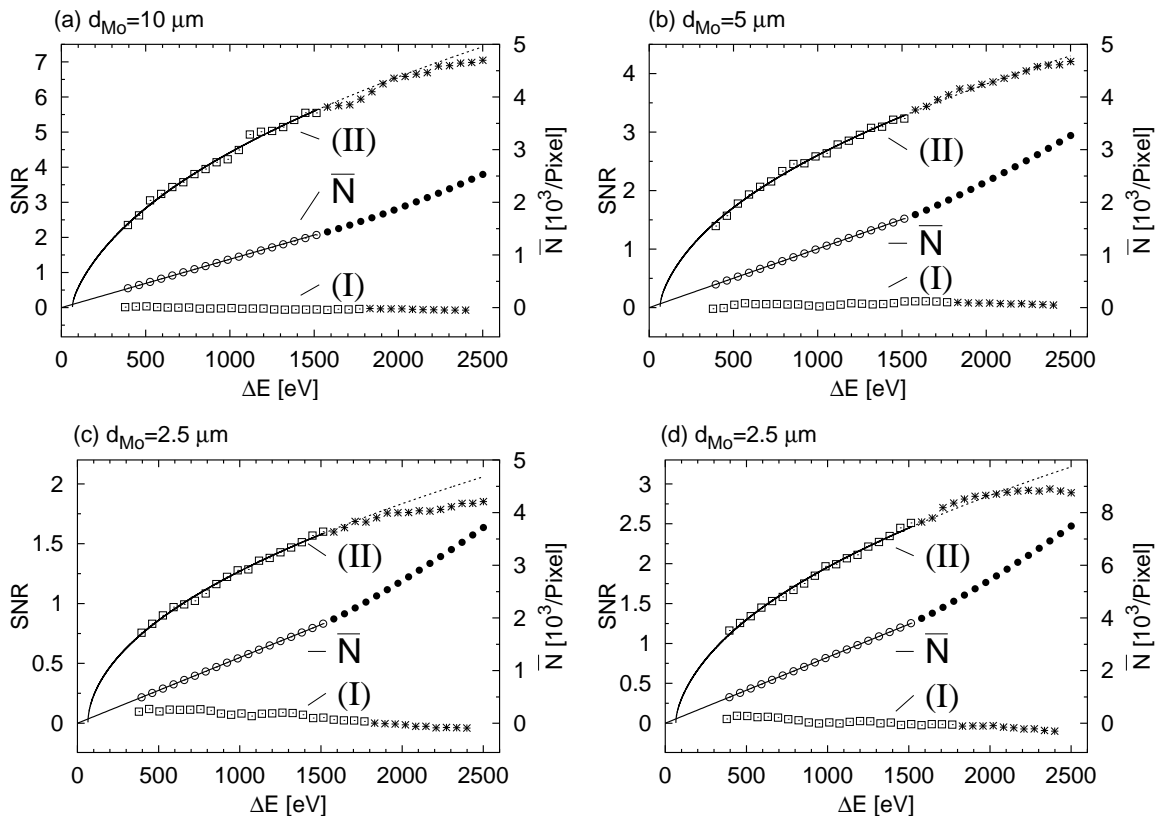


Abbildung 7.3: SNR ($\square, *$) als Funktion des Analyseintervalls ΔE für die Meßreihe 1. Bereiche (I) und (II) gemäß Abb. 7.1. Miteingezeichnet für (II) ist die über ΔE mit linearem Anstieg der Photonenzahl durchgeführte Anpassung gemäß Gl. (7.6) (durchgezogene Linie), sowie eine Extrapolation (gestrichelte Linie). Symbole (\circ, \bullet) kennzeichnen die Photonenzahl \bar{N} mit linearer Anpassung. Symbole (\square, \circ) kennzeichnen symmetrische, Symbole ($*, \bullet$) asymmetrische Analyseintervalle ΔE relativ zur K-Kante. Abbildung (d) liegt im Vergleich zu (c) eine weitere Messung zugrunde. Datensätze: (a) M.1.1, (b) M1.2, (c) M1.3, (d) M1.4.

Bei bekanntem SNR im aufgenommenen Bild, kann formal die *detective quantum efficiency* (DQE) bestimmt werden, die ein Maß dafür ist, wie gut das Signal-zu-Rausch-Verhältnis der einfallenden Photonen an den Ausgang des Detektors und somit letztlich ins Bild übertragen wird. Da die DQE für die folgende Diskussion keine zusätzlichen Informationen beinhaltet, wird hier auf ihre Erörterung verzichtet und auf den Anhang D.3 verwiesen.

Wie anhand Gl. (7.4) und (7.5) deutlich wird, wird der Verlauf des SNR im wesentlichen durch die Wurzelfunktion $\frac{(\Delta\mu/\rho)pd}{4}\sqrt{\bar{N}}$ beschrieben. Der Untergrund N_k^{ug} , der bei der Datenanalyse von der in einem Fenster um den $[002]$ -Reflex aufsummierten Photonenzahl subtrahiert wird, führt zu einem, zum statistischen Rauschen, zusätzlichen Rauschterm und damit einer Verringerung des SNR . Ein weiterer Rauschterm entsteht durch die endliche Anzahl der bei den separaten Anpassungen jeweils zur Verfügung stehenden Datenpunkte m . Hierbei ist das Rauschen oder die Unsicherheit im Signal umso größer, je weniger Datenpunkte für die Anpassungsrechnungen zur Verfügung stehen. So liegt nach Gl. (7.4) bei jeweils $m = 6$ Datenpunkten (minimale, bei der Analyse verwendete Anzahl) für die Anpassung unter- und oberhalb der K-Kante das SNR ca. 30% unter dem theoretisch erreichbaren Wert mit $m \rightarrow \infty$, bei $m = 23$ (Anzahl Datenpunkte bei $\Delta E_{sym.}$) beträgt die Abweichung ca. 10%. Da

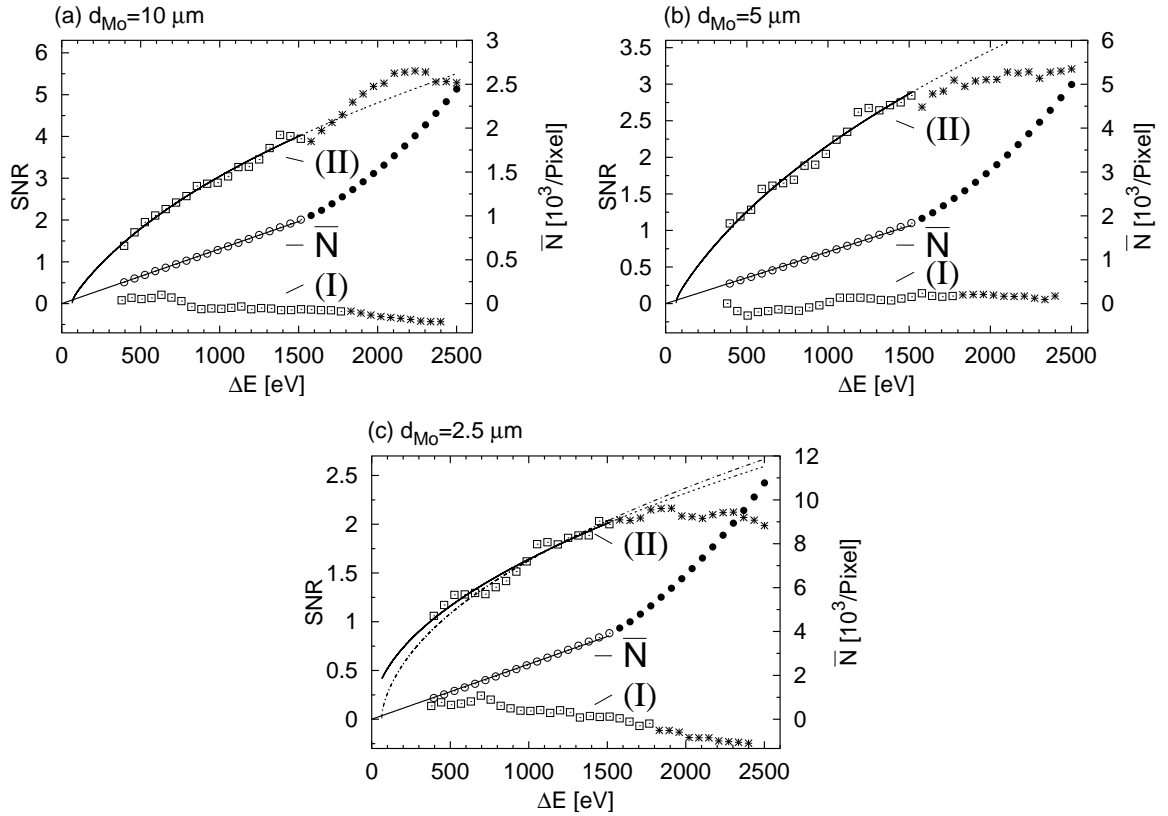


Abbildung 7.4: SNR ($\square, *$) als Funktion des Analyseintervalls ΔE für die Meßreihe 2. Bereiche (I) und (II) gemäß Abb. 7.2. Miteingezeichnet für (II) ist die über ΔE mit linearem Anstieg der Photonenzahl durchgeführte Anpassung gemäß Gl. (7.6) (durchgezogene Linie), sowie eine Extrapolation (gestrichelte Linie). In (c) strichpunktiert miteingezeichnet ist eine Anpassung nach Gl. (7.6) ohne Berücksichtigung der ersten drei Datenpunkte. Symbole (\circ, \bullet) kennzeichnen die Photonenzahl \bar{N} mit linearer Anpassung. Symbole (\square, \circ) kennzeichnen symmetrische, Symbole ($*, \bullet$) asymmetrische Analyseintervalle ΔE relativ zur K-Kante. Datensätze: (a) M2.1, (b) M2.2, (c) M2.3.

die Anpassungsfunktion zwei freie Anpassungsparameter enthält, muß $m \geq 2$ sein. Das Analyseverfahren erfordert also in den Intensitätsspektren mindestens zwei Datenpunkte unter- und oberhalb der K-Kante. Dies bedeutet, daß das SNR bei einer Photonenzahl $\bar{N} > 0$, die bei jeweils nur einem Datenpunkt unter- und oberhalb der K-Kante resultiert, Null ist.

Unter Verwendung von Gl. (7.3) und bei Vernachlässigung des in m quadratischen Terms in Gl. (7.4) wird, wie ebenfalls in Abb. 7.3 und Abb. 7.4 dargestellt, an das SNR für den Bereich (II) bis zu ΔE_{sym} eine Funktion

$$SNR(\Delta E) = \frac{(\Delta\mu/\rho) \rho d}{4} \cdot \sqrt{t \cdot \Delta E} \cdot \frac{p_0}{\sqrt{1 + 2 \frac{N_k^{ug}}{N_k}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + p_1 \cdot \frac{9N_k}{t \cdot \Delta E - 2N_k}}} \quad (7.6)$$

mit freien Parametern p_0 und p_1 angepaßt. Dabei dient p_0 als Amplitudenfaktor während p_1 den durch die endliche Anzahl an Datenpunkten verursachten Rauschterm beeinflusst. Beide Parameter sind aufgrund der vereinfachenden Annahmen im Modell für das SNR erforderlich. Die in Gl. (7.6) verwendeten Größen und ermittelten Anpassungsparameter für die Datensätze der Meßreihe 1 und 2 sind in Tab. 7.1 aufgelistet. Bei den Anpassungen bleiben

Tabelle 7.1: Zusammenstellung der zur Anpassung von Gl. (7.6) an die ermittelten SNR verwendeten Größen und resultierenden Anpassungsparameter. Die Größe t bezeichnet den durch Anpassung von Gl. (7.3) an \bar{N} ermittelten Anstieg der Photonenzahl, N_k die mittlere, vom Untergrund N_k^{ug} bereinigte, an der K-Kante resultierende Photonenzahl (jeweils über die zur Verfügung stehende Pixelanzahl gemittelt), p_0 und p_1 die ermittelten Anpassungsparameter gemäß Gl. (7.6) sowie k_0 und k_1 die Korrekturfaktoren nach Gl. (7.7), wobei sich k_1 auf minimales Analyseintervall ΔE mit $m = 6$ bzw. $\Delta E = \Delta E_{sym.}$ mit $m = 23$ bezieht. Die Werte für $(\Delta\mu/\rho)\rho d$ sind Tab. 3.1 zu entnehmen. Der Datensatz M.2.3* ist identisch mit M.2.3, jedoch blieben bei der Anpassung die ersten drei Datenpunkte unberücksichtigt.

Datensatz	d_{Mo} [μm]	t	N_k	N_k^{ug}	p_0	p_1	k_0	$k_1(m = 6)$	$k_1(m = 23)$
M.1.1	10	0.92	30.3	0.7	0.96	0.73	0.94	0.78	0.93
M.1.2	5	1.12	36.2	0.8	1.00	0.51	0.98	0.83	0.95
M.1.3	2.5	1.25	40.4	0.9	0.89	0.27	0.87	0.90	0.97
M.1.4	2.5	2.51	81.8	0.9	0.98	0.43	0.97	0.85	0.96
M.2.1	10	0.62	20.6	12.5	1.34	1.93	0.90	0.60	0.85
M.2.2	5	1.18	38.4	20.8	1.39	2.32	0.96	0.57	0.82
M.2.3	2.5	2.51	80.2	45.0	1.10	0	0.76	1	1
M.2.3*	2.5	2.51	80.2	45.0	1.17	0.41	0.8	0.85	0.96

die asymmetrischen Energieintervalle wegen des bei ihnen auftretenden nichtlinearen Anstiegs der Photonenzahl unberücksichtigt. Dieser verfälscht den Rückgang der Fluktuationen unter den ermittelten d_{Mo}^i , also die Abnahme von σ und damit den Verlauf des SNR . Der Verlauf der Anpassungsfunktion wird mit Gl. (7.6) zu Energieintervallen größer $\Delta E_{sym.}$ extrapoliert und spiegelt so den Verlauf bei entsprechend symmetrischer Vergrößerung bzw. weiter linear ansteigender Photonenzahl wider.

Für den Bereich (II) wird für alle Messungen der Verlauf des SNR für symmetrische Energieintervalle sehr gut durch die Anpassung der Funktion aus Gl. (7.6) beschrieben. Der Vergleich der SNR für Meßreihe 1 in Abb. 7.3 (a)-(c), denen jeweils die gleiche Photonenzahl zugrunde liegt, zeigt den proportionalen Zusammenhang zwischen SNR und d_{Mo} . Der Vergleich der SNR in Abb. 7.3 (c), (d), bei denen sich bei gleichem d_{Mo} die Photonenzahl um einen Faktor 2 unterscheidet, macht deutlich, daß eine Erhöhung von \bar{N} durch eine Vergrößerung von ΔE völlig äquivalent ist zu einer Erhöhung von \bar{N} bei gleichbleibendem ΔE , wie z.B. durch Vergrößern der Meßzeit oder der auf das Analyseobjekt treffenden Eingangsentensität durch eine Erhöhung des Elektronenstrahlstroms. In Meßreihe 2 sind deutlich stärkere Schwankungen des SNR um den Funktionsverlauf zu erkennen als in Meßreihe 1 (trotz gleicher zur Analyse verwendeter Photonenzahl \bar{N} - vgl. Abb. 7.3 (b) mit 7.4 (b) und Abb. 7.3 (d) mit 7.4 (c)). Diese haben ihre Ursache in der für Meßreihe 2 um einen Faktor acht geringeren Pixelanzahl zur Bestimmung von $\overline{d_{Mo}}$ und σ .

Die Anpassungsergebnisse für das SNR lassen sich übersichtlicher interpretieren, wenn berücksichtigt wird, daß das im wesentlichen durch die Wurzelfunktion beschriebene SNR durch zwei Korrekturfaktoren k_0 und k_1 , die durch die Anpassungsparameter p_0 und p_1 bestimmt

werden, gemäß

$$SNR(\Delta E) = \frac{(\Delta\mu/\rho)\rho d}{4} \cdot \sqrt{t \cdot \Delta E} \cdot k_0 \cdot k_1(t \cdot \Delta E) \quad \text{mit} \quad (7.7)$$

$$k_0 = p_0 / \sqrt{1 + 2 \cdot \frac{N_k^{ug}}{N_k}} \quad k_1(t \cdot \Delta E) = 1 / \sqrt{1 + p_1 \cdot \frac{9N_k}{t \cdot \Delta E - 2N_k}} = 1 / \sqrt{1 + p_1 \cdot \frac{9/2}{m-1}}$$

modifiziert wird. Dabei ist k_0 ein unabhängig von ΔE wirkender Skalierungsfaktor, während k_1 von der Anzahl der berücksichtigten Datenpunkte abhängt. Bei gegebenen Größen t , N_k und N_k^{ug} sollten die am SNR erforderlichen Korrekturen k_0 und bei festem ΔE die Werte von k_1 innerhalb einer Meßreihe² jeweils in der gleichen Größenordnung liegen. In Tab. 7.1 sind die Korrekturfaktoren k_0 und für minimales ΔE ($m = 6$) und $\Delta E = \Delta E_{sym.}$ ($m = 23$) die Werte von k_1 aufgeführt.

In Meßreihe 1 beträgt die Abweichung zwischen kleinstem und größtem Wert von k_0 ca. 11%, für k_1 ca. 13% ($m = 6$) bzw. etwa 4% ($m = 23$). Erwartungsgemäß ist $p_0 \simeq k_0$, da $N_k^{ug} \ll N_k$. Für k_1 ergibt sich mit $p_1 = 1$ ein Wert von $k_1 = 0.73$ ($m = 6$) bzw. $k_1 = 0.91$ ($m = 23$). Die Meßwerte erfordern demgegenüber etwas schwächere Korrekturen. Die Abweichungen von den genannten Werten betragen für $m = 6$ maximal 23%, für $m = 23$ maximal 7%. Mit dem entwickelten Modell lassen sich somit die Resultate der Meßreihe 1 sehr gut beschreiben.

In Meßreihe 2 ergibt sich für die Abweichung zwischen kleinstem und größtem Wert von k_0 ein Wert von ca. 20% und für k_1 von etwa 40% ($m = 6$) bzw. 20% ($m = 23$). Diese im Vergleich zu Meßreihe 1 hohen Werte haben ihre Ursache in den stark unterschiedlichen Anpassungsergebnissen für die Datensätze M.2.1 und M.2.2 im Vergleich zu M.2.3. So liefern die Anpassungsrechnungen für diesen Datensatz $p_1 = 0$, wodurch sich bei $t \cdot \Delta E \Rightarrow 2N_k$ (entsprechend $m \Rightarrow 1$) $k_1 = 1$ und damit ein $SNR \neq 0$ ergibt. Bleiben die ersten drei Datenpunkte bei der Anpassung unberücksichtigt, in Tab. 7.1 als Datensatz M.2.3* gekennzeichnet, ergibt sich der zusätzlich in Abb. 7.4 (c) strichpunktiert dargestellte Verlauf für das SNR , das nun erwartungsgemäß zu $SNR = 0$ hin abfällt.

Auffällig ist, daß die Ergebnisse für den Parameter p_0 für die Datensätze M.2.1, M.2.2 und M.2.3* größer als eins sind, während die Werte für k_0 wieder unterhalb von eins liegen. Dies läßt eine deutliche Korrelation zwischen N_k und N_k^{ug} vermuten. Bei dieser verringert sich das aufgrund der Subtraktion der Untergrundphotonen verursachte Rauschen, s. Anhang D.2.1, was zu einem kleineren Anpassungsparameter p_0 bei gleichbleibendem k_0 führt.

Der geringere Wert von k_1 für die Datensätze M.2.1 und M.2.2 im Vergleich zu den Datensätzen der Meßreihe 1 trotz gleicher Anzahl Datenpunkte $m = 6$ bzw. $m = 23$, spiegelt einen stärkeren Abfall des SNR zu kleinem ΔE hin wider. Er liegt im, zu kleinerem ΔE hin gesehen, früheren und stärkeren Anstieg der Standardabweichung σ begründet, s. Abb 7.1 und Abb 7.2. Ursache hierfür ist vermutlich die für Meßreihe 2 geringere zur Mittelung zur Verfügung stehenden Pixelanzahl n . Diese kann bei großer Streuung der d_{Mo}^i ein größeres σ und damit ein geringeres SNR zur Folge haben. So ergeben sich beispielsweise für den Datensatz M.1.2 aus Meßreihe 1 bei Mittelung über lediglich 52 Pixel Abweichungen zum über 416 Pixel gemittelten SNR von teilweise 20%. Der Datensatz M.2.3* zeigt hingegen einen ähnlichen Verlauf für σ wie der Datensatz M.1.3, und es ergibt sich ein Wert für k_1 , der in etwa den Werten aus Meßreihe 1 entspricht. Auch wenn die Resultate für die Korrekturfaktoren für Meßreihe 2 nicht die gleiche Konsistenz aufweisen wie für Meßreihe 1, lassen sich,

²Innerhalb einer Meßreihe steht für jeden Datensatz die gleiche Pixelanzahl zur Mittelung zur Verfügung, und die Messungen wurden bei gleicher Kupferfoliendicke, die den Untergrund entscheidend beeinflusst, durchgeführt.

insgesamt gesehen, auch die Ergebnisse von Meßreihe 2 noch gut durch das in Anhang D.2.1 entwickelte Modell beschreiben.

In der bisherigen Diskussion wurde gezeigt, daß bis zum Analyseintervall $\Delta E_{sym.}$ das SNR gut mit Gl. (7.6) bzw. Gl. (7.7) beschrieben werden kann. Im wesentlichen steigt danach das SNR mit $\frac{(\Delta\mu/\rho)\rho d}{4}\sqrt{t \cdot \Delta E} = \frac{(\Delta\mu/\rho)\rho d}{4}\sqrt{\bar{N}}$ an. Der Untergrund in den Impulshöhenspektren führt maximal zu einer Verringerung des SNR um 25%. Bei dem kleinsten verwendeten Analyseintervall ergibt sich aufgrund der begrenzten Anzahl der zur Verfügung stehenden Datenpunkte im ungünstigsten Fall eine weitere Korrektur des SNR um 40%, die mit wachsendem ΔE jedoch schnell kleiner wird. Für $\Delta E > E_{sym.}$ zeigen die SNR mehr oder minder starke Abweichungen vom erwarteten Verlauf bei einem weiteren linearen Anstieg der Photonenzahl. In einigen Messungen deutet sich auch ein sättigendes Verhalten des SNR an. Da die asymmetrische Vergrößerung von ΔE mit dem resultierenden nichtlinearen Anstieg von \bar{N} eine durch den experimentellen Aufbau bedingte Einschränkung darstellt, wird die Diskussion im folgenden Abschnitt mit simulierten Meßwerten und durchgängig symmetrischen Analyseintervallen ΔE weitergeführt.

7.2 Simulation der Messungen

7.2.1 Erzeugung der Spektren

Zur Erzeugung simulierter Intensitätsspektren wird mit Hilfe eines Zufallszahlengenerators, dessen Häufigkeitsverteilung seiner Ausgangszahlenfolge einer Gauß-Verteilung folgt, die über

$$I(E) = I_0 \cdot e^{-\sum_i \mu_i(E)d_i} \cdot \epsilon_{Det.}(E) \quad (7.8)$$

berechnete Photonenzahl $N(E)$ mit einer Standardabweichung $\sigma_G = \sqrt{N(E)}$ um den Wert $N(E)$ gewürfelt³. Mit den bekannten energieabhängigen Absorptionskoeffizienten $\mu_i(E)$ und den zugehörigen Dicken d_i werden dabei eine entsprechende Kupfer-Molybdän-Folienkombination sowie weitere im Experiment auftretende Absorber berücksichtigt. Der Faktor $\epsilon_{Det.}(E)$ beschreibt die energieabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors. Die Intensitätsspektren werden über einen Energiebereich von 15 keV bis 25 keV erzeugt, die Eingangsintensität I_0 wird als energieunabhängig betrachtet. Der bei den Messungen auftretende Untergrund wird nicht simuliert, da er, wie im letzten Abschnitt dargelegt, lediglich zu einem Korrekturfaktor führt. Ein typisches Spektrum ist in Abb. 7.5 dargestellt. Pro Parametersatz, variiert werden für die Diskussion die Dicke d_{Cu} der Kupferfolie und I_0 bei konstanter Dicke $d_{Mo} = 2.5 \mu\text{m}$ der Molybdänfolie, werden jeweils $n = 1000$ Intensitätsspektren erzeugt. Die Analyse der Spektren zur Bestimmung der d_{Mo}^i erfolgt analog zu Abschnitt 6.2, die Bestimmung von $\overline{d_{Mo}}$, σ , \bar{N} und SNR analog zu Abschnitt 7.1.

7.2.2 Diskussion

Zunächst wird eine Anordnung mit einer $d_{Cu} = 136 \mu\text{m}$ dicken Kupferfolie und einer $d_{Mo} = 2.5 \mu\text{m}$ dicken Molybdänfolie betrachtet. Um den Verlauf des SNR über Analyseintervalle bis zu $\Delta E = 10 \text{ keV}$ betrachten zu können, darf das Analyseverfahren zu keinen nennenswerten

³Die Photonenzahl N bei fester Energie E ist eine stochastische Größe, die der Poisson-Verteilung folgend um ihren Mittelwert streut. Bei hinreichend großem Mittelwert, wie bei den hier durchgeführten Simulationsrechnungen, geht die Poisson-Verteilung in eine Gauß-Verteilung über.

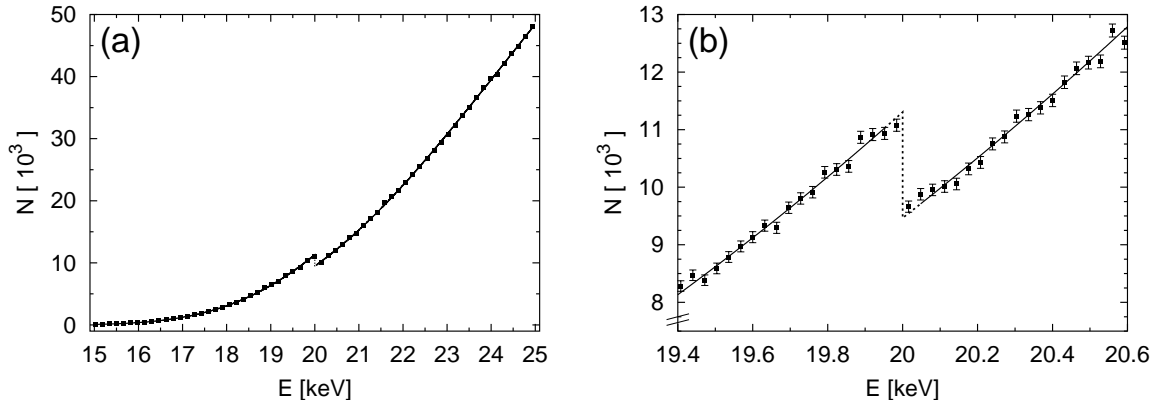


Abbildung 7.5: Simuliertes Intensitätsspektrum mit $d_{Cu} = 136 \mu\text{m}$ und $d_{Mo} = 2.5 \mu\text{m}$.

(a) über einen Energiebereich von 15 keV bis 25 keV. Nur jeder fünfte Punkt ist dargestellt.

(b) in einer Ausschnittsvergrößerung um die K-Kante.

Durchgezogene Linie: separate Anpassungsfunktionen nach Gl. (7.9) unter- und oberhalb der K-Kante, gestrichelt die Extrapolation an die K-Kante. Die Dicke der Molybdänfolie wird bestimmt zu $d_{Mo} = (2.50 \pm 0.04) \mu\text{m}$.

systematischen Abweichungen des ermittelten $\overline{d_{Mo}}$ von seinem Sollwert führen. Wie anhand von Abb. 7.6 deutlich wird, wächst bei einer Analyse der Intensitätsspektren durch Anpassung der Funktion gemäß Gl. (6.1) für $\Delta E \geq 5 \text{ keV}$ die Dicke $\overline{d_{Mo}}$ mit zunehmendem ΔE an (Kurve mit $c = 3$).

Ursache hierfür ist die in Gl. (6.1) angenommene allgemeine Energieabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von $\mu_{abs.} \propto 1/E^3$. Sie verursacht einen zu steilen Anstieg der Anpassungsfunktion, was zu einem zu großen Hub an der K-Kante und damit einer zu großen berechneten Molybdändicke führt. Die Anpassungen wurden daher analog Gl. (6.1) mit

$$I_{1,2}(E) = a_{1,2} \cdot \exp(-b_{1,2}/E^{c_{1,2}}) \cdot \epsilon_{Det.}(E) \quad (7.9)$$

bei verschiedenen Energieabhängigkeiten $\mu_{abs.} \propto 1/E^c$ durchgeführt, wobei $c = c_1 = c_2$ zwischen 2 und 3.5 variiert wurde (nicht als Anpassungsparameter, sondern jeweils fest vorgegeben). Die Ergebnisse sind ebenfalls in Abb. 7.6 dargestellt. Es zeigt sich, daß der Verlauf von $\overline{d_{Mo}}$ bis zu $\Delta E \simeq 5 \text{ keV}$ nahezu unabhängig vom Exponenten c ist. Oberhalb von $\Delta E \simeq 5 \text{ keV}$ entfernt sich $\overline{d_{Mo}}$ je nach Größe von c mehr oder weniger stark von seinem Sollwert von $d_{Mo} = 2.5 \mu\text{m}$. Dieser wird nahezu ideal bis hin zu $\Delta E \simeq 10 \text{ keV}$ ermittelt, wenn für die beiden separaten Anpassungsfunktionen leicht unterschiedliche Exponenten c_1, c_2 verwendet werden⁴.

Ausgehend von diesem Resultat wird das SNR gebildet, dessen Verlauf in Abhängigkeit von ΔE in Abb. 7.7 (a) dargestellt ist. Ebenso eingezeichnet ist die mittlere bei der Analyse berücksichtigte Photonenzahl \overline{N} mit linearer Anpassung und deren Extrapolation. Mit einem Pfeil gekennzeichnet ist das Analyseintervall $\Delta E_{lin.}$. Bei diesem beträgt die Abweichung

⁴Zur Bestimmung der optimalen Werte von c_1, c_2 wurde an die bei festem ΔE aus den Anpassungen mit unterschiedlichem c folgenden, mittleren χ^2 eine Parabel angepaßt. In deren Minimum liegt jeweils der Wert für c_1 bzw. c_2 . Das Verfahren wurde für verschiedene ΔE wiederholt und über die gewonnenen Werte gemittelt. Eine direkte Anpassung der Intensitätsspektren gemäß Gl. (7.9) mit zusätzlich freien Anpassungsparametern $c_{1,2}$ erwies sich aufgrund der Instabilität bei der Durchführung der Vielzahl der Anpassungen als nicht praktikabel.

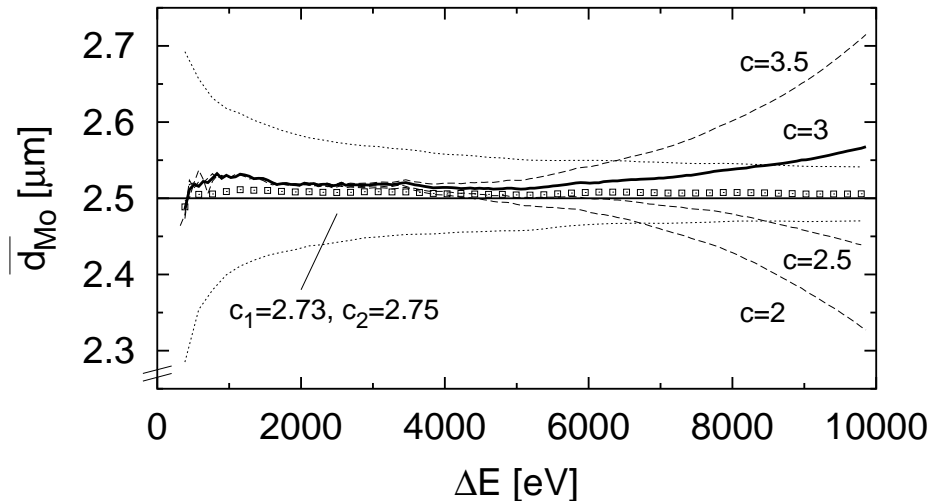


Abbildung 7.6: Mittlere Molybdändicke $\overline{d_{Mo}}$ in Abhängigkeit des Analyseintervalls ΔE bei unterschiedlichen für die Anpassung der Intensitätsspektren gemäß Gl. (7.9) verwendeten Parametern c_1, c_2 für eine Folienkombination bestehend aus einer $d_{Cu} = 136 \mu\text{m}$ dicken Kupfer- und einer $d_{Mo} = 2.5 \mu\text{m}$ dicken Molybdänfolie. Wird nur c angegeben, so ist $c_1 = c_2 = c$. Die fette durchgezogene Linie ($c = 3$) zeigt den Verlauf von $\overline{d_{Mo}}$ bei einer Energieabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von $\mu_{abs} \propto 1/E^3$, der bei der Analyse der Messungen angenommen wurde. Mit Symbol \square gekennzeichnet ist der optimale Verlauf für $c_1 = 2.73$ und $c_2 = 2.75$, punktiert eingezeichnet ist das durch die Standardabweichung σ definierte Rauschband um d_{Mo} . Die Abweichung des Verlaufs von d_{Mo} für die verschiedenen Exponenten c vom optimalen durch c_1 und c_2 definierten Verlauf steigt mit zunehmender Dicke der Kupferfolie stark an. So wird bei einer Dicke der Kupferfolie von $d_{Cu} = 272 \mu\text{m}$ mit $c = 3$ bei maximalem ΔE ein $\overline{d_{Mo}} = 2.96 \mu\text{m}$ ermittelt, während mit $c_1 = 2.73$ und $c_2 = 2.75$ ein $\overline{d_{Mo}} = 2.52 \mu\text{m}$ bestimmt wird.

zwischen \overline{N} und der linearen Anpassung 10%. Deutlich zu erkennen ist der nichtlineare Anstieg von \overline{N} oberhalb von $\Delta E_{lin.} \simeq 4544 \text{ eV}$ trotz rein symmetrischer Vergrößerung von ΔE . Dies liegt, wie in Abb. 7.5 zu erkennen ist, in dem immer geringer werdenden Rückgang der Photonenzahl bei kleiner werdenden Energien unterhalb der K-Kante und dem zunehmenden Anstieg der Photonenzahl bei größer werdenden Energien oberhalb der K-Kante begründet. Bis zu $\Delta E_{lin.}$ wird an das SNR eine Funktion gemäß Gl. (7.6) angepaßt, wobei die Untergrundphotonenzahl $N_k^{ug} = 0$ ist. Der Verlauf des SNR wird durch die Anpassungsfunktion bis zu $\Delta E_{lin.}$ sehr gut beschrieben.

In Abbildung 7.7 (b) ist das SNR direkt in Abhängigkeit von \overline{N} dargestellt. Es kann bis zur in $\Delta E_{lin.}$ enthaltenen Photonenzahl $\overline{N}_{lin.}$ analog zu Gl. (7.6) und Gl. (7.7) (mit $N_k^{ug} = 0$) durch

$$\begin{aligned}
 SNR(\overline{N}) &= \frac{(\Delta\mu/\rho)\rho d}{4} \cdot \sqrt{\overline{N}} \cdot p_0 \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + p_1 \cdot \frac{9N_k}{\overline{N} - 2N_k}}} \\
 &= \frac{(\Delta\mu/\rho)\rho d}{4} \cdot \sqrt{\overline{N}} \cdot k_0 \cdot k_1(\overline{N})
 \end{aligned} \tag{7.10}$$

mit den Anpassungsparametern p_0 und p_1 bzw. den Korrekturfaktoren k_0 und $k_1(\overline{N})$ beschrieben werden. Für das genannte Beispiel ergeben sich mit $p_0 = 0.96$ und $p_1 = 0.15$ die Korrekturfaktoren zu $k_0 = 0.96$ und $k_1 = 0.94$ (bei minimaler zur Analyse zur Verfügung

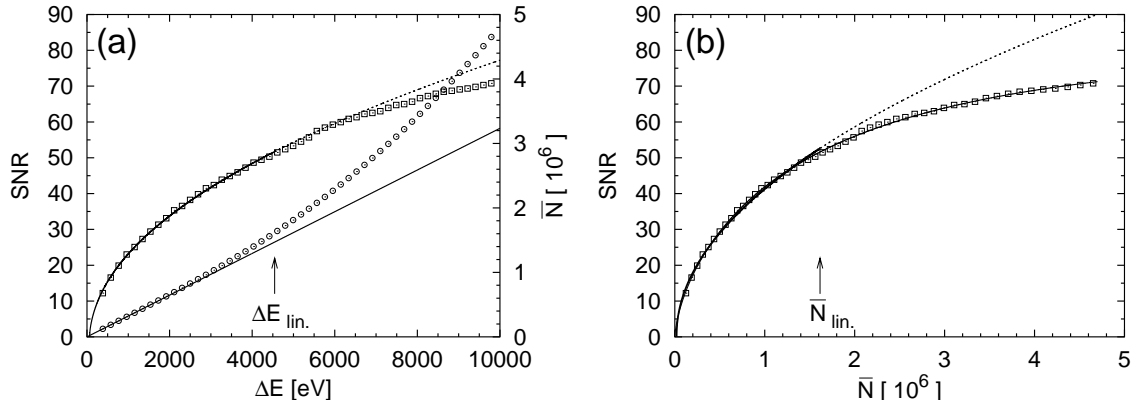


Abbildung 7.7: Signal-zu-Rausch-Verhältnis SNR für die simulierten Messungen mit $d_{Cu} = 136 \mu\text{m}$, $d_{Mo} = 2.5 \mu\text{m}$

(a) in Abhängigkeit des Analyseintervalls ΔE . Der Pfeil kennzeichnet das Analyseintervall $\Delta E_{lin.} = 4544$ eV. Durchgezogene Linie am SNR - Anpassung nach Gl. (7.6) bis $\Delta E_{lin.}$, gestrichelt die Extrapolation.

(b) in Abhängigkeit von \bar{N} . Bis zu der in $\Delta E_{lin.}$ enthaltenen Photonenzahl $\bar{N}_{lin.}$ wurde eine Funktion gemäß Gl. (7.10) angepaßt (fette Linie), gestrichelt die Extrapolation. Dünne Linie - Anpassung über gesamten Bereich von \bar{N} gemäß Gl. (7.11).

stehender Photonenzahl \bar{N} , $m = 6$) bzw. $k_1 \simeq 1$ (bei maximaler zur Analyse zur Verfügung stehender Photonenzahl $\bar{N}_{lin.}$, $m = 71$).

Das SNR steigt bis zur Photonenzahl $\bar{N}_{lin.}$ im wesentlichen mit $\frac{(\Delta\mu/\rho)\rho d}{4}\sqrt{\bar{N}}$ an, geht danach jedoch in Sättigung. Photonen außerhalb $\Delta E_{lin.}$ haben danach geringeren Informationsgehalt als Photonen innerhalb von $\Delta E_{lin.}$. Da der Anstieg von \bar{N} von der Dicke der Absorberschicht, also der Dicke d_{Cu} der Kupferfolie abhängt, wird abschließend der Verlauf des SNR für verschiedene Kupferfoliendicken untersucht. Bei der Erzeugung der Intensitätsspektren wurde die Eingangsentensität I_0 jeweils so gewählt, daß für alle Kupferfoliendicken d_{Cu} die gleiche Photonenzahl an der K-Kante von Molybdän resultiert. Wie anhand von Abb. 7.8 ersichtlich ist, tritt mit zunehmender Dicke d_{Cu} das Sättigungsverhalten des SNR stärker und bei kleinerem ΔE auf. Verursacht wird dies durch den bei kleinerem ΔE einsetzenden (und stärkeren) nichtlinearen Anstieg von \bar{N} als Funktion von d_{Cu} , wie in Abb. 7.8 (b) verdeutlicht ist.

Der resultierende Verlauf des SNR in Abhängigkeit von \bar{N} ist in Abb. 7.8 (c) dargestellt. Er läßt sich durch Anpassung einer Funktion

$$SNR(\bar{N}) = SNR_G \cdot (1 - \exp\{-b \cdot \bar{N}^c\}) \quad (7.11)$$

beschreiben. Die Anpassungsparameter b und c spiegeln wider, wie schnell und wie stark \bar{N} vom linearen Verlauf abweicht. Je kleiner $\Delta E_{lin.}$ bzw. $\bar{N}_{lin.}$, desto früher setzt die Sättigung des SNR ein. Der Parameter SNR_G gibt den Grenzwert des SNR bei nichtlinearem Anstieg der Photonenzahl \bar{N} an, der auch bei einer beliebigen Vergrößerung des Energieintervalls ΔE nicht überschritten werden kann. Er kann mit $r = 1 / (1 - \exp\{-b \cdot \bar{N}_{lin.}^c\})$ grob abgeschätzt werden zu

$$SNR_G = r \cdot SNR(\bar{N}_{lin.}) \approx 1.8 \cdot SNR(\bar{N}_{lin.}) = 1.8 \cdot \frac{(\Delta\mu/\rho)\rho d}{4} \sqrt{\bar{N}_{lin.}} \quad (7.12)$$

Der Vorfaktor von $r = 1.8$ ergibt sich hierbei, wie in Abb. 7.9 dargestellt, als Grenzwert von r bei Einsetzen der Anpassungsparameter b und c sowie der Photonenzahl $\bar{N}_{lin.}$ für die verschiedenen Kupferfoliendicken. Im in Abbildung 7.9 gezeigten Verlauf von r spiegelt sich wider, daß die Sättigung des SNR erst bei hinreichend dicker Kupferfolie bzw. nichtlinearem Anstieg der Photonenzahl \bar{N} eintritt. Bei einem nur geringfügig nichtlinearen Anstieg kann das SNR zwar ebenfalls mathematisch mit Gl. (7.11) beschrieben werden, die physikalische Interpretation von SNR_G als Grenzwert, der innerhalb eines realistischen Analyseintervalls ΔE und der darin enthaltenen Photonenzahl \bar{N} nicht überschritten werden kann, ist jedoch nicht mehr zulässig.

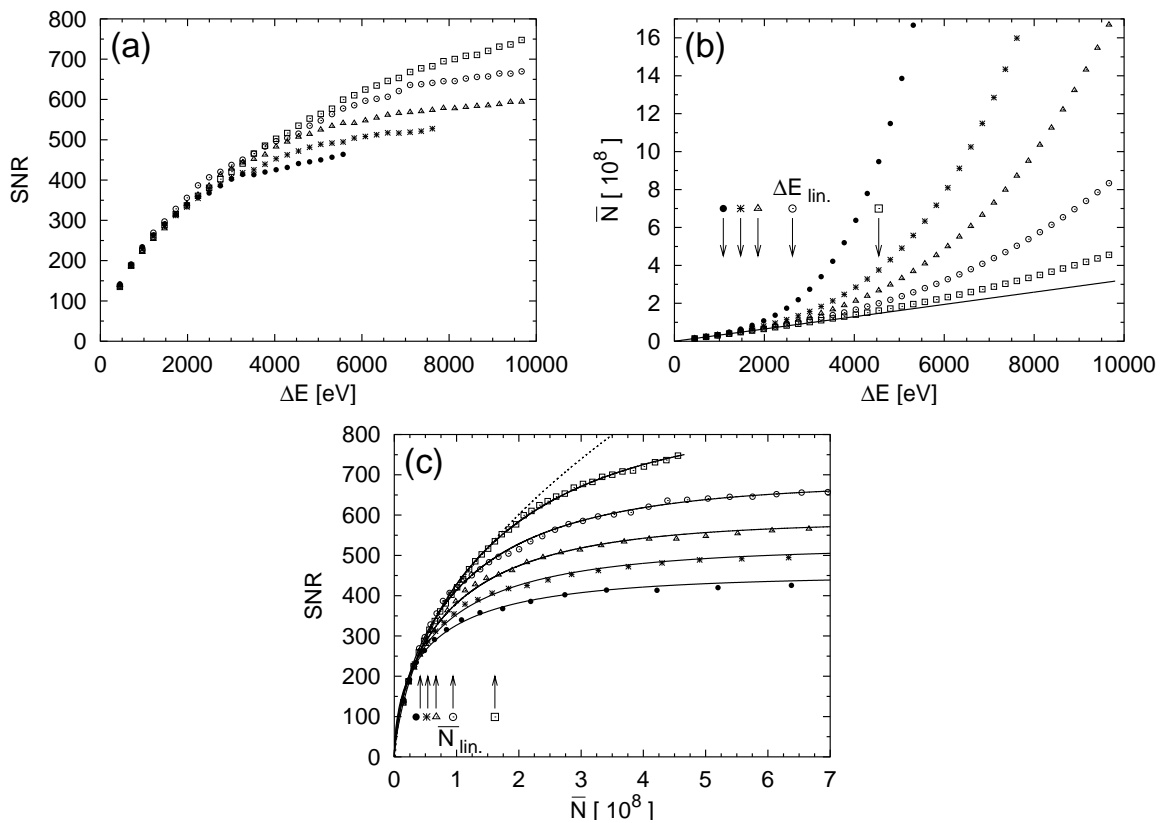


Abbildung 7.8: Verlauf des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses SNR und der mittleren Photonenzahl \bar{N} bei Kupferfolien der Dicke $d_{Cu} = 136 \mu\text{m}$ (\square), $d_{Cu} = 204 \mu\text{m}$ (\circ), $d_{Cu} = 272 \mu\text{m}$ (\triangle), $d_{Cu} = 340 \mu\text{m}$ ($*$), $d_{Cu} = 500 \mu\text{m}$ (\bullet).

(a) Bei dem für $d_{Cu} = 136 \mu\text{m}$ gezeigten SNR wurde im Vgl. zu Abb. 7.7 (a), (b) I_0 um einen Faktor 100 erhöht.

(b) Die Pfeile markieren die Analysintervalle $\Delta E_{lin.} = 4544 \text{ eV}$ (\square), $\Delta E_{lin.} = 2624 \text{ eV}$ (\circ), $\Delta E_{lin.} = 1856 \text{ eV}$ (\triangle), $\Delta E_{lin.} = 1472 \text{ eV}$ ($*$) und $\Delta E_{lin.} = 1088 \text{ eV}$ (\bullet). Durchgezogene Linie: Extrapolation einer linearen Anpassung bis $\Delta E_{lin.}$ an (\square).

(c) Mit Pfeilen gekennzeichnet sind die Photonenzahlen $\bar{N}_{lin.}$ bei den verschiedenen Kupferfoliendicken d_{Cu} . Durchgezogene Linien - jeweils über den gesamten Bereich von \bar{N} durchgeführte Anpassung gemäß Gl. (7.11), gestrichelte Linie: Extrapolation einer bis $\bar{N}_{lin.}$ durchgeführten Anpassung gemäß Gl. (7.10) an (\square).

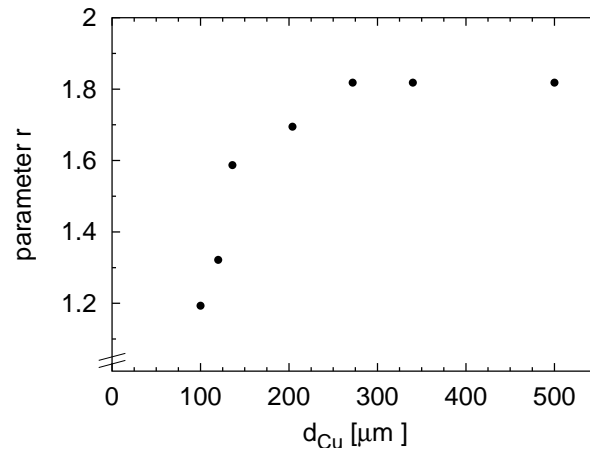


Abbildung 7.9: Verlauf des Parameters r in Abhängigkeit der Kupferfoliendicke d_{Cu} für die in Abb. 7.8 (c) gezeigten Simulationsrechnungen. Zusätzlich enthalten sind die Werte von r für weitere Simulationsrechnungen mit Kupferfoliendicken von $d_{Cu} = 120 \mu\text{m}$ und $d_{Cu} = 100 \mu\text{m}$.

7.3 Schlußfolgerungen

Aus den in den letzten beiden Abschnitten diskutierten Messungen und Rechnungen lassen sich für das entwickelte bildgebende Verfahren neben seiner demonstrierten Funktionsfähigkeit zusammenfassend folgende Schlüsse ziehen:

Innerhalb eines symmetrischen Energieintervalls $\Delta E_{lin.}$, in dem die Photonenzahl N linear mit ΔE anwächst, ist das erreichbare Signal-zu-Rausch-Verhältnis, bei vernachlässigbarem Untergrund und ausreichender Anzahl Datenpunkte zur Durchführung der Anpassungsrechnungen, gegeben durch

$$SNR = \frac{(\Delta\mu/\rho) \rho d}{4} \cdot \sqrt{N} . \quad (7.13)$$

Alle Photonen innerhalb von $\Delta E_{lin.}$ tragen demnach die gleiche Information über das Kontrastmittel. Die Breite des nutzbaren Intervalls $\Delta E_{lin.}$ ist dabei abhängig von der Dicke der Absorberschicht und nimmt bei zunehmender Dicke ab. Das bei Ausnutzung von $\Delta E_{lin.}$ erreichbare SNR läßt sich durch eine weitere Vergrößerung von ΔE nur noch maximal um ca. einen Faktor 1.8 steigern.

Wie bereits in Abschnitt 2.3.2 erwähnt, ist das mit der Dichromographie im Differenzbild erreichbare SNR , reines statistisches Rauschen der Photonenzahl vorausgesetzt, bestimmt durch

$$SNR = \frac{(\Delta\mu/\rho) \rho d}{\sqrt{2}} \cdot \sqrt{N_e} = \frac{(\Delta\mu/\rho) \rho d}{2} \cdot \sqrt{N} , \quad (7.14)$$

wobei N_e die im Einzelbild (pro Pixel) benötigte mittlere Photonenzahl angibt, die durch die zur Erzeugung des Differenzbildes benötigte Gesamtphotonenzahl N gemäß $N_e \simeq N/2$ ausgedrückt werden kann. Das entwickelte bildgebende Verfahren liefert im Vergleich zur Dichromographie bei gleicher zur Bildgebung verwendeten Gesamtphotonenzahl N ein um einen Faktor zwei geringeres Signal-zu-Rausch-Verhältnis. Dies bedeutet, daß zur Erreichung des gleichen SNR die vierfache Photonenzahl benötigt wird. Die Ursache hierfür liegt im verwendeten Verfahren zur Datenanalyse, bei dem zur Bestimmung der Kontrastmittelverteilung Anpassungsrechnungen mit zwei freien Parametern durchgeführt werden.

Eine Möglichkeit zur Verbesserung des SNR besteht demnach in einer Reduktion der Anzahl der freien Anpassungsparameter. Ist beispielsweise der Anstieg der Photonenzahl im Intensitätsverlauf bekannt (in der Anpassungsfunktion aus Gl. (6.1) würde der Anpassungsparameter b_1 bzw. b_2 fest vorgegeben werden), reduziert sich die Anzahl der freien Anpassungsparameter auf eins. Wie in Anhang D.2.2 für das entwickelte Modell für das SNR gezeigt wird, kann so ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis von

$$SNR = \frac{(\Delta\mu/\rho) \rho d}{2} \cdot \frac{\sqrt{N}}{\sqrt{1 + 2 \frac{N_k^{ug}}{N_k}}} \quad (7.15)$$

$$\simeq \frac{(\Delta\mu/\rho) \rho d}{2} \cdot \sqrt{N} \quad \text{mit } N_k^{ug} \ll N_k \quad (7.16)$$

erreicht werden, das bei vernachlässigbarem Untergrund N_k^{ug} dem der Dichromographie entspricht.

Eine Möglichkeit den Verlauf des Anstiegs der Photonenzahl zu ermitteln, besteht in einer Leeraufnahme ohne Kontrastmittel. Hierbei muß die verwendete Photonenzahl im Hinblick auf eine minimale Strahlenexposition des Untersuchungsobjektes so gering wie möglich gehalten werden.

Eine zweite Möglichkeit, das mit dem entwickelten bildgebenden Verfahren erreichbare SNR zu verbessern, besteht darin, den Anstieg der Photonenzahl im Intensitätsverlauf z.B. in der Anpassung oberhalb der K-Kante (bei zwei freien Parametern) zu bestimmen und ihn in der Anpassung unterhalb der K-Kante dann vorzugeben. Hierdurch sollte sich das SNR um einen Faktor $\sqrt{2}$ steigern lassen.

Im folgenden wird die Einsatzmöglichkeit des entwickelten bildgebenden Verfahrens für eine medizinische Anwendung untersucht. Dabei wird davon ausgegangen, daß zunächst mit Hilfe einer Leeraufnahme ohne Kontrastmittel der Transmissionsverlauf so ermittelt werden kann, daß das in Gl. (7.15) gegebene Signal-zu-Rausch-Verhältnis erreichbar ist. Der zu erwartende Einfluß des Untergrundes wird am Beispiel diskutiert.

Wie bereits in der Einleitung erwähnt wurde, kann auch die Lunge mit Hilfe der Dichromographie mit Xenon als Kontrastmittel untersucht werden [RGG⁺95, GGO⁺98], das der Patient in einem Gemisch bestehend aus 80% Xenon und 20% Sauerstoff einatmet und für ca. 5 s in der Lunge hält. Die für eine Lungenaufnahme benötigte Gesamtphotonenzahl läßt sich durch einen Vergleich mit der DESA abschätzen. Alle hierzu relevanten Parameter finden sich in Tab. 7.2.

Zur Erzeugung eines digital energie-subtrahierten Bildes, in dem Koronararterien von 1 mm Durchmesser bei einer Jod-Massenbelegung von nur $c_I = 1 \text{ mg/cm}^2$ noch mit einem $SNR = 5$ dargestellt werden, wird mit dem in [DDH⁺98] verwendeten Detektor ein Photonenfluß von $\Phi_D = 2.7 \cdot 10^{11}/(\text{mm}^2\text{s})$ vor dem Patienten benötigt. Damit erfordert die Aufnahme eines $125 \text{ mm} \times 125 \text{ mm}$ großen Bereiches innerhalb von 250 ms, mit dem das Herz vollständig und innerhalb der "endsystolischen" Herzphase abgebildet werden kann, insgesamt eine Photonenzahl von $N_D = 2 \cdot \Phi_D \cdot 125 \text{ mm} \cdot p_h \cdot t_G = 6.75 \cdot 10^{12}$. Mit $(\Delta\mu/\rho)_I c_I = (\Delta\mu/\rho)_{Xe} c_{Xe}$ folgt mit den in Tab. 7.2 angegebenen Parametern, daß die gleiche Photonenzahl zur Erzeugung eines ebenfalls $125 \text{ mm} \times 125 \text{ mm}$ großen Bildes der Lunge benötigt wird, in dem Bronchien mit einem Durchmesser von $d = 2.6 \text{ mm}$ bei gleichem SNR dargestellt werden. Zur Bereitstellung dieser Photonenzahl steht jedoch ein um ca. einen Faktor 20 längerer Zeitraum von 5 s zur Verfügung.

Am MAMI wird bei einem maximalen Strahlstrom von $I = 100 \mu\text{A}$ von dem in Kap. 2.1 beschriebenen Diamant-Folienstapel bei einer mittleren Photonenergie von 34.56 keV ein

Tabelle 7.2: Parameter zur DESA [DDH⁺98] und für Xenon.

Jod-Massenbelegung c_I in Gefäßen mit 1 mm Durchmesser	1 mg/cm ²
$(\Delta\mu/\rho)_I$ für Energieabstand $\delta E = 300$ eV um die Jod-K-Kante	28.9 cm ² /g
Pixelgröße (Breite $p_b \times$ Höhe p_h)	0.4 mm \times 0.4 mm
Belichtungsdauer pro Zeile t_Z	0.8 ms
Gesamtbelichtungsdauer t_G	250 ms
Photonenfluß Φ_D vor dem Patienten in Bandbreite $\Delta E = 163$ eV	$2.7 \cdot 10^{11}/(\text{mm}^2\text{s})$
$(\Delta\mu/\rho)_{Xe}$ für Energieabstand $\delta E = 300$ eV um die Xenon-K-Kante	26.58 cm ² /g
ρ_{Xe} (Partialdruck im Gasgemisch, $T = 37^\circ$, $p = 1013$ mbar)	$4.13 \cdot 10^{-3} \text{g}/\text{cm}^3$

Fluß von $\Phi_M = 2.1 \cdot 10^{10}/(\text{s} \cdot 0.1\% \text{BW})$ in einen Strahlungskegel mit halbem Öffnungswinkel $\Theta = 0.7$ mrad emittiert. Die Erzeugung eines quasimonochromatischen Röntgenstrahls einer mittleren Energie von 34.56 keV erfordert für den verwendeten HOPG-Kristall einen Bragg-Winkel von $\Theta_B = 3.062^\circ$. Um den Strahlungskegel (mit $\Theta = 0.7$ mrad) vollständig abzudecken, müssen vier ebene HOPG-Kristalle ($l_K = 50$ mm, $h_K = 15$ mm) horizontal nebeneinander angeordnet werden. Bei einer Mosaizität von $\alpha = 0.49^\circ$ kann damit in einem symmetrischen Aufbau von Folienstapel, HOPG-Kristall und Detektor mit $g = b = 7.3$ m nach Gl. (2.12), (2.13) eine Fläche von $\Delta X \times \Delta Y = 126.5$ mm \times 21.5 mm in der Detektorebene ausgeleuchtet werden. Die Bandbreite der monochromatisierten Strahlung in der Detektorebene beträgt dabei $\Delta E = 5.5$ keV. Mit Gl. (2.14) resultiert daraus ein über die gesamte Fläche $\Delta X \times \Delta Y$ zur Verfügung stehender Photonfluß von $\Phi_M = 3.4 \cdot 10^8/(\text{mm}^2\text{s})$. Damit ergibt sich innerhalb der 5 s zur Verfügung stehenden Belichtungsdauer eine Gesamtphotonenzahl von $N_M = 4.6 \cdot 10^{12}$ auf einer Fläche von 126.5 mm \times 21.5 mm, die sich auf die zu belichtende Fläche von 125 mm \times 125 mm "verteilen" läßt, indem das zu untersuchende Objekt innerhalb der 5 s vertikal durch den quasimonochromatischen Röntgenstrahl gefahren wird. Die benötigte Gesamtphotonenzahl kann mit N_M nahezu erreicht werden (70%)⁵. Der hierzu benötigte Photonfluß $\Phi_M = 2.1 \cdot 10^6/(\text{mm}^2\text{s} \cdot 0.1\% \text{BW})$ in der Detektorebene ist dabei ca. um einen Faktor 1000 geringer als der für eine dichromatische Aufnahme benötigte Fluß $\Phi_D = 2.3 \cdot 10^9/(\text{mm}^2\text{s} \cdot 0.1\% \text{BW})$. Daß dennoch nahezu die benötigte Photonenzahl erreicht wird, liegt an der großen in die Detektorebene abgebildeten Bandbreite und dem großflächig zur Verfügung stehenden Fluß⁶.

Steht ein idealer (Nachweiswahrscheinlichkeit 1) zwei-dimensional orts- und energieauflösender Detektor, der eine Fläche von 125 mm \times 21.5 mm abdeckt, zur Verfügung, so kann mit N_M ein Großteil der Lunge äquivalent zur Dichromographie untersucht werden, wenn der Untergrund im Detektor bei Energien im Bereich des [002]-Reflexes vernachlässigbar ist, vgl. Gl. (7.15). Der Untergrund rührt im wesentlichen vom [004]-Reflex her. Dessen erwartete Intensität kann mit den in Tab. 7.3 aufgeführten Größen mit der des [002]-Reflexes verglichen werden. Aufgrund der starken Abnahme des Flusses Φ_M der Übergangsstrahlung oberhalb der Grenzenergie von 63.9 keV (für Diamant) und durch die geringe Reflektivität R_K des

⁵An dieser Stelle wird deutlich, daß, wie bereits in Kapitel 1 erwähnt, mit der Polychromographie eine Untersuchung der Koronararterien am MAMI nicht möglich ist, da die in 250 ms benötigte Photonenzahl nicht erreicht werden kann.

⁶Diese Werte folgen aus $\Phi_M = 3.4 \cdot 10^8/(\text{mm}^2\text{s}) \cdot \frac{1}{\Delta E/E}$ mit $\Delta E = 5.5$ keV und $\Phi_D = 2.7 \cdot 10^{11}/(\text{mm}^2\text{s}) \cdot \epsilon_D \cdot \frac{1}{\Delta E/E} \cdot \frac{1}{5 \text{ s}/250 \text{ ms}}$, wobei mit $\epsilon_D = 0.85$ die Flußreduktion bei Verwendung eines Detektors mit $\epsilon = 1$ berücksichtigt, $\Delta E = 165$ eV ist, $\frac{1}{5 \text{ s}/250 \text{ ms}}$ einer Flußreduktion für eine 5 s dauernde Belichtung Rechnung trägt.

HOPG-Kristalls für den [004]-Reflex ist dieser gegenüber dem [002]-Reflex vor dem Untersuchungsobjekt nahezu um einen Faktor 100 unterdrückt (1%). Durch die Abnahme der Massenschwächungskoeffizienten von Weichgewebe und Knochen mit wachsender Photonenenergie steigt der Anteil des [004]-Reflexes hinter dem Untersuchungsobjekt je nach dessen Zusammensetzung an. In einem Ge-Detektor mit 1 mm aktiver Dicke resultiert so bei einem Untersuchungsobjekt bestehend aus 20 cm Weichgewebe ein Verhältnis von [002]- zu [004]-Reflex von ca. 11.8:1. Wird eine Zusammensetzung von 18.5 cm Weichgewebe und 1.5 cm Knochen angenommen, reduziert sich das Verhältnis auf etwa 4.6:1⁷. Bei den Messungen mit der $d_{Cu} = 136 \mu\text{m}$ dicken Kupferfolie ergab sich ein Verhältnis von [002]- zu [004]-Reflex im Detektor von ca. 3:1, s. Kap. 5.3.1.2. Die Analyse dieser Messungen zeigte im Mittel eine Reduktion des SNR durch den Untergrund von 6%. Bei einem Untersuchungsobjekt bestehend aus 18.5 cm und 1.5 cm Knochen, sollte daher mit dem angenommenen energieauflösenden Detektor das optimale SNR aus Gl. (7.16) erreicht werden können.

Wird stattdessen ein integrierender Detektor verwendet, so können [002]- und [004]-Reflex nicht mehr getrennt werden, und alle im [004]-Reflex enthaltenen Photonen wirken als Untergrundphotonen. Hierdurch tritt in den Intensitätsspektren eine geringere relative Intensitätsabnahme an der K-Kante auf. Dies führt zu einer Reduktion des Signals der mit Kontrastmittel gefüllten Strukturen in den rekonstruierten Bildern. Um den Einfluß des [004]-Reflexes abschätzen zu können, erfolgt ein kurzer Vergleich mit den Verhältnissen bei der in Kap. 1 beschriebenen DESA. Auch dort führen die Photonen der höheren Harmonischen zu einer Verschlechterung der Qualität der Subtraktionsbilder, s. z.B. [CTG⁺95], die eine Korrektur durch spezielle Algorithmen erforderlich macht [ZM92]. Die DESA nutzt Photonen einer Energie von ca. 33 keV. Für das System NIKOS beträgt der Anteil Photonen der nächsthöheren auftretenden Harmonischen bei 99 keV (die 66 keV sind bei dem verwendeten Silizium Kristall in [111]-Orientierung stark unterdrückt) etwa 0.6% im monochromatisierten Strahl vor dem Patienten [DDH⁺98]. Die Quanteneffizienz des bei NIKOS verwendeten Detektors beträgt für 33 keV Strahlung 85% und fällt für 99 keV Strahlung auf ca. 45% ab [DDH⁺98, MDG⁺95]. Wird berücksichtigt, daß die Massenschwächungskoeffizienten von Weichgewebe und Knochen für 99 keV Röntgenstrahlung im Vergleich zu 69 keV Röntgenstrahlung weiter abnehmen⁸, berechnet sich für ein Untersuchungsobjekt bestehend aus 20 cm Weichgewebe ein Verhältnis von 33 keV Photonen zu 99 keV Photonen von ca. 9.9:1, bei Annahme von 18.5 cm Weichgewebe und 1.5 cm Knochen ein Verhältnis von ca. 3:1. Die oben aufgeführten Verhältnisse von erwartetem [002]- zu [004]-Reflex gestalten sich demnach etwas günstiger. Von Vorteil ist jedoch bei der Dichromographie, daß der Massenschwächungskoeffizient von Jod bei 99 keV ($(\mu/\rho)_I \simeq 1.97 \text{ cm}^2/\text{g}$) mehr als einen Faktor drei kleiner ist als knapp unterhalb der K-Kante von Jod ($(\mu/\rho)_I \simeq 6.55 \text{ cm}^2/\text{g}$), während der Absorptionskoeffizient von Xenon für 69 keV-Röntgenstrahlung ($(\mu/\rho)_{Xe} \simeq 5.4 \text{ cm}^2/\text{g}$) in etwa den gleichen Wert wie unterhalb der K-Kante von Xenon ($(\mu/\rho)_{Xe} \simeq 6.13 \text{ cm}^2/\text{g}$) besitzt. Insgesamt gesehen scheint die Verwendung eines integrierenden Detektors für das oben entwickelte Szenario einer Lungenaufnahme jedoch möglich zu sein.

⁷Daneben ist durch die im Vergleich zu Weichgewebe deutlich stärkere Absorption von Knochengewebe auch ein höherer Photonenfluß erforderlich, um weiterhin kontrastmittelgefüllte Strukturen bei gleichem SNR mit gleicher Auflösung darstellen zu können. Bei gleichbleibendem Fluß und SNR können nur entsprechend größere Strukturen sichtbar gemacht werden. Der für die DESA benötigte Photonenfluß von $\Phi_D = 2.7 \cdot 10^{11}/(\text{mm}^2\text{s})$ vor dem Patienten zeigt sich in der Praxis als guter Kompromiss zwischen möglichst gutem SNR und möglichst geringer Strahlenbelastung und führt je nach Konstitution des Patienten zu unterschiedlicher Bildqualität.

⁸Bei 33.17 keV ist $(\mu/\rho)_W = 0.33 \text{ cm}^2/\text{g}$, $(\mu/\rho)_K = 0.77 \text{ cm}^2/\text{g}$, bei 99.51 keV ist $(\mu/\rho)_W = 0.17 \text{ cm}^2/\text{g}$, $(\mu/\rho)_K = 0.18 \text{ cm}^2/\text{g}$.

Tabelle 7.3: Parameter zur Bestimmung des Beitrags der höheren Harmonischen bei einer Lungenaufnahme. Zur Bestimmung von Φ_M wurde die berechnete Intensität der Übergangsstrahlungsverteilung (angenommene mittlere Divergenz des Elektronenstrahls $\sigma = 0.2$ mrad) über einen Kegel mit halbem Öffnungswinkel $\Theta = 0.7$ mrad integriert. Die Größe T_{Luft} gibt die Transmission der Röntgenstrahlung durch eine 7.3 m dicke Luftschicht an, ϵ die Absorption einer 1 mm dicken Germaniumschicht. Die Transmission durch das Untersuchungsobjekt T_{Objekt} kann mit den für Weichgewebe (W) und Knochen (K) angegebenen Massenschwächungskoeffizienten μ/ρ und Dichten $\rho_W = 1.06$ g/cm³ und $\rho_K = 1.06$ g/cm³ [Nis99, JC83] bestimmt werden. Um die Intensitäten der Reflexe vergleichen zu können ist $\Phi_{[hkl]} = \Phi_M \cdot R_K \cdot T_{Objekt} \cdot T_{Luft} \cdot \epsilon_D$ zu bilden. Die abgebildete relative Bandbreite $\Delta E/E \simeq \alpha/\Theta_B$ ist für beide Reflexe gleich.

Reflex	E [eV]	Θ_B [°]	Φ_M [$\frac{\text{Photonen}}{e^{-0.1\%BW}}$]	R_K	$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_W$ [cm ² /g]	$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_K$ [cm ² /g]	T_{Luft}	ϵ_D
[002]	34564	3.063	$3.4 \cdot 10^{-5}$	0.36	0.32	0.70	0.76	0.99
[004]	69128	3.063	$2.8 \cdot 10^{-6}$	0.04	0.19	0.23	0.85	0.52

Voraussetzung für eine Untersuchung der Lunge mit den über die Bandbreite von $\Delta E = 5.5$ keV um die 34.56 keV am Untersuchungsobjekt bereitgestellten Photonen mit Hilfe des entwickelten bildgebenden Verfahrens ist jedoch, daß alle zur Verfügung stehenden Photonen die gleiche Information über das Kontrastmittel tragen.

Abbildung 7.10 zeigt den hinter einem Untersuchungsobjekt bestehend aus 18.5 cm Weichgewebe, 1.5 cm Knochen und 0.26 cm Xenon erwarteten Anstieg der Photonenzahl N im Analyseintervall ΔE bei symmetrischer Vergrößerung von ΔE . Die Photonenzahl nimmt bis zu einem Energieintervall von ca. $\Delta E_{lin.} = 5.5$ keV linear mit ΔE zu (Abweichung 10%). Damit tragen alle innerhalb der Bandbreite von $\Delta E = 5.5$ keV in die Detektorebene abgebildeten Photonen die volle Information über das Kontrastmittel und können zur Bildgebung genutzt werden. Im folgenden wird nun die erforderliche Energievariation des Monochromators in der Detektorebene diskutiert.

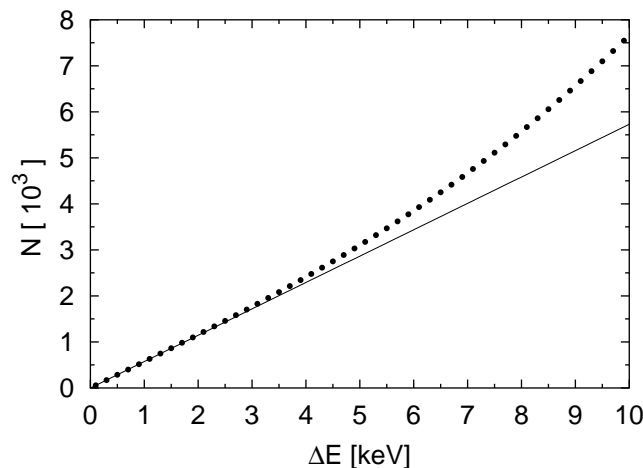


Abbildung 7.10: Berechneter Verlauf der im Analyseintervall ΔE enthaltenen Photonenzahl N bei symmetrischer Vergrößerung von ΔE um die K-Kante von Xenon. Angenommen wurde ein Objekt bestehend aus 18.5 cm Weichgewebe, 1.5 cm Knochen und 0.26 cm Xenon, die erforderlichen Werte für (μ/ρ) stammen aus [Nis99]. Die Photonenzahl N ist über die Eingangsintensität I_0 beliebig skalierbar. Die durchgezogene Linie ist eine lineare Anpassung mit Extrapolation.

In symmetrischer Position des HOPG-Kristalls mit $g = b = 7.3$ m ergibt sich in der Detektorebene eine Dispersion von $\Delta E = 5.5$ keV. Dies bedeutet, daß, wie in Abb. 7.11 schematisch gezeigt ist, in den Randpunkten A und B des Detektors die Energie der Strahlung $E_u = 31.81$ keV bzw. $E_o = 37.31$ keV beträgt.

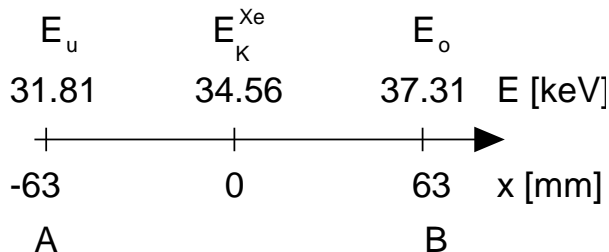


Abbildung 7.11: Schematische Darstellung der Dispersion am Detektor für $g = b = 7.3$ m.

Gleichzeitig muß für die Bildaufnahme die Energie der Strahlung für jeden Punkt symmetrisch um $\Delta E = 5.5$ keV um die K-Kante von Xenon durchgestimmt werden. Der Aufbau des Monochromators ist daher so zu wählen, daß an der Startposition $p = 0$ mm des HOPG-Kristalls im Punkt B die Energie der Strahlung $E_u = 31.81$ keV und am Endpunkt des Verfahrenswegs im Punkt A die Energie der Strahlung $E_o = 37.31$ keV beträgt. Damit ergibt sich der in Abb. 7.12 skizzierte Aufbau und der in Abb. 7.13 dargestellte Verlauf von Energie und Dispersion der monochromatisierten Strahlung in der Detektorebene beim Verfahren des HOPG-Kristalls. Am Startpunkt in a hat die Strahlung in B die Energie E_u , im Punkt A beträgt sie etwa 28 keV. In $p = m = 1000$ mm wird der Soll-Bragg-Winkel $\Theta_{B_m} = 3.063^\circ$ eingestellt und die Energie im Zentrum des Detektors entspricht dem Wert der K-Kante von Xenon. Die Bandbreite der Strahlung auf dem Detektor erreicht hier $\Delta E = 5.5$ keV. Der HOPG-Kristall muß von hier aus weitere 1850 mm in die Position $p = e$ verfahren werden um in A die Energie E_o zu erreichen. In B beträgt die Energie der Strahlung dann knapp 50 keV.

Ein nicht unerheblicher Anteil der Photonen liegt außerhalb des zur Bildgebung angestrebten Energieintervalls ΔE . Da diese Photonen nur in geringem Maße Informationen über

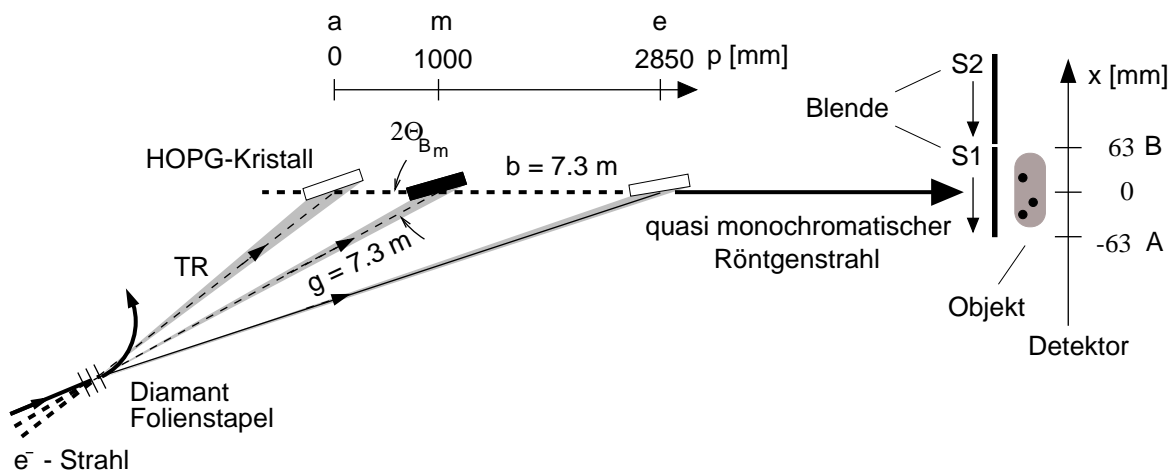


Abbildung 7.12: Schematischer Aufbau für eine Lungenaufnahme.

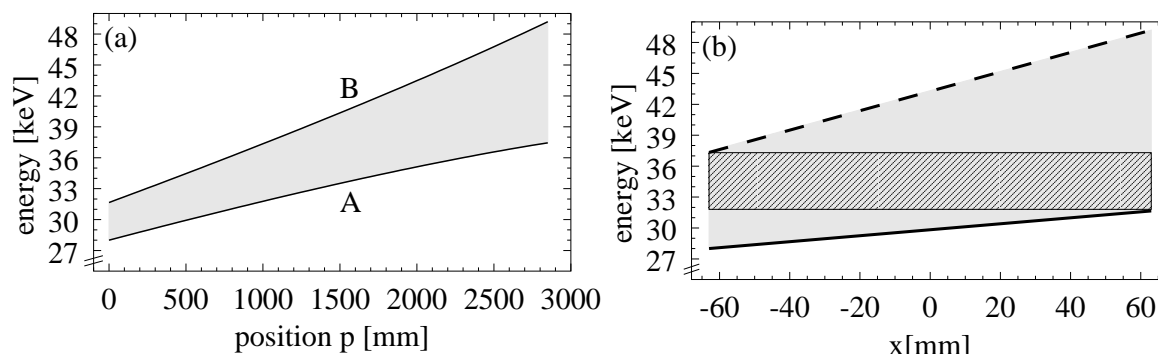


Abbildung 7.13: Energie und Dispersion auf dem Detektor beim Verfahren des HOPG-Kristalls. (a) Dispersion auf dem Detektor in Abhängigkeit der HOPG-Kristallposition p . Die durchgezogenen Linien kennzeichnen das Durchstimmverhalten für die Randpunkte A und B des Detektors. (b) Durchstimmbarer Energiebereich beim Verfahren von $p = 0$ mm (fette durchgezogene Linie) bis $p = 2850$ mm (fette gestrichelte Linie). Schraffiert dargestellt ist der für die Bildgebung gewünschte, symmetrische Bereich von $\Delta E = 5.5$ keV um die K-Kante von Xenon.

das Kontrastmittel tragen, aber eine zusätzliche Strahlenbelastung für das Untersuchungsobjekt darstellen, sollten sie mit einem Blendensystem, s. Abb. 7.12, ausgeblendet werden (die Transmission von 50 keV Röntgenstrahlung durch eine 1 mm dicke Blei-Schicht beträgt z.B. lediglich noch 0.1%). Dessen Funktionsweise sollte wie folgt gewählt werden:

Befindet sich der HOPG-Kristall an seiner Startposition $p = a$, so wird das Objekt vollständig durch die Blende S1 abgedeckt. Beim Verfahren des HOPG-Kristalls muß, da mit abnehmender dispersiver Koordinate x erst mit zunehmender HOPG-Kristallposition p die Energie E_u erreicht wird, zunächst synchronisiert zur Verfahrensbewegung die Blende S1 nach unten bewegt und das zu analysierende Objekt langsam freigegeben werden. Erreicht der HOPG-Kristall die Position $p = m$, so wird das Objekt vollständig vom quasimonochromatischen Röntgenstrahl ausgeleuchtet. Bei weiterem Verfahren des HOPG-Kristalls ($p > m$) erreicht die Energie der Strahlung beginnend am Punkt B Werte oberhalb von E_o , so daß nun die Blende S2 zu kleineren Werten in der dispersiven Koordinate x bewegt werden muß und damit das Objekt langsam wieder abdeckt. Für jeden Punkt in der dispersiven Koordinate läßt sich so die Energie ausschließlich über das gewünschte Intervall $\Delta E = 5.5$ keV um die K-Kante von Xenon durchstimmen. Da in jeder dispersiven Koordinate ein eigenes Durchstimmprofil für die Energie der Strahlung existiert, muß die Verfahrensbewegung von S1 und S2 exakt an dieses angepaßt werden.

Um einen in der vertikalen Richtung größeren Bereich als die vom HOPG-Kristall ausgeleuchtete Fläche abzubilden, muß das Analyseobjekt nach einem kompletten Durchstimmvorgang (Verfahren von $p = a$ nach $p = e$ oder in entgegengesetzter Richtung) vertikal um $\Delta Y = 21.5$ mm verfahren werden. Wird angenommen, daß aufgrund des vertikalen Verfahrens insgesamt 1 s der für die Bildgebung zur Verfügung stehenden Zeitdauer von 5 s zur Belichtung nicht genutzt werden kann, so ergibt sich unter Berücksichtigung von $N_M = 0.7N_D$, daß insgesamt ein ca. 125 mm \times 70 mm großer Bereich der Lunge abbildbar sein müßte. Um einen Bereich von 125 mm \times 65 mm aufzunehmen, muß das Untersuchungsobjekt zweimal bewegt werden. Während der restlichen 4 s ist der HOPG-Kristall dreimal über eine Strecke von 2850 mm zu verfahren. Hierzu wird eine mittlere Verfahrensgeschwindigkeit von $v = 2.14$ m/s benötigt. Diese ist mit einem Leistungsantrieb (Drehstrom-Asynchronmotor, $v_{max.} = 4$ m/s, s. [Gör97]) problemlos erreichbar, so daß Aufnahmen von Teilen der Lunge prinzipiell unter

den genannten Voraussetzungen möglich sein sollten.

Die Realisierung eines solchen Projektes bedarf jedoch noch weitergehender, detaillierter Untersuchungen. Ein entscheidender Punkt ist hierbei, daß zur Erreichung des in Gl. (7.15) gegebenen Signal-zu-Rausch-Verhältnisses der Transmissionsverlauf den Anpassungsrechnungen zugrunde gelegt werden muss. Steht dieser nicht zur Verfügung, wird eine um einen Faktor vier höhere Photonenzahl benötigt bzw. der abbildbare Bereich verringert sich bei der berechneten, zur Verfügung stehenden Photonenzahl um einen Faktor vier. In diesem Zusammenhang wäre zu klären, welcher zusätzlichen maximalen Strahlenbelastung das Untersuchungsobjekt bei der Durchführung einer erforderlichen Leeraufnahme ausgesetzt werden muß, um die benötigte Information noch zu erhalten. Zu untersuchen wäre auch die Fragestellung, ob nicht auch bereits mit einem einfachen Phantom des Untersuchungsobjektes die Information mit ausreichender Genauigkeit gewonnen werden kann. Neben dieser prinzipiellen Frage sind noch alle technischen Fragen im Detail zu untersuchen und zu optimieren, da das entwickelte bildgebende System als Prototyp aufgebaut wurde. Hierzu zählt die Steuerung des Gesamtablaufs, zu dem nun noch zusätzlich zur Regelung des Elektronenstrahls, der Verfahrenbewegung und Drehung des Kristalls, die Koordination des vertikalen Verfahrens des Untersuchungsobjektes sowie des Blendensystems hinzukäme. Daneben müßte ein Sicherheitssystem für den Patienten entwickelt werden sowie das Computersystem zur Datenaufnahme und Analyse so optimiert werden, daß das rekonstruierte Bild bereits unmittelbar im Anschluß an die Aufnahme zur Verfügung steht.

Neben dieser medizinischen Anwendung könnte das bildgebende Verfahren auch im Bereich der Material- und Geowissenschaften Anwendung finden. Hier ermöglicht es die zerstörungsfreie, elementspezifische Analyse der Zusammensetzung von Proben. Da solche Untersuchungen zeitunkritisch sind, sollte der entwickelte Prototyp bereits dafür genutzt werden können.

A Ein Strahlführungssystem für Experimente mit kohärenter Röntgenstrahlung

Das neuartige bildgebende Verfahren ist integraler Bestandteil des Strahlführungssystems der Kollaboration X1. Dieses existierte bei Beginn dieser Arbeit noch nicht. Ein wesentlicher Schwerpunkt der Arbeit bestand daher darin, ausgehend von einem in einer Diplomarbeit entwickelten Entwurf [Hag95], das Strahlführungssystem neu zu konzipieren und anschließend aufzubauen. In diesem Kapitel wird, nach einer kurzen Darstellung der zum Verständnis erforderlichen Grundlagen der linearen Strahloptik, das realisierte Konzept erläutert und anschließend der Aufbau des Strahlführungssystems beschrieben. Abschließend wird in Abschnitt A.4 das Vermessen der Strahlparameter an den verschiedenen Experimentierplätzen vorgestellt.

A.1 Grundlagen der linearen Strahloptik

In diesem Abschnitt erfolgt zunächst eine Beschreibung des Matrixformalismus zur Berechnung der Transformationseigenschaften einer Magnetanordnung. Anschließend wird die Erweiterung dieser Einteilchenoptik auf das Teilchenensemble erläutert, so daß das Verhalten eines Teilchenstrahls längs eines Strahlführungssystems beschrieben werden kann. Die Betrachtungen erfolgen jeweils in linearer Näherung. Ausführliche Darstellungen und Herleitungen finden sich u.a. in [Ban66, Sep67, Ste65, Wie93]. Im letzten Unterabschnitt wird dann das in der Strahlführung eingesetzte Fokussierungsprinzip zur Erzeugung von Strahltaillen variabler Größe erläutert.

A.1.1 Einteilchenoptik

Zur Ablenkung geladener, relativistischer Teilchen werden magnetische Felder eingesetzt, deren Wirkung durch die Lorentzkraft gegeben ist ¹. Die Wirkung der Kraft wird in einem mit einem Sollteilchen mitbewegten Koordinatensystem, s. Abb A.1, beschrieben, dessen Bahn durch den gewünschten geometrischen Verlauf der Strahlführung vorgegeben ist. Die Bewegungsgleichungen für ein Teilchen der Ladung e , das in Ort, Richtung und Impuls vom Sollteilchen abweichen kann, die sog. paraxialen Bahngleichungen ² ergeben sich zu

$$x'' + \left(\frac{1}{R^2} + k \right) x = \frac{1}{R} \frac{\Delta p}{p_0} \quad (\text{A.1})$$

¹Elektrische Felder mit gleicher Wirkung sind technisch nicht realisierbar.

²Die paraxialen Bahngleichungen folgen aus den allgemeinen Bewegungsgleichungen unter folgenden vereinfachenden Annahmen: Das Magnetfeld besitzt nur transversale Komponenten (B_x, B_y) , Mittelebenensymmetrie und eine Feldverteilung bei der für $(x,y)=(0,0)$ nur $B_y \neq 0$ ist. Der Krümmungsradius R der Sollbahn ist groß gegen die Ablagen des Teilchens vom Sollteilchen. Für die relative Impulsabweichung des Teilchens vom Sollteilchen gilt $\frac{\Delta p}{p_0} \ll 1$. Alle diese Annahmen sind für die verwendeten Elemente erfüllt.

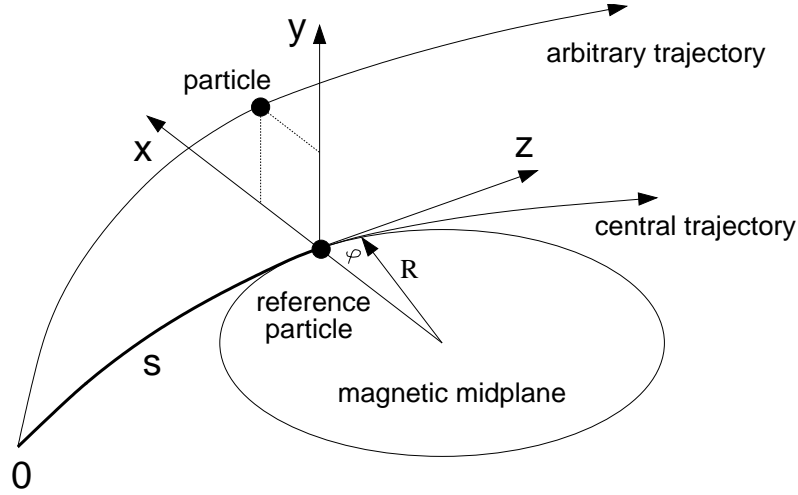


Abbildung A.1: Koordinatensystem zur Beschreibung der Teilchenbewegung. Der längs der Sollbahn zurückgelegte Weg s gibt hinsichtlich eines beliebigen aber festen Startpunktes 0 die momentane Position eines mitbewegten, orthogonalen Koordinatensystem (x,y,z) an. In dessen Ursprung liegt das Sollteilchen bezüglich dessen die Lage des betrachteten Teilchens angegeben wird. Die Achsen x und z liegen in der horizontalen Ebene, die durch R und φ bestimmt wird. R ist der momentane Krümmungsradius der Bahn, φ der Ablenkwinkel bezüglich eines Anfangswertes. Die z -Achse verläuft tangential zur Sollbahn. Die Koordinate y beschreibt die vertikale Position des Teilchens.

$$y'' - ky = 0 \quad (\text{A.2})$$

mit dem Krümmungsradius der Sollbahn R , dem Impuls des Sollteilchens p_0 , dem Betrag der Impulsabweichung des Teilchens vom Sollteilchen Δp und dem Koeffizienten der Fokussierung $k = \frac{e}{p_0} \frac{\partial B_y}{\partial x}$. Die Differentiation erfolgt nach der Koordinate s . Sind $1/R$ und k konstant, kann die allgemeine Lösung der homogenen Differentialgleichung

$$u'' + Ku = 0 \quad (\text{A.3})$$

(vgl. Gl. (A.1) mit $x = u$, $K = \frac{1}{R^2} + k$ und Gl. (A.2) mit $y = u$, $K = -k$) mit den Anfangsbedingungen u_0 und u'_0 für Ort und Richtung des Teilchens im Matrixformalismus dargestellt werden als

$$\begin{pmatrix} u(s) \\ u'(s) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C(s) & S(s) \\ C'(s) & S'(s) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_0 \\ u'_0 \end{pmatrix} = \mathbf{M}\vec{u}. \quad (\text{A.4})$$

\mathbf{M} heißt die Transfermatrix des strahloptischen Elementes zwischen 0 und s . Hierin beschreibt C die Vergrößerung der Ablage durch das System ($u'_0 = 0$), S ist die effektive Lauflänge ($u_0 = 0$), $C' = -1/f$, wobei f die Brennweite bzgl. der Hauptebene des Elementes ist, und S' beinhaltet die Richtungsänderung des Teilchens ($u_0 = 0$).

Für einen idealen Quadrupol der Länge l ist $1/R = 0$ und $K = k$. Für $K > 0$ fokussiert der Quadrupol in der horizontalen und defokussiert in der vertikalen Ebene. Mit $\vartheta = l\sqrt{|K|}$ lauten die Transfermatrizen

$$\mathbf{M}_x = \begin{pmatrix} \cos \vartheta & \frac{1}{\sqrt{|K|}} \sin \vartheta \\ -\sqrt{|K|} \sin \vartheta & \cos \vartheta \end{pmatrix} \quad \mathbf{M}_y = \begin{pmatrix} \cosh \vartheta & \frac{1}{\sqrt{|K|}} \sinh \vartheta \\ \sqrt{|K|} \sinh \vartheta & \cosh \vartheta \end{pmatrix}. \quad (\text{A.5})$$

Für $K < 0$ vertauschen sich die Matrizen und damit die Fokussierungseigenschaften.

Im Falle einer feldfreien Driftstrecke der Länge l gilt $1/R = 0$ und $K = 0$. Damit folgt

$$\mathbf{M}_x = \mathbf{M}_y = \begin{pmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{pmatrix} . \quad (\text{A.6})$$

Bei einer Ablenkung in der horizontalen Ebene ist $1/R \neq 0$. Die Beschreibung der Transformation in dieser Ebene folgt durch Lösen der inhomogenen Dgl. (A.1) durch eine Linearkombination der beiden Lösungen der homogenen Dgl. und einer partikulären Lösung $(\Delta p/p_0)D$ mit der Dispersionsfunktion $D(s)$ ³. Die Transfermatrix wird in der horizontalen Ebene zu einer 3×3 -Matrix, wobei $\delta = \Delta p/p_0$ die dritte Teilchenkoordinate darstellt, die bei Vernachlässigung der Synchrotronstrahlung bei den hier beschriebenen Transformationen im transversalen Phasenraum nicht verändert wird⁴. Zur reinen Ablenkung in dieser Ebene dienen Dipolmagnete mit konstantem Feld in der Strahlebene. Die Transfermatrix eines homogenen Sektormagneten ($R = \text{const}$, $k = 0$, Ein- und Austrittswinkel des Elektronenstrahls zur Polkantennormalen $= 0^\circ$) mit magnetischer Länge l und Ablenkwinkel $\varphi = lR$ ist gegeben durch

$$M_x = \begin{pmatrix} C & S & D \\ C' & S' & D' \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \varphi & R \sin \varphi & R(1 - \cos \varphi) \\ -\frac{1}{R} \sin \varphi & \cos \varphi & \sin \varphi \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} . \quad (\text{A.7})$$

Ist der Einfluß des Randfeldes vernachlässigbar ($R \gg \text{Gapweite}$), wirkt der Dipol in der vertikalen Ebene wie eine Driftstrecke der Länge $R\varphi$. Schiefe Ein- und Austrittswinkel des Strahls zur Polkantennormalen wirken in diesem Fall in beiden Ebenen wie dünne Linsen mit gleich großen, jedoch entgegengesetzten Brennweiten.

Die lineare Berechnung des Transformationsverhaltens eines Systems aus mehreren strahloptischen Elementen erfolgt durch Matrixmultiplikation von links.

A.1.2 Strahloptik im Phasenraum

Neben den Abbildungseigenschaften eines Magnetsystems ist der Verlauf der Strahleinhüllen des gesamten Teilchenensembles von Interesse. Grundlage für diese Beschreibung ist die Darstellung des Bewegungszustandes eines Teilchens im strahloptischen Phasenraum $(x, y, z, x', y', \delta)$ mit den Koordinaten x, y und z , den Flugrichtungen $x' = p_x/p_z$ und $y' = p_y/p_z$ sowie der relativen Impulsabweichung $\delta = \Delta p/p_0 = (p_z - p_0)/p_0$ vom Sollimpuls p_0 ⁵. Die Dichte der Teilchen ρ bezüglich dieser Phasenraumkoordinaten läßt sich häufig durch eine Gauß-Verteilung

$$\rho(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\xi} \exp\left(-\frac{\xi^2}{2\sigma_\xi^2}\right) \quad (\text{A.8})$$

³Die Dispersion $D(s)$ ist gegeben durch (s. z.B. [Wie93]) $D(s) = S(s) \int_0^l \frac{1}{R} C(\bar{s}) d\bar{s} - C(s) \int_0^l \frac{1}{R} S(\bar{s}) d\bar{s}$, mit l der magnetischen Länge des strahloptischen Elementes.

⁴Für relativistische Elektronen der Energie E , die im Magnetfeld auf einer Kreisbahn mit Krümmungsradius R (in m) um einen Winkel φ (in rad) abgelenkt werden, ist der mittlere Energieverlust durch Emission von Synchrotronstrahlung gegeben durch $\Delta E(\text{MeV}) = 0.04425 \cdot (E^4(\text{GeV})/R) \cdot (\varphi/\pi)$. Darüberhinaus führt der stochastische Charakter der Emission zu einer Energieverbreiterung von $(\sigma_E/E)^2 = 1.44 \cdot 10^{-27} \varphi \cdot \gamma^5/R^2$ [LNT] mit dem Lorentz-Faktor γ . Für 855 MeV Elektronen, $R = 2.484$ m und $\varphi = 46.5^\circ$, vgl. X1DIPL18 Tab. A.4, ergibt sich $\Delta E = 2.5$ keV und der Sollimpuls p_0 kann als konstant betrachtet werden. Die Energieverbreiterung von $\sigma_E = 1.3$ keV (≈ 3 keV (FWHM)) ist vernachlässigbar gegen die Energieschärfe des von MAMI gelieferten Strahls, die 30 keV (FWHM) [EHH⁺] beträgt.

⁵In linearer Näherung ist $\frac{p_x}{p_z} = \frac{x'}{z'} = \frac{x'}{1 + \frac{1}{R}x} \simeq x'$ [Hin97]. Analoges gilt für die vertikale Flugrichtung y' .

(hier auf eins normiert) angeben, wobei ξ für eine der 6 Koordinaten steht. u ist jetzt diejenige Koordinate, bei der $\rho = 0.61\rho(0)$ ist (1σ -Wert).

Das im Phasenraum eingenommene Volumen, das bei gleichbleibendem Gesamtimpuls p_0 und ohne Synchrotronstrahlungseffekte invariant unter strahloptischen Abbildungen ist, wird üblicherweise durch ein 6-dimensionales Ellipsoid beschrieben, dessen Projektionen auf den horizontalen Phasenraum (x, x') , den vertikalen Phasenraum (y, y') und den longitudinalen Phasenraum (z, δ) Phasenellipsen sind. Im Hinblick auf den Entwurf und die Beschreibung des Strahlführungssystems sind nur die transversalen Phasenräume relevant ⁶. Die Phasenellipse, vgl. Abb. A.2, ist definiert durch

$$\gamma u^2 + 2\alpha uu' + \beta u'^2 = \epsilon \quad , \quad (\text{A.9})$$

wobei u für eine der transversalen Koordinaten x, y und u' für x' bzw. y' steht. Die Größen α , β und γ werden als Twiss-Parameter und ϵ als Emittanz bezeichnet. Eine Ellipse wird durch 3 Parameter vollständig beschrieben. Die Twiss-Parameter sind daher über $\gamma = (1 + \alpha^2) / \beta$ miteinander korreliert. Sie bestimmen Form und Orientierung der Ellipse. In einem Fokus ist $\alpha = 0$ und die Ellipse steht aufrecht. In diesem Fall wird auch von einer Waist oder einer Strahltaile gesprochen. Für $\alpha = 0$ ist bei vorgegebener Divergenz die Strahlbreite und bei vorgegebener Strahlbreite die Divergenz minimal. Die Emittanz ϵ ist ein Maß für die Fläche der Ellipse und ist definiert über $F = \int_{\text{Ellipse}} dud u' = \pi \epsilon$ ⁷. Am MAMI z.B. beträgt sie bei einer Energie von 855 MeV in der vertikalen Ebene $\epsilon_y = 1 \cdot 10^{-3}$ mm mrad, in der horizontalen Ebene ist sie aufgrund stochastischer Emission von Synchrotronstrahlung größer und liegt bei $\epsilon_x = 7.3 \cdot 10^{-3}$ mm mrad [Hag95].

Die Strahleinhüllende längs des Strahlführungssystems, im folgenden auch Enveloppe genannt, ist gegeben durch $E(s) = \sqrt{\epsilon \beta(s)}$. Alle im folgenden angegebenen Strahlbreiten und Divergenzen entsprechen dem Wert einer Standardabweichung einer Gauß-Verteilung $\sigma_{x,y}(s) = \sqrt{\epsilon_{x,y} \beta_{x,y}(s)}$ bzw. $\sigma_{x',y'}(s) = \sqrt{\epsilon_{x,y} \gamma_{x,y}(s)}$.

Die Transformation einer Phasenellipse durch ein Strahltransportsystem erfolgt ebenfalls mit Hilfe des Matrixformalismus. Nach [Ste65] wird hierbei aus den Elementen der Transfermatrix der Einteilchentransformation (C, S, C', S') eine 3×3 Matrix aufgestellt mit der die Eingangs-Twiss-Parameter $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$ gemäß

$$\begin{pmatrix} \beta \\ \alpha \\ \gamma \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C^2 & -2SC & S^2 \\ -CC' & S'C + SC' & -SS' \\ C'^2 & -2S'C' & S'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \beta_0 \\ \alpha_0 \\ \gamma_0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.10})$$

durch das strahloptische System transformiert werden. Umgekehrt können durch Multiplikation von Gl. (A.10) mit der inversen Transformationsmatrix die Twissparameter am Eintritt des Systems durch die an dessen Austritt beschrieben werden

$$\begin{pmatrix} \beta_0 \\ \alpha_0 \\ \gamma_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S'^2 & 2SS' & S^2 \\ C'S' & S'C + SC' & CS \\ C'^2 & 2CC' & C^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \beta \\ \alpha \\ \gamma \end{pmatrix} \quad . \quad (\text{A.11})$$

⁶Im vorliegenden Fall ist der longitudinale Phasenraum nur dann von Interesse, wenn energieabhängige Flugzeiten betrachtet werden.

⁷Die Definition der Strahlemittanz in der Literatur ist nicht einheitlich. Während von einigen Autoren $\epsilon = F/\pi$ als Emittanz bezeichnet wird, siehe z.B. [Wil92], wird manchmal auch das Produkt $\pi\epsilon$ als Emittanz definiert, siehe z.B. [Hin97]. Die Emittanz ϵ ist abhängig vom Longitudinalimpuls. Um verschiedene Emittanzen vergleichen zu können, wird die invariante, normierte Emittanz $\epsilon_n = \epsilon\beta\gamma$ angegeben. Sie ist die Emittanz, die sich für einen Impuls $p = m_0c\beta\gamma$ mit $\beta\gamma = 1$ ergibt, mit der Ruhemasse des Teilchens m_0 und den relativistischen Parametern $\beta = v/c$ und $\gamma = E/(m_0c^2)$.

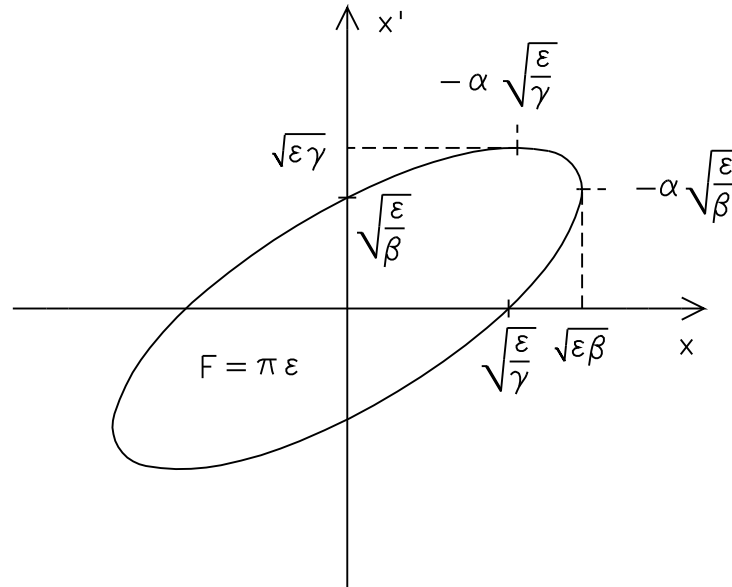


Abbildung A.2: Phasenellipse in der (x, x') -Ebene. Während sich die Twiss-Parameter längs eines Strahlführungssystems ändern, bleibt die Fläche der Ellipse und damit die Emittanz nach dem Satz von Liouville konstant. Für die dargestellte Ellipse ist $\alpha < 0$ und der Strahl ist divergent. Für $\alpha > 0$ ist der Strahl konvergent. In einem Fokus gilt $\alpha = 0$ und die Ellipse steht aufrecht.

Dieses Rückwärtsrechnen einer Abbildung ist z.B. hilfreich, wenn an einem vorgegebenen Ort, z.B. einem Experimentierplatz, mit einem Linsensystem bestimmte Zielparame-ter eingestellt werden müssen. Mit Gl. (A.11) können die erforderlichen Twiss-Parameter am Eintritt des Linsensystems oder an einer Stelle mit einer Meßmöglichkeit für die Strahlparameter berechnet werden, an die der Eingangsstrahl mit weiter strahlaufwärts gelegenen Elementen angepaßt werden muß.

A.1.3 Erzeugung von Strahltaillen variabler Größe

A.1.3.1 Fokussierungsprinzip

Abbildung A.3 zeigt die prinzipielle Anordnung zur Einstellung von Strahltaillen variabler Größe. Sie besteht aus zwei Linsen und zwei Driftstrecken.

Bei fest vorgegebenen Strahlparametern α_0 und β_0 am Eintritt des Systems und einem einzustellenden Fokus ($\alpha_4 = 0$) mit einem bestimmten Wert β_4 wird die Anordnung zunächst rückwärts betrachtet. Gemäß Gl. (A.11) ergibt sich die erforderliche Größe von β_2 am Eintritt der Linse L2 durch Rücktransformation der Twiss-Parameter zu

$$\beta_2 = \beta_4 + \frac{l_3^2}{\beta_4} = \beta_4 \left(1 + \left(\frac{l_3}{\beta_4} \right)^2 \right) . \quad (\text{A.12})$$

Sie wird durch die Breite des geforderten Fokus und die Länge der Drift bestimmt. Die erforderliche Brennweite der Linse berechnet sich zu

$$f_2 = (\beta_4 + l_3^2/\beta_4) / (l_3/\beta_4 - \alpha_2) . \quad (\text{A.13})$$

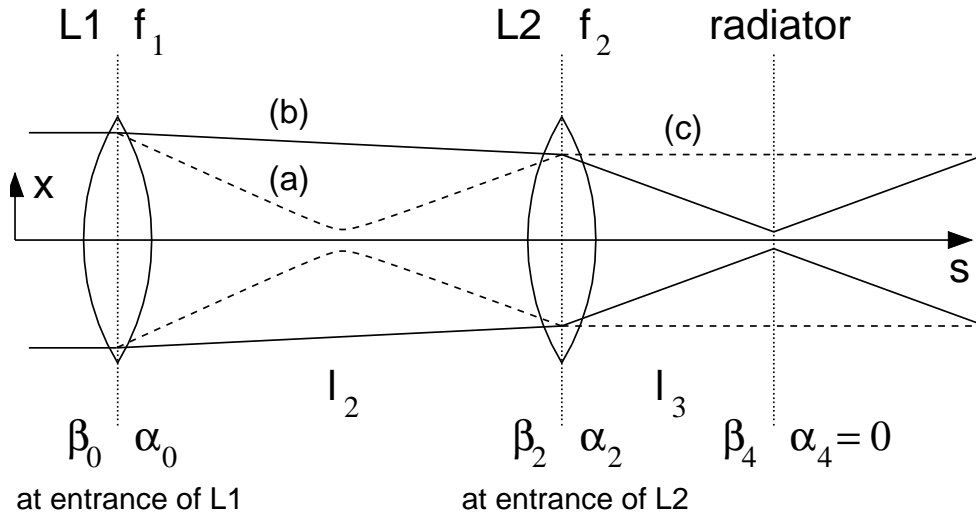


Abbildung A.3: Fokussierungsschema. Die Linse L1 paßt den Eingangsstrahl in (a) über einen Zwischenfokus, in (b) durch leichtes Zusammenführen an die erforderliche Strahlausdehnung am Eintritt der Linse L2 an, mit der dann der geforderte Fokus am Ort des Radiators realisiert wird. (c) zeigt die Einstellung eines Parallelstrahls (“breiter Fokus”) über Strahlanpassung gemäß Strahlengang (a).

Sie hängt neben β_4 und l_3 über α_2 noch von der Neigung der Ellipse am Linseneintritt ab. Hierbei muß, da die Linse fokussierend ($f_2 > 0$) wirken soll, $\alpha_2 < l_3/\beta_4$ sein. Die minimale Brennweite $f_{2,min}$ der Linse schränkt die maximal zulässige Divergenz des Eingangsstrahls ein, so daß zusätzlich $\alpha_2 \geq (l_3/\beta_4 - (\beta_4 + l_3^2/\beta_4)/f_{2,min})$ gelten muß.

Um das erforderliche β_2 am Eintritt der Linse L2 einzustellen, wird eine zweite Linse benötigt, deren Brennweite f_1 ebenfalls aus der Transformation der Twissparameter folgt. Für $\alpha_0 = 0$ ergibt sich ⁸

$$f_1 = l_2 / (1 \pm \sqrt{D}) \quad D = (\beta_2/\beta_0 - l_2^2/\beta_0^2) \quad . \quad (\text{A.14})$$

Für $D < 0$ gibt es keine Lösung, und der gewünschte Fokus kann in der gewählten Geometrie und dem Eingangsstrahlparameter β_0 nicht realisiert werden. Im Fall $D = 0$ muß $f_1 = l_2$ gewählt werden. Für $D > 0$ muß zwischen den Lösungen für $\pm\sqrt{D}$ unterschieden werden. Bei Wahl des positiven Vorzeichens in Gl. (A.14) wird das erforderliche β_2 über einen Fokus zwischen den Linsen L1 und L2 eingestellt. Dies hat den Nachteil, daß L2 stark erregt werden muß, um das Vorzeichen von α_2 umzukehren und aus einem divergenten einen konvergenten Strahl zu machen. Bei Wahl des negativen Vorzeichens in Gl. (A.14) beinhaltet $D > 1$ eine Strahlaufweitung über eine Defokussierung, was in der Praxis nur eingeschränkt möglich ist. $D = 1$ führt zu $f_1 = \infty$ und der Strahl erreicht allein durch die Drift das geforderte β_2 am Eintritt von L2. Den optimalen Fall stellt $0 < D < 1$ dar, bei dem $f_2 > l_2$ folgt. Der Strahl wird schwach zur Linse L2 zusammengeführt, die dann nur noch den Betrag von α_2 anpassen muß.

Um in beiden Ebenen Strahltaillen unterschiedlicher Größe einstellen zu können, müssen für L1 und L2 jeweils Linsensysteme bestehend aus Quadrupoldoublets oder Triplets eingesetzt werden. Hierbei gestaltet sich die Fokussierung mit dem Triplett übersichtlicher und flexibler,

⁸Der Spezialfall $\alpha_0 = 0$ bedeutet keine Einschränkung der Allgemeingültigkeit, da er jederzeit durch Vorschalten einer weiteren dünnen Linse im Abstand $d = 0$ m realisiert werden kann.

da bei ihm die Hauptebenen in der Regel nahe dem Symmetriezentrum liegen und ihre Lage unabhängig von den Brennweiten der Einzellinsen ist. Beim Dublett hingegen liegen sie weit auseinander und außerhalb des Linsensystems. Zudem verschieben sie sich erheblich bei Variation der Brennweiten der Einzellinsen. Eine ausführliche Diskussion der Erzeugung von Strahltaillen variabler Größe findet sich in [Hag95].

Im folgenden wird nun dargelegt, wie in der Praxis die Einstellung eines Fokus erfolgen soll.

A.1.3.2 Einstellung des Fokus

Wie im letzten Abschnitt dargelegt, wird bei $\beta_2 = \beta_4 + l_3^2/\beta_4$ am Linseneintritt ein Fokus mit β_4 am Radiator eingestellt, wenn die Brennweite der Linse zu $f_2 = (\beta_4^2 + l_3^2)/l_3$ gewählt wird ($\alpha_2 = 0$). Gilt $\beta_4 \ll l_3$, so folgt $f_2 \cong l_3$. Die Brennweite, und damit der Fokus, kann in diesem Fall experimentell eingestellt werden, indem durch Variation von f_2 die z.B. mit einem Strahlprofilmonitor am Ort des Radiators gemessene Strahlbreite $\sqrt{\epsilon\beta_4}$, die durch

$$\beta_4 = \left(1 - \frac{l_3}{f_2}\right)^2 \beta_2 + \frac{l_3^2}{\beta_2} \quad (\text{A.15})$$

bestimmt wird, minimiert wird (dies führt nach Gl. (A.15) zu $f_2 = l_3$). Entspricht die dabei gemessene Breite $\beta_4 = l_3^2/\beta_2$ nicht dem geforderten Wert, so muß die Breite des Eingangsstrahls β_2 variiert werden. Eine Wiederholung der Minimierungsprozedur ist nicht erforderlich, da diese immer zu $f_2 = l_3$ führt und f_2 bereits im ersten Schritt gefunden wurde.

Ist $\beta_4 \ll l_3$ nicht erfüllt, so führt die Minimierungsprozedur zu einer zu kurzen Brennweite, und der am Radiator eingestellte Strahl ist schmaler als die bei gegebenem β_2 einstellbare Strahltaille. Während sich die Strahlbreite am Radiator durch Verkleinern von β_2 realisieren läßt, wird durch $f_2 = l_3$ jedoch kein Fokus mehr eingestellt, so daß die Divergenz $\sigma'_{m.}$ des durch Minimierung eingestellten Strahls größer als die Divergenz $\sigma'_{fok.}$ einer Strahltaille gleicher Breite ist. Tabelle A.1 veranschaulicht den Sachverhalt für einige einzustellende Foki bei zwei unterschiedlichen Entfernungen zwischen Linse und Radiator. Es wird deutlich, daß die Abweichungen zwischen $\sigma'_{m.}$ und $\sigma'_{fok.}$ mit zunehmendem Abstand zwischen Linse und Radiator und kleinerem angestrebtem Fokus abnehmen.

Da die Minimierungsprozedur keine aufrecht stehende Phasenellipse am Strahlprofilmonitor liefert, wird im folgenden abgeschätzt, inwieweit sich die Divergenz $\sigma'_{m.}$ von $\sigma'_{fok.}$ unterscheidet, ob also der realisierte Strahlfleck in erster Näherung noch als Fokus betrachtet werden kann. Bei der Minimierungsprozedur ergibt sich mit $f_2 = l_3$ aus der Transformation der Twiss-Parameter $\alpha_4 = -l_3/\beta_2 = -\beta_4/l_3$. Die Divergenz des minimierten Strahls mit der gemessenen Breite σ_4 berechnet sich damit zu

$$\sigma'_{m.} = \sqrt{\epsilon \frac{1 + \alpha_4^2}{\beta_4}} = \sqrt{\frac{\epsilon}{\beta_4} + \frac{\epsilon\beta_4}{l_3^2}} = \sqrt{\left(\frac{\epsilon}{\sigma_4}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_4}{l_3}\right)^2} \quad (\text{A.16})$$

Für einen Fokus gleicher Breite beträgt die Divergenz $\sigma'_{fok.} = \epsilon/\sigma_4$. Hieraus folgt

$$\frac{\sigma'_{m.}}{\sigma'_{fok.}} = \sqrt{1 + \frac{\sigma_4^4}{\epsilon^2 l_3^2}} \quad (\text{A.17})$$

Tabelle A.1: Die Strahlbreite σ_4 am Radiator wird sowohl (a) durch Fokussierung als auch (b) durch Strahlbreitenminimierung eingestellt. Ist $\beta_4 \ll l_3$ nicht erfüllt, so führt (b) zu einer größeren Divergenz $\sigma'_{m.}$ als durch (a) mit $\sigma'_{fok.}$ möglich ist. Die Beispiele entsprechen in der Größenordnung der Strahlbreiten und in der Geometrie in der Näherung der dünnen Linse der Fokussierung für den später beschriebenen Strahlplatz TR-C mit dem Quadrupoldublett X1QUAD15&16 ($l_3 = 1$ m) bzw. X1QUAD09&10 ($l_3 = 8$ m), vgl. Abb. A.5. Den Rechnungen liegt die o.a. horizontale MAMI-Emittanz zugrunde, für den Eingangsstrahl gilt $\alpha_2 = 0$.

		$l_3 = 1$ m		$l_3 = 8$ m		
		I	II	I	II	III
am Radiator	$\sigma_4 [\mu\text{m}]$	10	60	60	170	230
eingestellt	β_4 [m]	0.014	0.493	0.493	3.959	7.247
(a) mit	$\sigma_2 [\mu\text{m}]$	730	135.7	975.2	383.3	342.6
durch Fokussierung	$f_{2,fok.}$	1	1.24	8.03	9.96	14.56
($\alpha_4 = 0$)	$\sigma'_{4,fok.}$ [mrad]	0.73	0.122	0.122	0.043	0.032
(b) mit	$\sigma_2 [\mu\text{m}]$	730	121.7	973.3	343.5	253.9
durch Minimierung	$f_{2,m.}$	1	1	8	8	8
($\alpha_4 \neq 0$)	$\sigma'_{4,m.}$ [mrad]	0.73	0.136	0.122	0.048	0.043

Wird so z.B. horizontal ein Strahlfleck von $60 \mu\text{m}$ Breite aus 1 m Entfernung durch Minimierung eingestellt, so ist seine Divergenz um 11% größer als im Fokus⁹. Bei Minimierung aus 8 m Entfernung beträgt die Vergrößerung nur 0.2%. Wie anhand von Gl. (A.17) zu erkennen ist, nimmt die Vergrößerung mit kleinerer Emittanz, also im vertikalen Phasenraum, zu.

Bei den bereits erwähnten MAMI-Emittanzen können bei einem Abstand von 1 m horizontal Foki bis ca. $70 \mu\text{m}$ und vertikal bis ca. $25 \mu\text{m}$ durch Strahlbreitenminimierung auf einen Profilmonteur eingestellt werden (Vergrößerung ca. 20%). Während die Erzeugung runder, mittelgroßer ($\approx 75 \mu\text{m}$) und breiter, horizontaler Strahltaillen ($\approx 200 \mu\text{m}$) noch durch Strahlbreitenminimierung aus größerem Abstand von ca. 8 m möglich ist, wird das Verfahren zur Einstellung großer Strahltaillen, wie z.B. für das später beschriebene Experiment U1 mit $\sigma_x = 382 \mu\text{m}$, $\sigma_y = 141 \mu\text{m}$ unpraktikabel. Hier handelt es sich, wie bei dem für dieses Beispiel in Abb. A.7 (a) dargestellten Trajektorienverlauf deutlich wird, um einen Parallelstrahl, bei dem sich die erforderliche Strahleingangsgröße an der fokussierenden Linse L_2 nur noch geringfügig von der einzustellenden Strahlbreite unterscheidet, so daß von einer Fokussierung im Sinne einer merklichen Verkleinerung der Strahlbreite nicht mehr gesprochen werden kann. Die Einstellung des Strahls muß daher wie in Abb. A.3 mit dem Strahlengang (c) dargestellt erfolgen. Die am Radiator geforderte Strahlbreite wird im Prinzip bereits am Eingang der fokussierenden Linse L_2 eingestellt, die dann den Strahl in Richtung Radiator parallelisiert. L_2 kann sich dabei auch relativ dicht vor dem Radiator befinden. Experimentell kann der Nachweis über eine möglichst genaue Strahlbreitenmessung am Eintritt der Linse und am Radiator erfolgen. Werden die Phasenellipsen durch eine Messung im Strahlführungssystem ermittelt, und ist die Magnetoptik hinreichend gut bekannt, so kann die erforderliche Einstellung der Linsen auch gemäß Simulationsrechnungen erfolgen, die natürlich auch zur Einstellung kleiner Strahltaillen verwendet werden können.

⁹Um von Fokussierung im Sinne eines Zusammenführens des Strahls sprechen zu können, sollte bei Verwendung von Gl. (A.17), die allgemein gültig ist, zunächst geprüft werden, ob die für die Strahlbreitenminimierung erforderliche Strahlbreite $\sigma_2 = \epsilon \cdot l_3 / \sigma_4$ am Eintritt der Linse L_2 größer als σ_4 ist. Die für Fokussierung erforderliche Strahleingangsgröße, ist immer größer oder gleich der für Minimierung.

A.1.3.3 Einfluß von Fehleinstellungen der Brennweite

Hinsichtlich der Einstellung von Zielparametern ($\beta_4, \alpha_4 = 0$) an einem Experimentierplatz kann nicht davon ausgegangen werden, daß die gemäß einer Simulation zur Strahlanpassung und zur Fokussierung auf das Experiment einzustellenden Brennweiten in der Praxis exakt eingestellt werden können. Ursache solcher Fehleinstellungen sind i.a. Kalibrierungsfehler. So sind die Induktionskennlinien der in der später beschriebenen Strahlführung verwendeten Quadrupole nur durch eine begrenzte Anzahl (11) von Meßpunkten gegeben [Bru96b]. Die Anpassung eines Polynoms dritter Ordnung an die Eichmessungen führt zu einer mittleren Abweichung zwischen berechnetem und gemessenem Wert von 0.3%. Die über das MAMI-Kontrollsystem eingestellten Quadrupolströme sind nur mit einer Genauigkeit bekannt, die durch die Präzision des Abgleichs des maximalen Ausgangsstroms des zugehörigen Kanals des Netzgerätes gegenüber seinem Sollwert gegeben ist. Laut Hersteller [Bru01] beträgt die Abweichung weniger als 1%¹⁰. Für die Praxis ist daher mit einem Fehler für die Linseneinstellung von insgesamt ca. 1% zu rechnen. Dieser ließe sich durch entsprechende Eichmessungen reduzieren.

Im folgenden wird der Einfluß solcher Fehleinstellungen der Linsen auf die Strahlbreiten abgeschätzt. Dabei wird exemplarisch die später näher beschriebene Linsenanordnung für den Experimentierplatz TR-C betrachtet, vgl. Abb. A.5. Die Doublets X1QUAD09&10 (L1) und X1QUAD15&16 (L2) werden hierbei als dünne Linsen approximiert. Als einzustellende Strahlparameter werden beispielhaft die für das später erläuterte PXR-Experiment und das Phasenkontrastverfahren geforderten Werte gewählt, vgl. Tab. A.3. Die Abschätzungen werden nur für den horizontalen Phasenraum mit der MAMI-Emittanz $\epsilon = 7.3 \cdot 10^{-3}$ mm mrad durchgeführt. Für die Abstände zwischen den Linsen L1 und L2, vgl. Abb. A.3, gilt $l_2 = 7$ m und $l_3 = 1$ m.

Besitzt das Quadrupoldoublett zur Strahlanpassung L1 die Einzelbrennweiten f_a, f_b , so ergibt sich die Gesamtbrennweite des Doublets zu $F_1 = (f_a f_b)/(f_a + f_b - d)$, wobei d den Abstand der Linsen angibt. Fokussiert die erste Linse vertikal und die zweite horizontal und werden anstelle der Sollbrechkkräfte die Brennweiten $\tilde{f}_a = k_a f_a$ und $\tilde{f}_b = k_b f_b$ eingestellt, berechnet sich das Verhältnis der realisierten horizontalen Gesamtbrennweite zur Sollbrennweite zu

$$\frac{\tilde{F}_{1,x}}{F_{1,x}} = \frac{k_a k_b \left(-1 + r - \frac{1}{q} \right)}{-k_a + k_b r - \frac{1}{q}} \quad (\text{A.18})$$

mit $r = \frac{|f_b|}{|f_a|}$ und $q = \frac{|f_a|}{d}$.

Erfordert z.B. die Strahlanpassung an L2 ein $F_{1,x} = 3$ m (Zwischenfokus, s. Abb. A.3 Strahlengang (a)) und wird bei $d = 0.5$ m $|f_a| = |f_b|$ gewählt ($\Rightarrow |f_a| = \sqrt{d F_{1,x}} = 1.22$ m), so ergibt sich bei einer Fehleinstellung der Einzellinsen von 1% eine Abweichung der Gesamtbrennweite vom Sollwert von -5%. Erfolgt die Anpassung durch ein Zusammenführen ohne einen Zwischenfokus (z.B. $F_{1,x} = 8.25$ m, $|f_a| = |f_b| = 2.03$ m, s. Abb. A.3 Strahlengang (b)) beträgt die Abweichung -8% (jeweils $k_a = 1.01, k_b = 0.99$)¹¹. Im folgenden wird vereinfachend das Doublett wieder als eine dünne Linse L1 mit der Brennweite f_1 betrachtet¹², vgl. Abb. A.3, und die Auswirkungen einer Fehleinstellung der Brennweite von L1 diskutiert.

¹⁰Die Anpassung der Widerstände in den Schaltplänen der Regelverstärker der einzelnen Kanäle des Netzgerätes [Bru96a] läßt vermuten, daß die Abweichungen $\leq 0.5\%$ sind.

¹¹Für den Spezialfall $k_a = k_b$ reduziert sich mit $r = 1$ Gl. (A.18) auf $\tilde{F}_{1,x}/F_{1,x} = k_a^2$ und die Abweichung verringert sich stark, da sie unabhängig von q wird.

¹²Die Annahme ist gültig, da wie in [Rat00] gezeigt wird, jede beliebige 2×2 Transfermatrix \mathbf{M} mit $\det(\mathbf{M}) = 1$, deren Eintrag $C' \neq 0$ ist, in einem Ersatzschaltbild dargestellt werden kann als ein System bestehend aus

Durch die falsche Brechkraft wird das nach Gl. (A.12) erforderliche β_2 am Eintritt von L2 nicht mehr korrekt eingestellt. Darüberhinaus ist die durch Gl. (A.13) vorgegebene Brennweite von L2 nicht mehr an das ebenfalls veränderte α_2 angepaßt, so daß der eingestellte Strahl am Radiator weder die richtigen Dimensionen besitzt, noch ein Fokus vorliegt.

Ist $\alpha_0 = 0$ und wird L1 statt mit der durch Gl. (A.14) gegebenen Sollbrennweite mit $\tilde{f}_1 = k f_1$ betrieben, ergibt sich eine relative Änderung der Betafunktion am Eintritt der Linse L2 von

$$\frac{\tilde{\beta}_2 - \beta_2}{\beta_2} = \frac{\Delta\beta_2}{\beta_2} = \frac{\beta_0 l_2}{\beta_2 f_1} \left(\frac{k-1}{k} \right) \left(2 - \frac{l_2}{f_1} \left(\frac{k+1}{k} \right) \right) . \quad (\text{A.19})$$

Wird z.B., wie in Tab. A.2 Zeile (c) detailliert aufgelistet, am Radiator ein Fokus mit $\sigma_4 = 10 \mu\text{m}$ bei einer Eingangsstrahlbreite von $\sigma_0 = 540 \mu\text{m}$ gefordert, und weicht die Brennweite von L1 um 5% von ihrem Sollwert ab ($k = 0.95$), so resultiert ein $\frac{\Delta\beta_2}{\beta_2}$ von 19%. Wird die Linse L2 mit ihrer nach Gl. (A.13) gegebenen Sollbrennweite betrieben, resultiert eine Vergrößerung von β_4 um 29% und damit eine Fehleinstellung der Strahlbreite am Radiator von 13%.

Tabelle A.2: Ergänzende Parameter zum Einfluß von Fehleinstellungen der Linse L1. Eingangsstrahl : $\sigma_0 = 540 \mu\text{m}$, $\beta_0 = 40 \text{ m}$, $\alpha_0 = 0$. In der Solleinstellung bestimmt der Zielparameter am Radiator β_4 den Wert β_2 am Eintritt von L_2 , vgl. Gl. (A.12). Mit den Eingangsstrahlparametern folgt hieraus f_1 , s. Gl. (A.14), und α_2 . Mit α_2 ist f_2 festgelegt, s. Gl. (A.13), und die Brennweiten zur Einstellung der Zielparameter sind eindeutig bestimmt. Eine Fehleinstellung von L1 $\tilde{f}_1 = k f_1$, mit $k = 0.95$ führt zu den aufgeführten Parametern $\tilde{\beta}_2$, $\tilde{\alpha}_2$ am Eintritt von L2, die mit ihrem Sollwert f_2 betrieben einen Strahl der Breite $\tilde{\sigma}_4$ am Radiator einstellt.

	Solleinstellung						bei Fehleinstellung von L_1			
	σ_4 [μm]	β_4 [m]	β_2 [m]	f_1 [m]	α_2	f_2 [m]	$\tilde{\beta}_2$ [m]	$\tilde{\alpha}_2$	$\tilde{\beta}_4$ [m]	$\tilde{\sigma}_4$ [μm]
(a)	100	1.37	2.1	6.1	-1.15	1.12	2.96	-1.61	1.60	107.9
(b)	100	1.37	2.1	8.2	0.55	11.36	1.65	0.35	1.41	101.4
(c)	10	0.0137	73.0	3.0	-18.09	0.80	86.82	-20.76	0.0176	11.3

In der Praxis ist im allgemeinen der Eingangsstrahl nicht durch eine aufrecht stehende Phasenellipse charakterisiert und $\alpha_0 \neq 0$ muß in der Bestimmung von f_1 und bei der Transformation der Twissparameter berücksichtigt werden. In Abb. A.4 sind exemplarisch für zwei einzustellende Foki ($\sigma_4 = 100 \mu\text{m}$, $\sigma_4 = 10 \mu\text{m}$) die Auswirkungen einer Fehleinstellung der Linse L1 auf die eingestellte Strahlbreite $\tilde{\sigma}_4$ am Radiator in Abhängigkeit der Fehleinstellung k und des Eingangsstrahlparameters α_0 dargestellt. Es wird deutlich, daß sich die Abweichung von der einzustellenden Strahlbreite mit zunehmender Divergenz des Eingangsstrahls vergrößert und schnell Werte von 20% und mehr annehmen kann. Hierbei ist noch nicht berücksichtigt, daß auch das fokussierende Linsensystem L2 noch fehleingestellt sein kann. Darüberhinaus besteht eine Strahlführung aus mehr als 2 Linsensystemen, so daß mit Abweichungen in der Größenordnung von 30%-40% gerechnet werden muß. Im ungünstigsten Fall kann es auch zu einer Art Lawineneffekt kommen, der eine völlige Fehleinstellung des Strahls zur Folge hat.

zwei Laufstrecken(d_1, d_2) und einer dazwischen positionierten dünnen Linse der Brennweite f^* . Für ein Quadrupoldublett mit Brennweite F gilt für die Brennweite der Linse im Ersatzschaltbild $f^* = F$. In obigen Beispielen mit den Einzelbrennweiten $|f_a| = |f_b|$ und den beschriebenen Fokussierungsrichtungen gilt für die Laufstrecken $d_1 = |f_a|$ und $d_2 = -|f_a|$. In den nachfolgenden Beispielen sei die Anordnung so gewählt, daß der Abstand zwischen L_1 und L_2 weiterhin $l_2 = 7 \text{ m}$ beträgt.

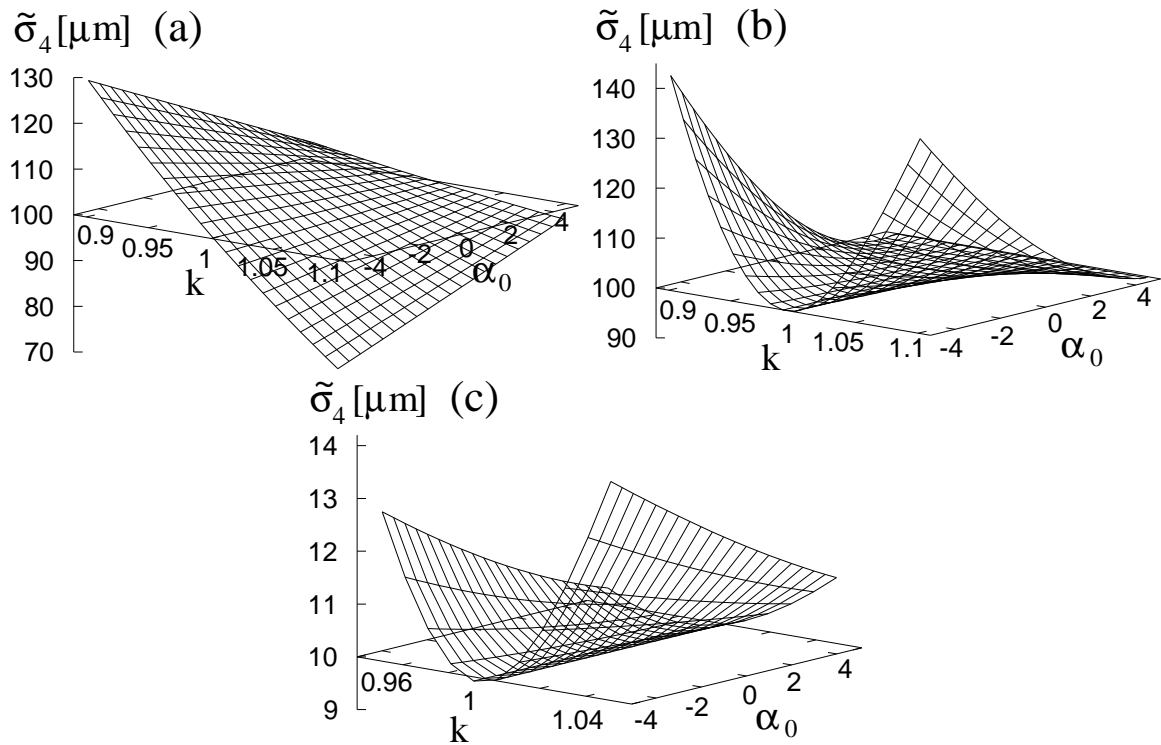


Abbildung A.4: Strahlbreite $\tilde{\sigma}_4$, die von der mit fester Solleinstellung betriebenen Linse L_2 am Radiator eingestellt wird, in Abhängigkeit der Fehleinstellung k der Linse L_1 und des Twissparameters α_0 eines Eingangsstrahls der Breite $\sigma_0 = 540 \mu\text{m}$ ($\alpha_0 = 0 \Leftrightarrow 0.014 \text{ mrad}$, $|\alpha_0 = 5| \Leftrightarrow 0.069 \text{ mrad}$). In (a), (b) geforderter Fokus von $\sigma_4 = 100 \mu\text{m}$. In (a) erfolgt die Anpassung des Eingangsstrahls an das erforderliche β_2 über einen Zwischenfokus, in (b) durch schwaches Zusammenführen des Strahls, vgl. Abb. A.3. In (c) angestrebter Fokus von $\sigma_4 = 10 \mu\text{m}$, der nur über einen Zwischenfokus realisiert werden kann. Siehe auch Tab. A.2 für ergänzende Parameter.

Abschließend wird eine reine Fehleinstellung des Linsensystems L_2 im Hinblick auf die Erzeugung sehr kleiner Foki betrachtet. Wird vereinfachend $\alpha_2 = 0$ angenommen und gilt $\beta_4 \ll l_3$ so wird mit $f_2 = l_3$ ein Fokus der Breite $\beta_4 = l_3^2/\beta_2$ realisiert. Wird anstelle der Sollbrechkraft $\tilde{f}_2 = k f_2$ eingestellt, so resultiert eine Vergrößerung des Betafunktionswertes von

$$\frac{\tilde{\beta}_4}{\beta_4} = 1 + \left(\frac{k-1}{k}\right)^2 \left(\frac{l_3}{\beta_4}\right)^2. \quad (\text{A.20})$$

Soll z.B. ein Fokus von $\sigma_4 = 5 \mu\text{m}$ realisiert werden, muß ein $\beta_4 = 3.3 \text{ mm}$ eingestellt werden. Eine Fehleinstellung von 0.5% ($k = 0.995$) führt zu einer Strahlfleckausdehnung von $\tilde{\sigma}_4 = 9 \mu\text{m}$ ($\tilde{\beta}_4/\beta_4 = 3.3$). Diese Abschätzung bezieht sich, wie zu Beginn des Abschnitts erwähnt, auf den horizontalen Phasenraum mit $\epsilon = 7.3 \cdot 10^{-3} \text{ mm mrad}$. Für den vertikalen Phasenraum mit $\epsilon = 1 \cdot 10^{-3} \text{ mm mrad}$ entschärft sich die Problematik, da bei kleinerer Emittanz der zu einer vorgegebenen Strahlbreite gehörende Betafunktionswert gemäß $\beta = \sigma^2/\epsilon$ größer ist. Zusammenfassend ist im Hinblick auf die Realisierung von sehr kleinen Strahltaillen mit Abweichungen zu vorhergesagten Strahlbreiten von 50% zu rechnen, Differenzen von bis zu 100% sind nicht auszuschließen.

Bei dem im letzten Abschnitt vorgestellten Fokussierungsprinzip wird davon ausgegangen, daß alle Teilchen im Strahl Sollimpuls p_0 besitzen. Da ein realer Strahl eine Energieunschärfe $\Delta p/p_0$ aufweist, muß im Hinblick auf sehr kleine einzustellende Strahltaillen der Einfluß der

Impulsabhängigkeit der Fokussierung betrachtet werden. Darüberhinaus wurde bisher davon ausgegangen, daß als Linsen zur Fokussierung ideale Quadrupole zur Verfügung stehen. Die Felder realer Quadrupole besitzen jedoch aufgrund von Fertigungsfehlern und Abweichungen von der idealen Polschuhform Komponenten höherer Multipole. Deren Einfluß sowie die Auswirkungen der chromatischen Fehler auf die Strahlbreiten wird im folgenden zusammengefaßt.

A.1.3.4 Einfluß von chromatischen Fehlern und Multipolkomponenten auf die Strahlbreite im Fokus

Chromatischer Fehler

Die Brennweite eines Quadrupols ist proportional zum Teilchenimpuls p . Teilchen mit $p > p_0$ werden schwächer fokussiert als Teilchen mit Sollimpuls p_0 , Teilchen mit $p < p_0$ werden hingegen überfokussiert. Durch die Energieunschärfe $\Delta p/p_0$ des Strahls kommt es somit zu einer Verbreiterung des Strahlflecks am Experimentierplatz. Der Effekt kann, wenn die Teilchen impulsselektiert den Quadrupol durchfliegen ($D \neq 0$) durch einen nachgeschalteten Sextupol geeigneter Stärke kompensiert werden.

Es wird nun wieder ein System bestehend aus einer dünnen Linse und einer nachfolgenden Driftstrecke betrachtet, vgl. Abb. A.3. Soll ein Eingangsstrahl mit $\alpha_2 = 0$, β_2 am Radiator auf β_4 fokussiert werden ($\alpha_4 = 0$) so resultiert unter der Annahme

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_0 \left(1 + \frac{\Delta p}{p_0}\right)} \approx \frac{1}{f_0} \left(1 - \frac{\Delta p}{p_0}\right) \quad (\text{A.21})$$

wobei f_0 die erforderliche Brennweite bzgl. des Sollimpulses bezeichnet, eine relative Verbreiterung des Betafunktionswertes am Radiator von [Hag95]

$$\frac{\Delta\beta_4}{\beta_4} = \frac{2}{1 + \left(\frac{\beta_4}{l_3}\right)^2} \cdot \frac{\Delta p}{p_0} \approx 2 \frac{\Delta p}{p_0} \quad , l_3 \gg \beta_4 \quad . \quad (\text{A.22})$$

Für die Strahlbreite folgt damit $\Delta\sigma_4/\sigma_4 = \Delta\beta_4/(2\beta_4) = \Delta p/p_0$. Der Effekt ist für das System Linse-Drift bei der sehr guten Kurzzeitenergieschärfe des MAMI-Strahls von $\Delta p/p_0 = 1.5 \cdot 10^{-5}$, die durch Nachoptimierung der Mikrotrone auch über längere Zeiträume gewährleistet werden kann, vernachlässigbar. Für das realisierte Strahlführungssystem, in dem der Elektronenstrahl zum jeweiligen Strahlplatz eine Vielzahl von Quadrupolen durchläuft, deren chromatische Fehler sich fortpflanzen und aufaddieren, wird die Größe des Effektes durch numerische Rechnung bis zur 2. Ordnung mit dem Programm TRANSPORT [Bro72], [BRC173] bestimmt. Für den später in Abschnitt A.2.2.4 beschriebenen Strahlplatz TR-C ergibt sich bei der Systemeinstellung für das Phasenkontrastverfahren, bei dem der Strahl nach der Simulationsrechnung 1. Ordnung auf $\sigma_x = 7 \mu\text{m}$ und $\sigma_y = 6 \mu\text{m}$ fokussiert wird, keine nennenswerte Verbreiterung. Erst bei einer um einen Faktor 100 größeren Energieunschärfe des Strahls nimmt σ_x um 14% und σ_y um 9% zu.

Multipolkomponenten

Die Ablenkung eines Teilchens durch "dünne" Multipole ist gegeben durch $x' = \sum_{n=1}^{\infty} a_n x^{n-1}$, wobei x die Ablage des Teilchens und a_n die Multipolkomponente angibt. Besitzt ein Quadrupol ($n = 2$) zusätzliche, höhere Multipolkomponenten, verursachen diese mit einer nachfolgenden Driftstrecke aufgrund der zusätzlichen Ablenkung eine Strahlverbreiterung im Fokus. Wird ein Parallelstrahl der Breite x_1 durch einen idealen Quadrupol nach einer Drift der

Länge l auf die Breite x_2 fokussiert, so läßt sich die durch die höheren Multipolkomponenten verursachte relative Verbreiterung näherungsweise durch

$$\frac{\Delta x}{x_2} \approx \sum_{n=3}^{\infty} a_n \epsilon^{n-1} \left(\frac{l}{x_2} \right)^n \quad (\text{A.23})$$

nach oben abschätzen [Hag95]. Existiert neben a_2 nur eine Sextupolkomponente ($n = 3$) und gilt für diese $|a_3| = 0.01 \cdot a_2 / (0.8 \cdot r_0)$, so folgt mit dem Aperturradius $r_0 = 20$ mm, den in [Hag95] bestimmten Emittanzen und $a_2 \approx 1/l$, wobei für l in der realisierten Strahlführung mindestens 1 m gewählt wurde, daß der Strahl mit den Quadrupolen horizontal auf nicht weniger als $x_2 \approx 6 \mu\text{m}$ und vertikal nicht unter $x_2 \approx 2 \mu\text{m}$ fokussiert werden kann¹³. Prinzipiell läßt sich der Einfluß der Multipolkomponenten nach Gl. (A.23) durch ein signifikantes Verkürzen von l reduzieren, da der Quadrupol dann nicht so weit ausgeleuchtet werden muß. Dies ist bei den verwendeten Exemplaren jedoch nicht möglich, da hierzu deren Brechkraft nicht ausreicht. Um kleinere als die unter obigen Annahmen abgeschätzten Strahltaillen zu erreichen, müßten an geeigneten Positionen Sextupole zur Kompensation eingebaut werden.

A.2 Konzeption des Strahlführungssystems

Bereits 1992/1993 [Kph93] wurde ein erster Entwurf eines Strahlführungssystems für die X1-Kollaboration vorgestellt. Zwei weitere Varianten wurden im Rahmen einer Diplomarbeit [Hag95] ausführlich diskutiert. Das dort vorgeschlagene Konzept beinhaltet die Nutzung des bestehenden Transfersystems, in dem der Elektronenstrahl beim Transport in die Experimentierhalle 1 eine Vielzahl von Quadrupolen durchläuft. Um an jedem Experimentierplatz einen dispersionsfreien Strahl zur Verfügung stellen zu können, müssen diese in relativ komplizierter Einstellung mit stellenweise sehr kurzen Brennweiten betrieben werden. Dies kann zu Verzerrungen der Phasenellipse und somit zu einer Vergrößerung der effektiven Emittanz führen, so daß Strahltaillen von wenigen μm nicht mehr realisierbar sind. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit das Strahlführungssystem unter Umgehung des Transfersystems neu konzipiert. Abbildung A.5 zeigt ein maßstäbliches Schema des realisierten Strahlführungssystems¹⁴. Im folgenden werden die wichtigsten Randbedingungen, die den Verlauf der Strahlführung bestimmen haben, zusammengefaßt. Hieran schließt sich eine Darstellung der Anforderungen der einzelnen Experimente an die Strahloptik an, bevor im letzten Unterabschnitt die berechnete Strahloptik für die verschiedenen Experimentierplätze kurz erläutert wird. Ergänzende Details finden sich in [Kph95, Hag95, Kph97].

A.2.1 Verlauf des Strahlführungssystems

Für das Design und die geometrische Anordnung des in Abb. A.5 dargestellten Strahlführungssystems waren folgende Forderungen und Gesichtspunkte maßgebend:

¹³Auf Messungen zur Bestimmung der Multipolkomponenten der verwendeten Quadrupole mußte verzichtet werden, da der Aufbau des Strahlführungssystems unter starkem Zeitdruck durchgeführt wurde. Der angenommene Sextupolanteil $a_3 = 0.625/\text{m}^2$ ist eine pessimistische, jedoch nicht auszuschließende Abschätzung, wie ein Vergleich mit ähnlich spezifizierten, in den übrigen Strahlführungen eingesetzten Quadrupolen eines anderen Herstellers zeigt. Bei diesen wurde bei (lediglich) zwei Exemplaren ein merklicher Sextupolanteil von $15 \text{ T}/\text{m}^2$ bei einem Feldgradienten von $23.3 \text{ T}/\text{m}$ festgestellt [Kph91], woraus sich $a_3 = 0.32/\text{m}^2$ ergibt, was in der Größenordnung des angenommenen Wertes liegt.

¹⁴Neben den strahloptischen Vorteilen ermöglicht die Umgehung des Transfersystems die Einrichtung eines zusätzlichen Strahlplatzes außerhalb der Experimentierhallen, vgl. Abb. A.5 Strahlplatz U1.

- Strahltransport in die vorgesehenen Experimentierhallen 1 und 2 (EXH1, EXH2) unter Umgehung des bestehenden Transfersystems.
- Einrichtung von vier Experimentierplätzen. Davon zwei zum Einbau von Undulatoren, einer zur Untersuchung parametrischer Röntgenstrahlung (PXR) und von Smith-Purcell Strahlung (SPR) sowie einer für Experimente mit Übergangsstrahlung (TR).
- Gewährleistung der gewünschten Beobachtungswinkel und Abstände zu den Radiatoren sowie die Bereitstellung abschirmbarer Experimentierflächen zur Analyse und Nutzung der Strahlung.
- Möglichst lineare und achromatische Strahloptik durch ein möglichst einfaches und leicht überschaubares Magnetsystem.
- Maximale Flexibilität bei der Wahl der Strahlparameter am Ort der einzelnen Radiatoren. Hierzu kommt das in Abschnitt A.1.3.1 beschriebene Prinzip zur Erzeugung von Strahltaillen variabler Größe zur Anwendung, so daß vor jedem Experimentierplatz ein Linsensystem bestehend aus einem Quadrupoldublett oder -triplett installiert wird. Weiter strahlaufwärts muß ein Linsensystem zur Strahlanpassung vorhanden sein.
- Möglichst verlustfreier Transport des durch den jeweiligen Radiator veränderten oder aufgestreuten Strahls zum Strahlfänger. Dies beinhaltet, daß hinter den Radiatoren, an denen der Elektronenstrahl sehr scharf fokussiert werden soll, soweit möglich ein Quadrupoldublett zum Auffangen des Elektronenstrahls vorgesehen wird. Alle Experimente, bei denen der Elektronenstrahl zur Strahlungserzeugung mit Materie wechselwirkt, sollen im Endbereich der Strahlführung nahe des Strahlfängers stattfinden.

Der Elektronenstrahl wird, wie in Abb. A.5 gezeigt, direkt hinter der 3. Beschleunigungsstufe vom MAMI mit einem 5.2° -Ablenkmagneten (XFDIPL01) in ein sogenanntes Bypass-System (XF-System) geführt, das unter Umgehung des Transfersystems den Strahl auf eine ca. 20 m lange dispersionsfreie Strecke in Richtung EXH1 lenkt. Die lange Strecke eignet sich in idealer Weise für den Aufbau eines neuartigen Interferometers im Bereich weicher Röntgenstrahlung [Dam98]. In das vordere Ende wurde daher ein Undulatorsystem (U1) eingebaut [Elb00], dessen Strahlung (UR) hinter der Geradeausbohrung des folgenden Umlenkmagneten (X1DIPL08) mit einem Gitterspektrometer (GS) analysiert und einem CCD-Detektorsystem nachgewiesen wird [Jac00]. Am anderen Ende der Strecke, zu Beginn der EXH1, liegt der zweite Undulatorstrahlplatz (U2). Die hier erzeugte Strahlung wird ebenfalls hinter dem X1DIPL08 nachgewiesen.

Die Strahlachse hinter dem X1DIPL08, der den Strahl in Richtung EXH2 lenkt, bietet im "oberen Drittel" der EXH1 die Möglichkeit zum Einbau einer Kammer (SPR/PXR-C) zur Untersuchung von SPR und PXR.

Direkt am Eintritt zur EXH2 befindet sich die Experimentierkammer (TR-C)¹⁵. Diese wird sowohl im Rahmen eines Röntgeninterferometers mit TR [Ket00] (TR-I) als auch für das neuartige bildgebende Verfahren mit TR (TR-IS) genutzt. Die TR trifft dabei jeweils in Geradeausrichtung durch eine Bohrung im X1DIPL18 auf einen Monochromator (M1 für TR-I, M2 für TR-IS) und wird mit einem pn-CCD Detektorsystem nachgewiesen. In einem weiteren Experiment wird die Kammer zur Untersuchung der Bildgebung mit einem Phasenkontrastverfahren mit TR als Strahlungsquelle verwendet. Auch Experimente zur Erforschung der

¹⁵Dieser Ort wurde gewählt, da so im Zusammenhang mit dem sich sofort anschließenden Ablensystem der größtmögliche Raum für die Experimentaufbauten zur Verfügung steht.

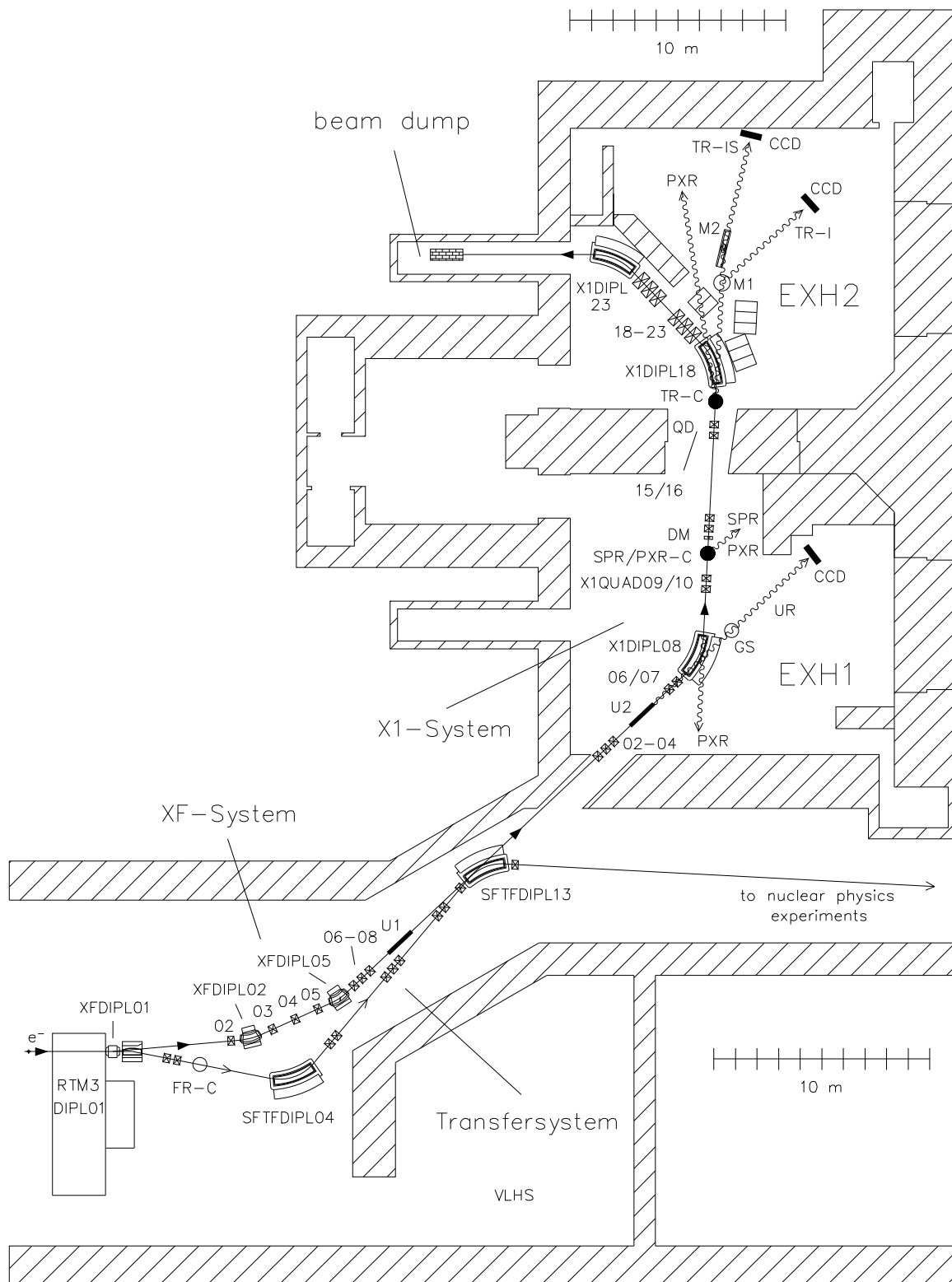


Abbildung A.5: Maßstäbliches Schema der X1-Strahlführung. Sie umfaßt das XF- und das X1-System.

PXR finden in ihr statt. Dabei kann die PXR durch einen großen Austrittsflansch in der Vakuumkammer des X1DIPL18 in einem Winkelbereich von $6.7^\circ - 13^\circ$ zur Strahleinfallsrichtung beobachtet werden. Eine Bohrung im X1DIPL08 schafft die Voraussetzung für die Untersuchung in Rückwärtsrichtung unter 180° [Sch00].

Das nachfolgende Ablensystem wurde im Hinblick auf maximale Akzeptanz ausgelegt, so daß der von den Radiatoren aufgestreute und energetisch verbreiterte Strahl möglichst verlustfrei auf den Strahlfänger geleitet wird. Bei Verwendung des zur Erzeugung von 33 keV Übergangsstrahlung optimierten Beryllium Folienstapels (30 Folien, Foliendicke $32 \mu\text{m}$) mit einer Dicke von $2.8 \cdot 10^{-3}$ Strahlungslängen, werden nach Simulationsrechnungen 99% der aufgestreuten Elektronen zum Strahlfänger transportiert [Hag95]. Mit Hilfe einer 1 m dicken und 3.5 m hohen Mauer wird der Experimentierraum gegen den von den restlichen Elektronen verursachten Untergrund abgeschirmt.

A.2.2 Die Anforderungen der Experimente an die Strahloptik

Um optimale Verhältnisse bei den Experimenten zur Strahlungserzeugung zu erhalten, müssen, abhängig vom jeweiligen Experiment, bestimmte Foki an den vier verschiedenen Strahlplätzen eingestellt werden. Die gestellten Anforderungen werden im folgenden durch eine kurze Beschreibung der Experimente erläutert.

A.2.2.1 Strahlplatz U1

Das am Strahlplatz U1 eingebaute Undulatorsystem [Elb00] ist Bestandteil eines Interferometers im Bereich weicher Röntgenstrahlung. Es besteht aus zwei baugleichen Undulatoren, die beim Durchgang des Elektronenstrahls zwei Röntgenwellenzüge mit fester Phasenbeziehung zueinander emittieren. Diese werden in einem Gitterspektrometer zur Interferenz gebracht und das Interferenzsignal als Funktion des Abstandes der beiden Undulatoren zueinander mit einem Röntgendetektor untersucht. Die optimale Fokusgröße des Strahls im Zentrum des Undulatorsystems ergibt sich aus der Forderung nach maximaler Kohärenz der von den beiden Undulatoren emittierten Wellenzüge. Bei gegebener Emittanz folgt $\sigma_{x,y} = \sqrt{\epsilon_{x,y} D}$ [Dam98], wobei D den Abstand zwischen der Strahltaile und dem Detektor angibt. Mit den oben angegebenen Emittanzen des MAMI-Strahls erfordert ein Aufbau mit $D = 20 \text{ m}$ [Ste97] Strahlfoki von $\sigma_x = 382 \mu\text{m}$ und $\sigma_y = 141 \mu\text{m}$ Breite. Der Elektronenstrahl durchläuft die beiden 10-Perioden Undulatoren ¹⁶ (Periodenlänge 12 mm, variabler Polschuhabstand von 3 mm bis 6 mm, variabler Abstand zwischen den Undulatoren von 450 mm bis 790 mm), zwischen denen sich eine Probenkammer befindet, in die zu untersuchende Materialien eingebracht werden können, jeweils in einem 320 mm langen, elliptischen Strahlrohr mit einem äußerem Durchmesser von $3 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ und einer Wandstärke von 0.15 mm. Da der zweite Undulator um 90° gegen die Elektronenstrahlachse gedreht werden kann, steht dem Elektronenstrahl letztlich auf einer Länge von insgesamt 950 mm eine lichte Strahlrohrweite von lediglich 2.7 mm Durchmesser zur Verfügung.

¹⁶Bei den eingesetzten Undulatoren handelt es sich um eine Weiterentwicklung des in [Dam95] entwickelten und in [Dam98] für ein Interferometer im Spektralbereich weicher Röntgenstrahlung eingesetzten Undulatortyps.

A.2.2.2 Strahlplatz U2

Am Strahlplatz U2 wurde ein am Forschungszentrum Karlsruhe entwickelter Prototyp eines neuartigen, supraleitenden Undulators eingebaut (100 Perioden, Periodenlänge 3.8 mm) [Hez99, Hom99]. Das Magnetfeld wird durch den Strom durch zwei supraleitende Drähte generiert, die so um zwei sich gegenüberliegende, von flüssigem Helium durchflossene Aluminiumzylinder gewickelt sind, daß sich längs der Elektronenbahn ein alternierendes Magnetfeld ergibt. Der Abstand zwischen den beiden Undulatorhälften kann zwischen 1 mm und 2 mm variiert werden und wurde für die Tests zu 2 mm gewählt. Der Undulator befindet sich komplett im Vakuum. Der Elektronenstrahl, dem auf einer Länge von knapp 60 cm eine lichte Höhe von 2 mm zur Verfügung steht, muß möglichst verlustfrei durch den Undulator geführt werden, um die Wärmedeposition durch an den Aluminiumzylindern abgestreifte Elektronen so gering wie möglich zu halten und die Gefahr des Zusammenbruchs der Supraleitung durch Überschreiten der Sprungtemperatur zu minimieren. Daher wurde eine Fokussierung des Elektronenstrahls auf $\sigma_y \approx 60 \mu\text{m}$ und $\sigma_x \leq 500 \mu\text{m}$ in das Zentrum des Undulators gefordert [Hez97]¹⁷. Angestrebt wurde jedoch, um einen runden Quellfleck zu erhalten, ein symmetrischer Fokus mit $\sigma_x \approx \sigma_y \approx 60 \mu\text{m}$ Breite. Hinsichtlich einer möglichen Reduktion des Abstandes zwischen den beiden Undulatorhälften auf 1 mm sollte das System jedoch auch über genügend Reserve verfügen, um den Elektronenstrahl auf $\sigma_x \approx \sigma_y \approx 15 \mu\text{m}$ zu fokussieren. Aufgrund der sehr guten Emittanz des MAMI-Strahls läuft der Strahl selbst bei dieser scharfen Fokussierung bis zum Ende des Undulators vertikal lediglich auf 34 μm auseinander.

A.2.2.3 Strahlplatz SPR/PXR-C

Der Strahlplatz SPR/PXR-C ist zur Untersuchung von zwei Mechanismen zur Strahlungserzeugung vorgesehen:

(a) Smith-Purcell-Strahlung

Beim Smith-Purcell-Effekt kommt es beim dichten Vorbeiflug geladener Teilchen über eine periodische Struktur (Reflexionsgitter) zur spontanen Emission elektromagnetischer Strahlung. Bereits 1953 wurde erstmals die durch Wechselwirkung eines Elektronenstrahls mit einem Gitter erzeugte Strahlung nachgewiesen [SP53]. Die Intensität der bei berührungsfreiem Überflug der Teilchen ausgesandten Strahlung nimmt gemäß $I \propto e^{-d/h_{int}}$ exponentiell mit zunehmendem Abstand d zwischen Elektronenstrahl und Gitteroberfläche ab. Die Abfallkonstante $h_{int} = \frac{\lambda\beta\gamma}{4\pi}$, mit der Wellenlänge λ der emittierten Strahlung, der reduzierten Teilchengeschwindigkeit $\beta = \frac{v}{c}$ und dem Lorentzfaktor $\gamma = \frac{E}{m_0c^2}$, liegt für die Experimente am MAMI mit 855 MeV-Elektronen für Wellenlängen im optischen Spektralbereich zwischen 50 μm und 80 μm . Die Abstandscharakteristik macht deutlich, daß zur Erzeugung von SPR möglichst viele Elektronen möglichst dicht an das Gitter herangebracht werden müssen. Aufgrund der sehr guten Emittanz des MAMI-Strahls sollte daher an diesem Experimentierplatz ein Fokus mit einer vertikalen Breite von $\sigma_y = 5 \mu\text{m}$ realisierbar sein. In der horizontalen Ebene ist die Anforderung weniger streng, die Experimente am alten Strahlplatz der X1-Kollaboration wurden mit $\sigma_x = 107 \mu\text{m}$ [Kub98] durchgeführt. Für den neuen Experimentierplatz wird eine horizontale Strahltaile von $\sigma_x \leq 30 \mu\text{m}$ angestrebt.

(b) Parametrische Röntgenstrahlung

PXR entsteht, wenn ein relativistisches, geladenes Teilchen eine Kristallstruktur durchquert.

¹⁷Die horizontale Strahlbreite ist hinsichtlich des Elektronenverlustes im Undulator unkritisch, da die beiden Aluminiumzylinder die lichte Weite in dieser Strahlebene nicht einschränken.

Der Strahlungsmechanismus kann durch Beugung virtueller Photonen, die das elektrische Feld des relativistischen Elektrons repräsentieren, an den Netzebenen des Kristalls erklärt werden. Die virtuellen Photonen übertragen hierbei Impuls an die Netzebenen des Kristalls und erscheinen als reelle Photonen unter durch die Impulserhaltung definierten Winkeln, die um die durch die Bragg-Beziehung definierte Richtung verteilt sind. Unter dem Bragg-Winkel selbst kann keine Strahlung beobachtet werden. Eine Literaturzusammenstellung über theoretische Arbeiten zur PXR findet sich in Fiorito et al.[FRM⁺93]. Die PXR ist quasi-monochromatisch und ihre Energie kann kontinuierlich durch Auswahl der beugenden Netzebenen und des Bragg-Winkels variiert werden. Sie zeichnet sich durch eine geringe Bandbreite und eine scharfe Winkelcharakteristik aus. Die Vielfachstreuung der Elektronen im Kristall sowie die Divergenz und die Ausdehnung des Elektronenstrahls verbreitern jedoch die scharfe Winkelcharakteristik und verschlechtern die Energieschärfe. Bei guter Emittanz des Elektronenstrahls bleibt jedoch auch im Falle relativ scharfer Fokussierung die Winkeldivergenz des Strahls vorwiegend durch den Streuprozess bestimmt¹⁸. Damit kann der Einfluß der Strahlparameter klein gehalten werden. Daher soll für diese Experimente ein Fokus von $\sigma_x \approx \sigma_y \approx 50 \mu\text{m} - 100 \mu\text{m}$ zur Verfügung gestellt werden können.

A.2.2.4 Strahlplatz TR-C

Der Strahlplatz TR-C wird zur Durchführung von vier verschiedenen Experimenten genutzt, die jeweils unterschiedliche Anforderungen an die Elektronenstrahlparameter am Radiator stellen:

(a) Interferometrie mit harter Röntgenstrahlung

In Analogie zur Interferometrie mit weicher Röntgenstrahlung, vgl. Abschnitt A.2.2.1, wurde in der Experimentierhalle 2 ein Interferometer mit harter Röntgenstrahlung aufgebaut [Ket00]. Als Röntgenquellen dienen hier zwei gegeneinander verfahrbare Folien, von denen die eine gleichzeitig auch als Probefolie dient, an deren Grenzflächen beim Durchtritt des Elektronenstrahls Übergangsstrahlung emittiert wird. Die Strahlung wird in einem Einkristall-Spektrometer zur Interferenz gebracht und das Interferenzsignal mit einem Röntgendetektor untersucht. Die optimale Fokussierung des Elektronenstrahls auf die Radiatoren ergibt sich analog zu Abschnitt A.2.2.1 wiederum aus der Kohärenzbetrachtung zu $\sigma_{x,y} = \sqrt{\epsilon_{x,y} D}$. Bei vorgegebenem Abstand $D = 11.0 \text{ m}$ zwischen Radiator und Detektor folgen mit den MAMI-Emittanzen die optimale horizontale und vertikale Strahlbreite zu $\sigma_x = 277 \mu\text{m}$ und $\sigma_y = 105 \mu\text{m}$.

(b) Neuartiges bildgebendes Verfahren mit Übergangsstrahlung

Das neuartige bildgebende Verfahren mit Übergangsstrahlung wurde ausführlich im Hauptteil dieser Arbeit beschrieben, so daß die Anforderungen an die Strahlführung hier nur kurz zusammengefaßt werden. Das Verfahren beruht auf einer horizontalen Richtungsänderung des Elektronenstrahls bei konstanter Position am Radiator. Die Richtungsänderung erfolgt strahlaufrwärts durch einen "schnellen Wedler" und wird mit Hilfe einer Punkt-zu-Punkt-Abbildung durch das Quadrupoldublett X1QUAD15&16 auf den Radiator übertragen. Unter dem Gesichtspunkt der Strahlungserzeugung sollte der Elektronenstrahl eine mittlere Divergenz von

¹⁸Die Verteilungsfunktion für die Divergenzen nach der Streuung ergibt sich durch Faltung der Verteilungsfunktionen für die Divergenzen vor der Streuung und der für die Streuwinkel. Wird für beide eine Gauß-Verteilung mit den Standardabweichungen $\sigma_{x',y'}$ für den Elektronenstrahl bzw. $\delta_{x',y'}$ für die Streuwinkel angenommen, ergibt sich die Divergenz des Elektronenstrahls nach der Streuung zu $\sigma_{x_2,y_2}^2 = \sigma_{x_1,y_1}^2 + \delta_{x',y'}^2$.

$\sigma = 0.35$ mrad aufweisen, wodurch der HOPG-Kristall mit einer nahezu homogenen Intensitätsverteilung der TR ausgeleuchtet wird. Hieraus resultieren Strahlbreiten von $\sigma_x = 21 \mu\text{m}$ und $\sigma_y = 2 \mu\text{m}$.

(c) Bildgebung mit einem Phasenkontrastverfahren

Zur Untersuchung von Materialien geringer Dichte und zur optischen Darstellung von Strukturen im μm - und sub- μm -Bereich bei geringem Röntgenabsorptionskontrast kann die in der transmittierten Röntgenstrahlung enthaltene Phaseninformation genutzt werden. Beim Durchgang durch ein Objekt wird die Phase einer elektromagnetischen Welle entsprechend den optischen Eigenschaften des Mediums modifiziert. Hiermit ist eine Änderung der ursprünglichen Ausbreitungsrichtung verbunden, die in Gebieten, in denen der Brechungsindex stark variiert, besonders groß ist. Bei geeignet gewählter Geometrie lassen sich durch konstruktive Interferenz die Grenzen zwischen Strukturen mit unterschiedlichem Brechungsindex mit hohem Kontrast darstellen. Voraussetzung für dieses Phasenkontrastverfahren sind Strahlungsquellen hoher räumlicher Kohärenz, wie sie z.B. mit Synchrotronstrahlungsquellen der dritten Generation (s. [SSK⁺95]) oder auch mit Röntgenröhren mit sehr kleinem Brennfleck ($d = 20 \mu\text{m}$) zur Verfügung stehen [WGPS96] (laterale Kohärenzlänge $l = \lambda r/d$, mit λ der Wellenlänge der Strahlung, r dem Abstand zwischen Quelle und Objekt). Auch am MAMI werden Tests zur Bildgebung mit dem Phasenkontrastverfahren durchgeführt. Als Strahlungsquelle dient die von einem Folienstapel beim Durchgang des Elektronenstrahls emittierte Übergangsstrahlung. Der Quellfleck und damit die transversale Ausdehnung des Elektronenstrahls sollte auch hier möglichst klein sein. Daher wurden für dieses Experiment eine horizontale und vertikale Strahlfleckbreite von $\sigma_x \approx \sigma_y \leq 10 \mu\text{m}$ anvisiert.

(d) Untersuchungen zur PXR

Für die Strahlparameter zur Untersuchung der PXR an diesem Experimentierplatz gelten die gleichen Anforderungen wie am Strahlplatz SPR/PXR-C, s. Abschnitt A.2.2.3 (b).

A.2.3 Strahloptik für die Experimentierplätze

Die Vielzahl von Experimenten, mit teilweise völlig unterschiedlichen Anforderungen, erfordert eine Strahloptik mit größtmöglicher Flexibilität, die durch Anwendung des in Kapitel A.1.3.1 vorgestellten Prinzips gewährleistet wird. Es wurde dabei immer vorausgesetzt, daß der einfallende Strahl achromatisch ist.

Abhängig vom gewählten Experimentierplatz gibt es zwei Grundeinstellungen für einen achromatischen Strahltransport zum Radiator, die anhand der Trajektorien in Abb. A.6, A.7 (c) und A.8 (c) exemplarisch für die Strahlplätze U2 bzw. TR-C verdeutlicht werden. Für das Undulatorexperiment U2 erzeugt ein Quadrupol auf der Rückführungsbahn des RTM3 sowie ein weiterer in der Extraktion einen dispersionsfreien Strahl am Austritt des XFDIPL01. Das Bypass-System lenkt anschließend den Strahl achromatisch um insgesamt 38.04° auf die Achse in Richtung EXH1 ab. Es wirkt dabei im horizontalen und vertikalen Phasenraum wie eine Laufstrecke von 3.7 m bzw. 2.4 m Länge, s. Abb. A.6. Für die Experimente am Strahlplatz TR-C hinter dem X1DIPL08 muß neben geringen Änderungen der Quadrupoleinstellungen im RTM3 das Bypass-System chromatisch betrieben werden, um die Chromatizität des X1DIPL08 durch Vorhalten mit der entsprechenden Dispersion kompensieren zu können.

Exemplarische, berechnete Enveloppenverläufe für mögliche Systemeinstellungen für die Experimentierplätze U1 und U2 sind in Abb. A.7 (a) bzw. (b) und für SPR/PXR-C und TR-C in Abb. A.8 (a) bzw. (b) dargestellt. Die zur Transversaloptimierung verwendeten Linsenpaare sind in den Abbildungen besonders gekennzeichnet. Da sich das Linsenpaar $L1_{U1}$

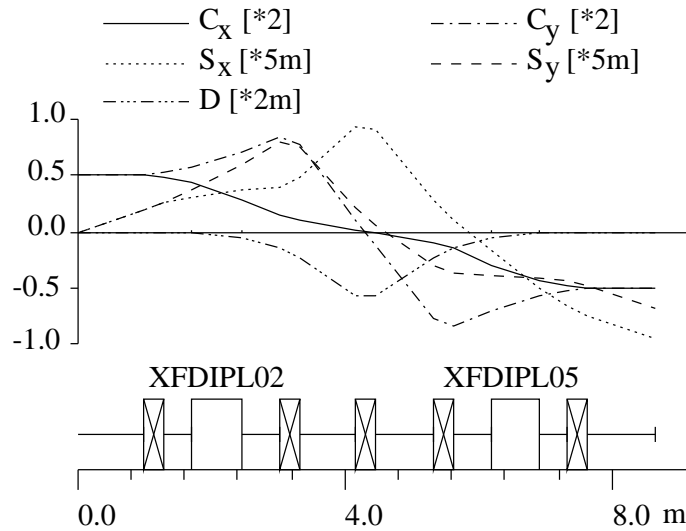


Abbildung A.6: Trajektorienverlauf im 38°-Ablenksystem.

zur Strahlbreiteneinstellung für den Strahlplatz U1 bzw. $L1_{\text{SPR/PXR-C}}$ für den Strahlplatz SPR/PXR-C auf einer nichtdispersionsfreien Strecke in der Extraktion befindet, ergibt sich am Ort des jeweiligen Radiators eine von der Linseneinstellung abhängige Dispersion, deren Beitrag zur Strahlbreite jedoch bei allen berechneten Einstellungen aufgrund der sehr guten Energieschärfe des MAMI-Strahls von 30 keV (FWHM bei 855 MeV) vernachlässigbar ist. In Tabelle A.3 sind einige in der Simulation berechnete Strahlfleckgrößen für die einzelnen Experimentierplätze sowie die von den Experimenten geforderten Strahlbreiten zusammengestellt. Alle berechneten Strahlbreiten und Enveloppenverläufe basieren auf den Emittanzwerten aus [Hag95]. Die numerischen Rechnungen wurden mit dem Programm TRANSPORT [BRCI73, Bro72], das über mehrdimensionale Anpassungsroutinen verfügt und mit dem auf der Basis von TRANSPORT von K.-H. Steffens entwickelten interaktiven Programm BEAM-

Tabelle A.3: Geforderte Strahlfleckgrößen (* kennzeichnet die Zusatzforderung $\sigma_x \approx \sigma_y$) sowie eine Auswahl an berechneten Strahlbreiten für die verschiedenen Experimentierplätze (jeweils 1σ -Werte mit $\alpha_x = \alpha_y = 0$).

Experimentierplatz		Anforderungen		Simulation	
		$\sigma_x [\mu\text{m}]$	$\sigma_y [\mu\text{m}]$	$\sigma_x [\mu\text{m}]$	$\sigma_y [\mu\text{m}]$
U1		382	141	374	148
U2		≤ 60	$\leq 60^*$	76	75
SPR/PXR-C	SPR	≤ 30	5	58	61
	PXR	50-100	50 – 100*	16	13
TR-C	Interferometrie	277	105	12	6
	Phasenkontrast	≤ 10	$\leq 10^*$	69	71
TR-C	PXR	50-100	50 – 100*	268	109
	Bildgebung	Pkt.-zu-Pkt.-Abb.		85	87
				$S_x = 0$	

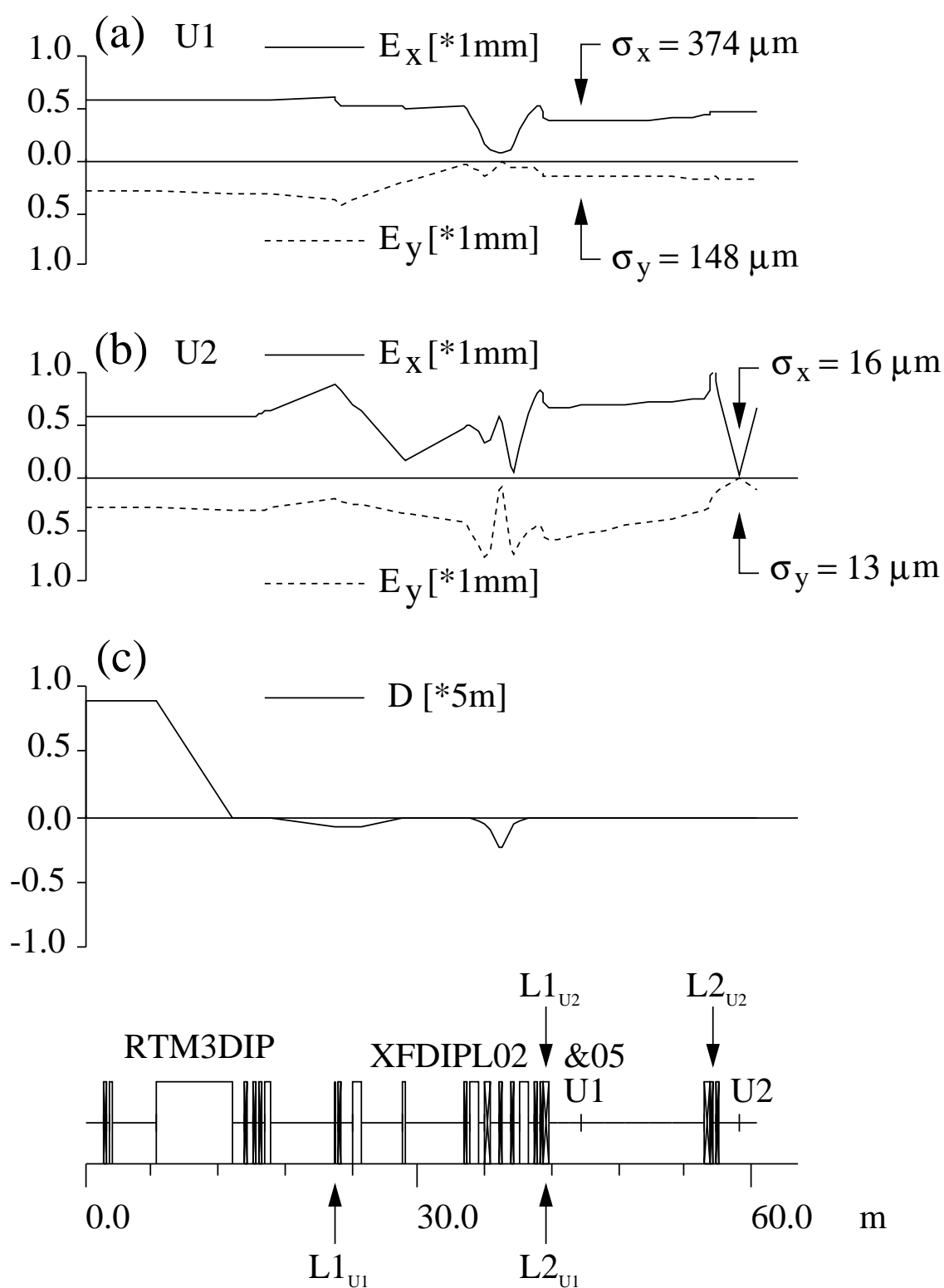


Abbildung A.7: Verlauf der horizontalen und vertikalen Envelopen E_x , E_y (jeweils 1σ -Werte) mit den am jeweiligen Radiator eingestellten Strahlbreiten (Fokus) für die Experimentierplätze U1 (a) und U2 (b). (c) Gang der Dispersion D bei der Fokussierung in den Undulator am Experimentierplatz U2.

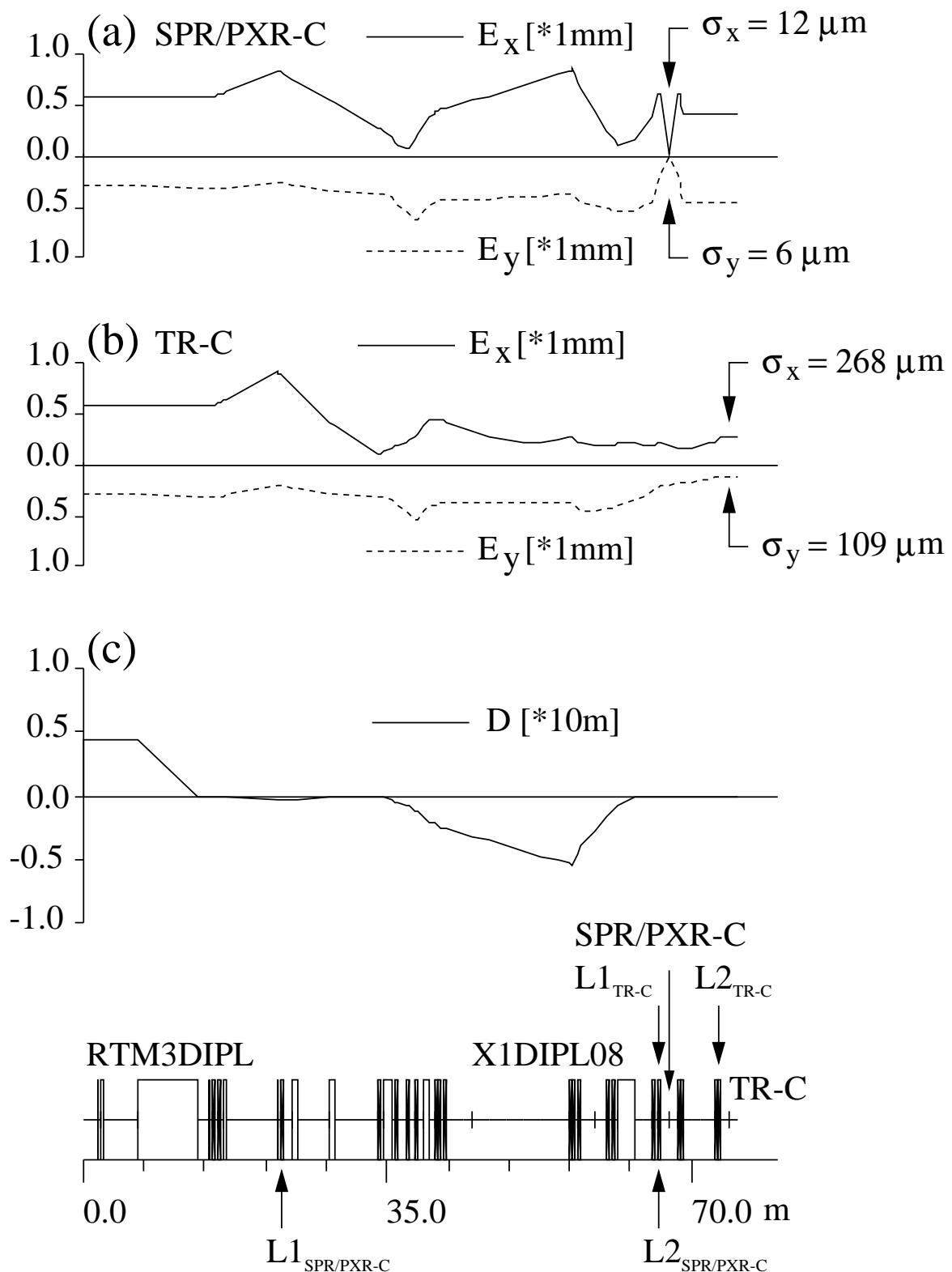


Abbildung A.8: Verlauf der horizontalen und vertikalen Envelopen E_x , E_y (jeweils 1σ -Werte) mit den am jeweiligen Radiator eingestellten Strahlbreiten (Fokus) für die Experimentierplätze (a) SPR/PXR-C in der Einstellung zur Untersuchung des Smith-Purcell Effektes und (b) TR-C in der Einstellung für das Interferometrieexperiment. (c) Gang der Dispersion D bei der Fokussierung für den Strahlplatz TR-C.

OPTIK [Ste94] durchgeführt. Letzteres stellt eine graphische Ausgabe der Rechenergebnisse zur Verfügung, von der alle hier gezeigten Trajektorien- und Enveloppenverläufe stammen.

A.3 Aufbau des Strahlführungssystems

Der Aufbau des Strahlführungssystems erstreckte sich von Januar 1996 bis September 1997. Auf eine detaillierte Darstellung der hierbei notwendigen Konstruktions-, Justage-, Auf- und Umbauarbeiten wird verzichtet. Stattdessen wird im folgenden lediglich ein kurzer Überblick über die wichtigsten Parameter der Strahlführungskomponenten gegeben sowie der Gang der Justage und das Vakuumsystem skizziert.

A.3.1 Komponenten der Strahlführung

A.3.1.1 Dipole

Bei den verwendeten sechs Ablenkmagneten handelt es sich um gebrauchte oder bereits im Institut vorhandene Exemplare ¹⁹, die z.T. zur Erhöhung der maximalen Feldstärken oder zur Anpassung an vorhandene Netzgeräte etwas modifiziert werden mußten ²⁰. In Tab. A.4 sind die wichtigsten Kenngrößen der Ablenkmagnete zusammengefaßt.

Da der Nachweis der Röntgenstrahlung bei den Experimenten an den Strahlplätzen U1, U2 und TR-C in Geradeausrichtung hinter dem nachfolgenden Dipol erfolgt, wurde vor Beginn der eigentlichen Aufbauarbeiten das Joch der Magnete X1DIPL08, X1DIPL18 und X1DIPL23 auf einer Länge von ca. 1 m in ein- und auslaufender Elektronenstrahlrichtung im Institut durchbohrt ²¹. Die Durchbohrung in Rückwärtsrichtung ermöglicht im Falle des X1DIPL08 auch die Beobachtung von Röntgenstrahlung in Rückwärtsgeometrie. Darüberhinaus ist eine Durchbohrung in beiden Richtungen sowohl für die Justage der Strahlführungskomponenten als auch der Experimentaufbauten von großem Vorteil, da jederzeit eine direkte Sicht in die Strahlführung gewährleistet ist. Aus dem X1DIPL18 wurde zusätzlich noch ein nahezu rechtwinkliges, dreieckiges Stück (Kathete: 160 mm, 95 mm, Hypotenuse: 186 mm) des Jochs entfernt, um in einem Winkelbereich von $6.7^\circ - 13^\circ$ zur Einfallrichtung Strahlung nachweisen zu können.

A.3.1.2 Quadrupole

In das Strahlführungssystem wurden insgesamt 24 Quadrupole eingebaut. Zwei davon (EX-TRQUAD06&07) wurden in die Extraktion der dritten Beschleunigungsstufe eingefügt. Diese beiden sog. BELI-QUADS der Firma Danfysik stammen noch aus der alten 180 MeV

¹⁹Die großen Dipole X1DIPL08, X1DIPL18 und X1DIPL23 stammen aus dem Doppelspeicherung DCI in Orsay und wurden dem Institut vom CEA (Commissariat à l'Énergie Atomique), Paris unentgeltlich überlassen. Die Ablenkmagnete XFDIPL02&05 stammen aus der Energieverlust-Meßanordnung des Mainzer 300 MeV Elektronenlinearbeschleuniger, s. [Glu75]. Der XFDIPL01 war Teil der Strahlführung BELI hinter MAMI A [Kra84].

²⁰Bei den Elementen XFDIPL02&05 handelt es sich um sog. H-Magnete, die aus zwei, zur Mittelebene symmetrischen, getrennten Hälften bestehen. Durch Abfräsen des Rückführungsjochs der Hälften um je 10 mm wurde ihr Gap von 50 mm auf 30 mm reduziert. Das Gap des X1DIPL08 wurde durch Aufschrauben zusätzlicher Polplatten von 110 mm auf 70 mm verringert.

²¹Die Durchmesser der Bohrungen betragen für den X1DIPL08 in Vorwärtsrichtung 60 mm, in Rückwärtsrichtung 30 mm, für den X1DIPL18 100 mm bzw. 50 mm und für den X1DIPL23 jeweils 50 mm.

Tabelle A.4: Die wichtigsten Kenngrößen der Ablenkmagnete bei 855 MeV. Die Größe φ bezeichnet den Ablenkwinkel, α den Strahleintrittswinkel zur Polkantennormalen, β den Strahlaustrittswinkel zur Polkantennormalen, R den Krümmungsradius der Sollbahn, g den Polschuhabstand (Gap), U die Versorgungsspannung, I den Strom und B die magnetische Flußdichte.

Bezeichnung	φ [°]	α [°]	β [°]	R [mm]	g [mm]	U [V]	I [A]	B [T]
XFDIPL01	5.2	0	5.2	4435	30	14.8	76.6	0.643
XFDIPL02&05	19	-11	-11	2242	30	2· 38.5	120	1.27
X1DIPL08	43.8	6.9	6.9	2590	70	10.2	735	1.10
X1DIPL18&23	46.5	8.25	8.25	2484	110	2·16.9	1219	1.15

Strahlführung BELI von MAMI A. Alle Quadrupole in der X1-Strahlführung, mit Ausnahme von sechs Quadrupolen mit großer Apertur im Ablensystem zum Strahlfänger (X1QUAD18-X1QUAD23), wurden einschließlich ihrer Stromversorgung bei der Firma Bruker neu gekauft²². Die großen Quadrupole (X1QUAD18-X1QUAD23) waren ursprünglich Teil des vom MPI für Kernphysik Anfang der 70er Jahre aufgebauten Ablensystems für Positronen. Ihre effektive Länge und ihr Feldgradient waren bereits in [Hag95] bestimmt worden. Da ihre weiteren magnetischen Eigenschaften jedoch unbekannt waren, wurde vor Beginn der Aufbauarbeiten jeweils noch der azimuthale Feldverlauf der Quadrupole durch Messungen überprüft. Die wichtigsten Eigenschaften der verwendeten Quadrupole sind in Tab. A.5 zusammengefaßt.

Tabelle A.5: Die wichtigsten Eigenschaften der verwendeten Quadrupole. (*) Das Rückführungsjoch dieser Quadrupole ist quadratisch, so daß die Quadrupole auf einer Ecke dieses Quadrates stehen. Die Außendiagnole beträgt 700 mm, das Joch ist 75 mm stark.

		Bruker Quad [Bru96b]	BELI Quad [Kph89]	MPI Quad [Hag95]
max. Feldgradient	[T/m]	23.5	6.1	6.8
effektive Länge	[mm]	296	200	375
Brennweite bei 855 MeV	[mm]	410	2400	1120
Aperturradius	[mm]	20	20	70
Länge der Pole	[mm]	280	180	300
Breite der Pole	[mm]	40	40	115
Jochdurchmesser außen/innen	[mm]	340/300	208/176	(*)
Windungszahl		4 × 87	4 × 120	4 × 135
Max. Spulenstrom	[A]	50	10	100

A.3.1.3 Korrekturlemente und Strahldiagnose

Neben den eigentlichen strahloptischen Komponenten enthält das Strahlführungssystem eine Reihe von Elementen zur Korrektur der Strahlage und Strahlrichtung, die nicht in Abb.

²²Neben diesen 16 Quadrupolen und ihren Stromversorgungen mußte lediglich noch das Netzgerät für die beiden Dipole X1DIPL18&23 neu angeschafft werden. Es stammt ebenfalls von der Firma Bruker. Für alle übrigen Elemente konnte auf im Institut vorhandene Stromversorgungen zurückgegriffen werden.

A.5 eingezeichnet sind. Neben den nur horizontal wirkenden Korrekturspulen im XFDIPL05, SFTFDIPL13²³ und X1DIPL23 stehen noch insgesamt sieben in beiden Transversalebene wirkende Wedlerpaare²⁴ zur Ausrichtung des Elektronenstrahls auf die Sollbahn zur Verfügung. Bei ihrer Anordnung wurde berücksichtigt, daß an jedem Strahlplatz zwischen fokussierendem Linsenpaar L2 und Radiator ein Wedlerpaar vorhanden ist²⁵. Dies hat den Vorteil, daß der Strahl in einfacher und übersichtlicher Weise optimal zum Experiment ausgerichtet werden kann. Darüberhinaus wird eine sehr effiziente Methode zum Vermessen des Strahlflecks ermöglicht, s. Kap. A.4.

Um ein problemloses Einfädeln des Elektronenstrahls und die Kontrolle seiner intrinsischen Parameter zu gewährleisten, ist die Strahlführung mit einem umfangreichen Strahldiagnosesystem ausgestattet. Lage und Profil des Elektronenstrahls können längs der Strahlführung mit acht Leuchtschirmen sowie sechs Synchrotronstrahlungsmonitoren beobachtet werden. Bei den Leuchtschirmen handelt es sich um mit ZnS beschichtete und mit einem Fadenzkreuz versehene Aluminium-Blättchen, die in den Strahl geklappt werden können. Das beim Auftreffen des Strahls emittierte Fluoreszenzlicht wird mit Hilfe einer Kamera beobachtet. Bei den Synchrotronstrahlungsmonitoren wird das bei der Ablenkung im Dipol im optischen Spektralbereich emittierte Synchrotronlicht mit einer Kamera betrachtet. Die Strahllage kann bei diesen anhand der Position des Strahlflecks relativ zu in den Vakuumkammern installierten Justierstiften beurteilt werden.

Zur quantitativen Bestimmung von Strahllage und Breite wurden fünf der standardmäßig am MAMI verwendeten Strahlprofilmonitore (Scanner) [Auf81] eingebaut, bei denen der Elektronenstrahl mit einem 40 μm dicken Wolframdraht horizontal und vertikal unter Benutzung des oben beschriebenen Effektes der Sekundärelektronenemission abgetastet wird. Die Position des Drahtes wird aus der Zeit bezüglich eines Zeitmarkengebers am Exzenterantrieb ermittelt. Nach dem in Abschnitt A.1.3.1 vorgestellten Fokussierungsschema ist zur Einstellung einer bestimmten Strahltaile an einem Radiator die Strahlbreite vor dem fokussierenden Quadrupolpaar L2 fest vorgegeben. Um diese Eingangsstrahlgröße messen zu können, wurden vier der Strahlprofilmonitore jeweils kurz vor den auf die Radiatoren fokussierenden Quadrupolpaaren installiert²⁶. Der fünfte befindet sich kurz vor dem Beginn des 38°-Ablenkensystems.

Darüberhinaus werden zur Bestimmung der Position des Strahlschwerpunktes und seiner Intensität Hochfrequenzmonitore (HF-Monitore) [Mit92] eingesetzt. Ihr Funktionsprinzip entspricht dem der in Kapitel 4.2 beschriebenen Lagemonitore zur Einstellung der Punkt-zu-Punkt-Abbildung²⁷. Aufgrund ihrer nichtinvasiven Arbeitsweise sowie ihrer sehr guten Auflösung von wenigen μm kann mit Hilfe der HF-Lagemonitore die Strahlposition und bei ent-

²³Zum Einschluß in die EXH1 wird der Strahl durch den ausgeschalteten SFTFDIPL13 geschossen, da dieser den Strahl zu den Strahlplätzen der anderen Experimentiergruppen lenkt. Seine Korrekturspule dient hauptsächlich zur Kompensation seines Restfeldes.

²⁴Ein Wedlerpaar besteht jeweils aus einem horizontal und einem vertikal ablenkenden kleinen Dipolmagneten. Der maximale Ablenkwinkel für 855 MeV Elektronen beträgt ca. ± 2.1 mrad.

²⁵Eine Ausnahme bildet hierbei der Strahlplatz TR-C mit den Experimenten bei denen das Quadrupolpaar X1QUAD15&16 zur Fokussierung verwendet wird. Aus Platzgründen konnte an dieser Stelle kein Wedlerpaar eingebaut werden.

²⁶Ausnahme ist auch hier der Strahlplatz TR-C mit den Experimenten, die zur Fokussierung das Quadrupolpaar X1QUAD15&16 verwenden. Da dieses über eine Länge von ca 2.5 m verfahrbar ist, wurde der Scanner hinter das Quadrupolpaar gesetzt. Um die Strahleingangsgrößen zu bestimmen, werden die Quadrupole ausgeschaltet.

²⁷Im Gegensatz zu den dort eingesetzten Lagemonitoren liegt die Resonanzfrequenz der in der Strahlführung eingesetzten HF-Monitore bei der MAMI Grundfrequenz von 2.45 GHz. Der eingebaute HF-Intensitätsmonitor arbeitet mit der TM_{010} -Mode, die lageunabhängig von den Elektronenstrahlbunchen angeregt wird.

sprechendem Einsatz von zwei Monitoren auch seine Richtung längs des Systems sehr schnell und genau kontrolliert und in reproduzierbarer Weise eingestellt werden. Hierbei kann davon ausgegangen werden, daß die Strahlage im Diagnosepulsbetrieb, der für den Einsatz der Monitore in der Regel eingestellt wird²⁸, und im cw-Betrieb, in dem die Experimente durchgeführt werden, identisch sind. Insgesamt wurden sechs Lage- und ein Intensitätsmonitor in das Strahlführungssystem eingebaut.

A.3.2 Justage

Der mechanische Aufbau und die Justage der Strahlführungskomponenten erfolgte grob in drei Abschnitten. Zu Beginn wurde der Sollstrahlverlauf eingemessen. Anschließend folgte die Justage der Dipole. Im letzten Schritt wurden dann, nach Setzen der Gestelle und Träger, die übrigen Strahlführungskomponenten eingebaut und ausgerichtet.

A.3.2.1 Sollstrahlverlauf

Der Verlauf der Sollstrahlachsen wurde mit Hilfe von Justiermarken in Boden und Wänden festgelegt. Zum Einmessen der Marken wurden wie für alle Justagearbeiten elektronische Theodolite (Kern E2 SWISS) und ein Nivellierinstrument (Brunson Instr. Comp.) verwendet. Die Vorgehensweise zur Konstruktion der Sollstrahlachsen wird anhand von Abb. A.9 erläutert.

Ausgangspunkt für das Einmessen war die Einschußrichtung in die Experimentierhalle 1, die durch eine Bohrung im SFTFDIPL13 festgelegt ist. An der hierdurch definierten Achse A1 wurde das System sowohl in Richtung Beschleuniger als auch zu den Experimentierhallen hin fortgesetzt.

Zur Übertragung der Achse A1 in die Experimentierhalle 1 wurde im Strahlführungstunnel ein Theodolit auf die Bohrungsachse des SFTFDIPL13 ausgerichtet und in der Experimentierhalle 1 zunächst drei Justierpunkte gesetzt. Ein Punkt in der Flucht der Achse an der Wand in der EXH1 (W1) definiert hierbei auch die Strahlhöhe. Die beiden anderen Justierpunkte (BM1, BM2) mußten, da vom Strahlführungstunnel aus nur in Strahlhöhe in die Experimentierhalle 1 eingesehen werden konnte, jeweils mit Hilfe eines dünnen Lots konstruiert werden. Hierzu wurde das Lot auf die Achse ausgerichtet und mit zwei senkrecht zueinander stehenden Theodoliten auf einen Punkt auf den Boden projiziert. Alle weiteren Justiermarken längs der Achse in der EXH1 wurden mit Hilfe eines dort aufgestellten und über die drei Justiermarken ausgerichteten Theodoliten eingemessen. Die Position des Vertex des X1DIPL08 in der EXH1 (V08) auf der Achse A1 wurde nach den Grundrißzeichnungen über den senkrechten Abstand zur nächsten Wand festgelegt. Zur Konstruktion der Achse A2 in Richtung Experimentierhalle 2 wurde der Theodolit mit Hilfe seines Mittenlots direkt über der Justiermarke des Vertex aufgestellt und der Sollablenkwinkel zur Einfallssachse A1 abgetragen. Die Übertragung der Achse A2 in die EXH2 sowie die Konstruktion von A3 und A4 erfolgte ebenfalls nach den oben beschriebenen Verfahren. Die Vertexpositionen des X1DIPL18 (V18) ergab sich hierbei durch eine Abstandsmessung mit einer Stahlmeßplatte längs der Achse A2 zur nächsten Wand, V23 wurde durch seinen Sollabstand zu V18 längs A3 festgelegt.

²⁸Die Lagemonitore können auch im cw-Betrieb verwendet werden. Hierbei muß jedoch der Strahlstrom $I > 1 \mu\text{A}$ sein.

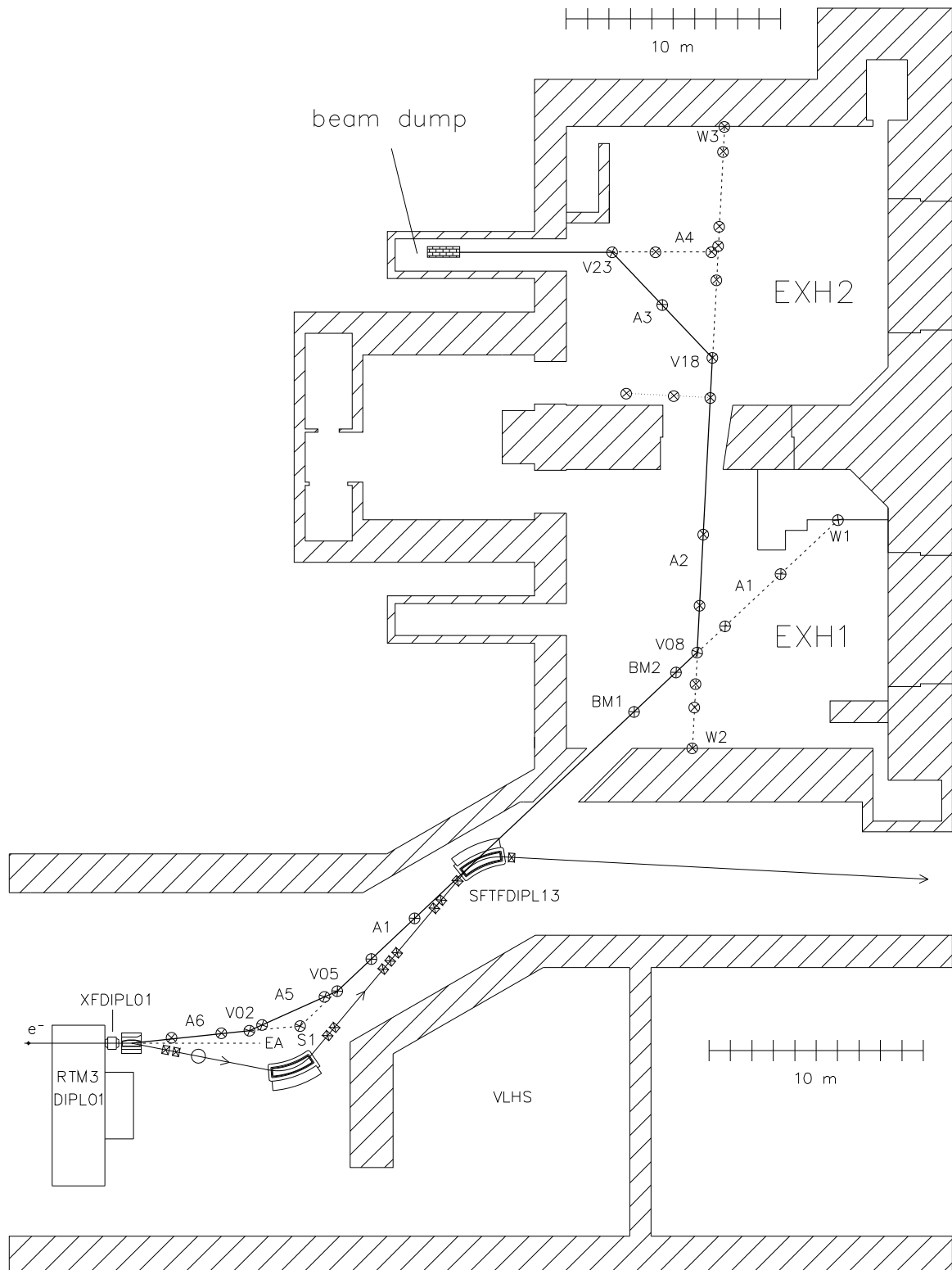


Abbildung A.9: Maßstäbliches Schema der Sollstrahlachsen der X1-Strahlführung. Dargestellt ist eine Auswahl an gesetzten Boden- und Wandmarken. Hierbei befinden sich alle Wandmarken in Strahlhöhe, W1, W2 und W3 liegen zudem noch auf der Strahlachse A1 bzw. A2.

Das Fortsetzung des Systems zum Beschleuniger erforderte zunächst die Konstruktion der 5.2° -Ablenkung relativ zur Extraktionsachse (EA) von der Sollposition des Vertex des XFDIPL01 aus. Da an der Position zwischen RTM3DIPL01 und SFTFDIPL01 kein Theodolit zum Einmessen der Achse A6 aufgestellt werden konnte, wurde zunächst in bekanntem Abstand vom Vertex des XFDIPL01 eine Hilfssenkrechte auf EA gefällt ²⁹. Aus dem Abstand und dem Ablenkwinkel von 5.2° wurde der Schnittpunkt der Hilfssenkrechten mit der Achse A6 bestimmt. Über diesem Punkt wurde ein Theodolit aufgestellt und die Achse A6 gegen die Hilfssenkrechte abgetragen.

Zur Konstruktion der symmetrischen $2 \times 19.02^\circ$ Ablenkung wurde zunächst die Achse A6 mit A1 geschnitten. Über dem Schnittpunkt S1 wurde ein Theodolit installiert und der Winkel α zwischen A1 und A6 bestimmt. Die Position des Vertex des XFDIPL02 (V02) auf A6 folgte aus dem Sollabstand zu S1. Zur Konstruktion von A5 wurde über V02 ein Theodolit aufgestellt und gegen A6 ein Winkel von $(180^\circ - \alpha)/2$ abgetragen. Der Vertex des XFDIPL05 (V05) folgte als Kreuzungspunkt von A5 und A1.

Die Strahlführung verläuft durchgehend in einer horizontalen Ebene, die Sollstrahlhöhe ändert sich jedoch aufgrund der unterschiedlichen Höhenniveaus von Beschleunigerhalle, Strahlführungstunnel und Experimentierhallen. Sie liegt zunächst bei 1.8 m, fällt auf 1.5 m und beträgt in den Experimentierhallen 2.19 m.

A.3.2.2 Dipoljustage

Beim Aufbau der Strahlführung wurden in jedem Abschnitt zunächst die Ablenkmagnete aufgestellt. Dies gewährleistete für den Zusammenbau ausreichend Rangierraum und stellte sicher, daß für das Aufstellen und Ausrichten der Justiergeräte noch alle Achsen frei zugänglich und alle Justiermarken in idealer Weise sichtbar waren. Für das grobe Aufstellen der Magnete wurde zunächst deren Position mit Hilfe von Schablonen auf dem Boden angerissen. Nach Installation der Untergestelle erfolgte zuerst die Höhenjustage der Magnete. Zur Definition der Mittelebene der Magnete wurden nach Ausmessen des Gaps mit Innenmikrometerschrauben Endmaßplättchen verwendet. Ihre Höhe wurde längs des Polschuhs an mehreren Positionen mit der Sollhöhe verglichen. Zusätzlich wurde die Neigung der Magnete mit Hilfe von Präzisionswasserwaagen (Einteilung der Skala der Libelle: 2/100 mm auf 1 m), die ebenfalls längs des Polschuhs verschoben wurden, überprüft. Die Ausrichtung der Magnete in der Strahlebene ist erheblich komplexer. Am aufwendigsten erwies sich die Justage der 30 t schweren HDCI-Magnete, die daher im folgenden exemplarisch erläutert wird.

Die Umfangslinien des Eisenkörpers der Magnete werden in ihrer Sollposition an vier definierten Punkten von der Einfalls- und Ausfallsstrahlachse geschnitten. Hierbei wird durch zwei Punkte auf der gleichen Achse die Orientierung und durch einen dritten Punkt auf der zweiten Achse die Position des Magneten festgelegt. Das Prinzip der Justage bestand daher darin, zunächst zwei Punkte mit einer Achse zu fluchten und den Magnet dann längs dieser Achse zu verschieben, bis der dritte Punkt auf der zweiten Achse liegt. In der Praxis konnten die Magnete jedoch ausschließlich über Drehungen bewegt werden. Hierzu wurden jeweils zwei der drei zylinderförmigen Standfüße ($h=125$ cm, $\varnothing=42$ cm) für einen Bruchteil einer Sekunde durch Einpressen von Öl auf einem dünnen Ölfilm auf ihren geschliffenen Standplatten aufgeschwemmt und der Magnet um den dritten Fuß gedreht. Eine Translation kann

²⁹Der Abstand folgte aus der aus Rechnung und Konstruktionszeichnung bekannten Entfernung des Vertex zum Joch am Austritt des SFTFDIPL01 und einer Abstandsmessung von der Jochkante zum Aufpunkt der Hilfssenkrechte auf EA. Hierzu wurde längs EA eine Meßplatte an das Joch des Magneten angelegt und mit einem auf der Hilfssenkrechten ausgerichteten Theodoliten der Abstand abgelesen.

so durch definierte Drehungen um jeden der drei Füße realisiert werden. Die durchzuführenden Drehungen lassen sich aus der Geometrie berechnen. Da sich in der Praxis die Magnete nicht exakt um den gewünschten Betrag drehen ließen, wurde das Verfahren iterativ angewendet. Nach der Justage wurden alle Standfüße einzeln durch kurzes Aufschwemmen auf Spannungsfreiheit überprüft und Höhe und Neigung der Magnete noch einmal kontrolliert. Insgesamt konnte eine Genauigkeit in der Höhe der Mittelebene von etwa $1/10$ mm (in Bezug auf die durch Justiermarken definierte Sollhöhe), der Neigung des Magneten von im Mittel ca. 0.04 mm/m und in der Position der drei Justierpunkte von im Mittel ca. $2/10$ mm erreicht werden. Die Justage eines Magneten beanspruchte mit Unterstützung zweier weiterer Personen 1-2 Tage.

A.3.2.3 Justage der restlichen Strahlführungselemente

Die restlichen Strahlführungselemente sind in Justiertischen gehalten, die eine Verschiebung senkrecht zur Strahlrichtung in der Strahlebene erlauben³⁰. Die Ausrichtung auf die Strahlhöhe erfolgt über drei Stellschrauben mit denen die Justiertische auf den Strahlführungsträgern befestigt sind. Quadrupole, HF-Monitore und Wedler wurden jeweils mit speziellen Justierblenden mit einem zentrischen Loch von $1/10$ mm Durchmesser eingemessen. Die Verkippung der Elemente längs der Strahlachse wurde durch wechselseitiges Einsetzen der Blende in das vordere und hintere Ende des Elements minimiert. Die Einstellung des Azimutwinkels erfolgte bei den Quadrupolen mit Hilfe eines Dorns, der auf das Joch der Quadrupole aufgesteckt wird, und dessen Spitze auf der Symmetrieachse des Quadrupols liegt. Der Azimutwinkel der HF-Monitore konnte mit einer Präzisionswasserwaage einjustiert werden, die auf eine geschliffene Fläche auf dem Element aufgelegt wurde. Die H-förmigen Wedler erlauben ebenfalls ein Auflegen der Wasserwaage auf das Element. Bei allen anderen Komponenten ist die azimutale Justage des Justiertisches ausreichend. Beim Ausrichten der Leuchtschirme wurde nach Möglichkeit darauf geachtet, daß das Fadenkreuz des in den Strahl geklappten Schirms auf der Sollstrahlachse liegt³¹. Die Justage der Strahlprofilmonitore erfordert ein Einmessen des Drahts in Sollposition und vier durch den Bewegungszyklus definierten Stellungen. Mit Hilfe von Eichkurven können dann Ablagen und Strahlbreiten bestimmt werden, s. [Auf81].

Eine Besonderheit stellt noch ein im Durchbruch zwischen der Experimentierhalle 1 und 2 verschiebbares Quadrupoldublett (X1QUAD15&16) dar. Dieses kann ohne Brechen des Vakuums über eine Länge von ca. 2.5 m verschoben werden. Hierzu sind die Justiertische der Quadrupole auf einer Grundplatte befestigt, die auf einer Seite an eine Linearführung mit Kugelbüchsen (STAR) montiert ist, während die andere Seite durch zwei freie Laufräder gestützt wird.

A.3.3 Vakuumsystem

Das Vakuumsystem ist nahezu ausschließlich in Aluminiumtechnik mit entsprechenden Aluminiumdichtungen gefertigt. Die Standardstrahlrohrweite beträgt $\varnothing_a = 40$ mm im Außendurchmesser bei einer lichten Strahlrohrweite von $\varnothing_i = 30$ mm³². Für einen möglichst

³⁰Eine Ausnahme bilden einige Leuchtschirme, deren Gehäuse direkt starr an das Strahlrohr angeflanscht sind.

³¹Eine exakte Ausrichtung ist nur bei den in Justiertischen gehaltenen Leuchtschirmen möglich.

³²Die lichte Weite des Systems wird jedoch vielerorts durch die geringere Apertur der HF-Monitore von 20 mm, durch die geringe Gap-Höhe einiger Dipole und durch Experimente eingeschränkt. So ist z.B. auf der Achse

verlustfreien Transport des von den Radiatoren am Experimentierplatz TR-C aufgestreuten und energetisch verbreiterten Strahls öffnet sich das System im Anschluß an den X1DIPL18 zunächst auf eine lichte Weite von 125 mm, hinter dem X1DIPL23 zum Strahlfänger dann auf 200 mm.

Die für die sechs Dipole benötigten Vakuumkammern wurden ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit konstruiert ³³, die Kammer des SFTFDIPL13 für den Eintritt der Strahlführung entsprechend modifiziert. Ihr Design folgt im Prinzip den an MAMI üblichen Standardvorgaben und ermöglicht durch Glasfenster die direkte Einsicht in die Strahlachsen sowie die Beobachtung von Synchrotronstrahlung. Hierzu sind in den Kammern jeweils 4 Justierstifte angebracht, deren Zentrum die Strahlsollposition am Emissionspunkt definiert. Die Wandstärke der Kammern richtet sich nach der zur Verfügung stehenden lichten Höhe der Magnete und Breite der Kammern und liegt zwischen 4 mm und 8 mm. Zur Stabilisierung wurden soweit nötig in die teilweise bis zu 2.3 m langen und 0.7 m breiten Kammern Stützstreben eingebaut, die ein Durchbiegen der Kammerwände im evakuierten Zustand und letztlich Risse in den Schweißnähten verhindern. Bei den Vakuumkammern des X1DIPL08 und des X1DIPL18 mußten zusätzlich die Anforderungen durch die Experimente berücksichtigt werden. Um die an den Experimentierplätzen U1 und U2 erzeugte Undulatorstrahlung in Geradeausrichtung beobachten zu können, wurde an die Kammer des X1DIPL08 in Strahlrichtung ein 1200 mm langes Aluminiumrohr ($\varnothing_a = 58$ mm, $\varnothing_i = 52$ mm) angeschweißt, das durch die ca. 1 m lange Bohrung im Joch des Magneten führt und eine weitere Fortsetzung des Vakuumsystems ermöglicht. Zur Beobachtung der in der EXH2 erzeugten PXR in Rückwärtsrichtung wurde durch die zweite Bohrung im X1DIPL08 ein 1200 mm langes ($\varnothing_a = 22$ mm, $\varnothing_i = 15$ mm) Aluminiumrohr in die Vakuumkammer eingeschraubt. Da die Lage der Kammer im Magneten zusätzlich durch den Sollein- und austrittspunkt des Elektronenstrahls festgelegt ist, mußte bei der Herstellung der Kammer auf eine äußerst exakte Einhaltung der Konstruktionsvorgaben geachtet werden. Gleiches gilt für die Kammer des X1DIPL18, an die zur Beobachtung in Geradeausrichtung ein 1300 mm langes Rohr angeschweißt wurde ($\varnothing_a = 95$ mm, $\varnothing_i = 90$ mm). Um PXR in einem Winkelbereich von 6.7° - 13° beobachten zu können, muß die Kammer auf einer Länge von 186 mm direkt am Joch entlang geführt werden, so daß auch hier mit dem vorgegebenen Sollein- und austrittspunkt des Elektronenstrahls so gut wie kein Justierspiel zur Verfügung stand.

Um auf der ca. 62 m langen Strahlführung das zum Strahlbetrieb nötige Vakuum mit einem Druck von $p \approx 10^{-6} - 10^{-5}$ mbar zu realisieren, wurden an fünf Positionen, an denen großvolumige Bereiche des Strahlführungssystems evakuiert werden müssen, Vakuumpumpstände installiert ³⁴. Sie bestehen jeweils aus einer Kombination einer Drehschieber-Vakuumpumpe (Leybold TRIVAC), einer Turbo-Molekularpumpe (Leybold TURBOVAC oder Pfeiffer TPU) und einer Getterpumpe (Varian) ³⁵. In den restlichen Abschnitten der Strahlführung wird das Vakuum durch zwei weitere Getterpumpen gehalten. Zum Belüften können mit Hilfe von acht Preßluftventilen die entsprechenden Abschnitte vom restlichen Strahlführungssystem

in Richtung EXH2 dauerhaft der Wedler für das bildgebende Verfahren eingebaut, dessen Vakuumkammer nur eine lichte Höhe von 7 mm besitzt.

³³Eine Ausnahme ist die Kammer für den X1DIPL23, die von W. Klag entworfen wurde.

³⁴Der erste Pumpstand befindet sich am XFDIPL05 und wird verwendet, um das Bypass-System zu evakuieren. Der zweite Pumpstand sitzt kurz vor dem SFX1DIPL08, ein weiterer kurz hinter dem X1DIPL08. Sie erzeugen das Vakuum im Strahlführungsabschnitt beginnend hinter dem SFTFDIPL13 bis an den Eintritt in die EXH2. Hier befindet sich ein weiterer Pumpstand an der Kammer TR-C sowie der letzte in der Mitte des Ablenssystem zum Strahlfänger.

³⁵Der Pumpstand an der Kammer TR-C besteht nur aus einer Drehschieber- und einer Turbo-Molekularpumpe.

abgekoppelt werden.

A.4 Messung der Strahlparameter

Nach der Inbetriebnahme der Strahlführung Ende September 1997 wurden insgesamt vier eintägige Teststrahlzeiten dazu genutzt, erste Erfahrungen mit dem System zu gewinnen, Optimierungsvorschriften für eine problemlose Bedienung des Systems durch studentische Hilfskräfte zu entwickeln, sowie erste Fokussierungstests am Strahlplatz TR-C durchzuführen. Im Anschluß daran wurde sukzessive an den verschiedenen Experimentierplätzen überprüft, ob die in der Simulation erzielten Strahlparameter realisiert werden können. Hierbei erfolgte die Vermessung der Strahlplätze U1 und U2 vor der Installation der eigentlichen Experimentaufbauten mit einem Drahtscanner in einer provisorisch eingebauten, schnell versetzbaren Vakuumkammer, im folgenden als Fahrstuhlkammer bezeichnet. Die Bestimmung der verschiedenen, am Strahlplatz TR-C einstellbaren Strahlbreiten, fand begleitend zu den jeweiligen Experimenten statt. Da abzusehen war, daß der Experimentierplatz SPR/PXR-C in der nur dreieinhalbjährigen Betriebsdauer der Strahlführung nicht eingerichtet werden konnte, wurde auf ein Vermessen der Strahlfleckdimensionen an diesem Ort verzichtet. Im folgenden Abschnitt wird zunächst eine vorbereitende Emittanzmessung geschildert. An diese schließt sich die Darstellung der Vermessung der verschiedenen Experimentierplätze an. Das Kapitel endet mit einer Zusammenfassung und Diskussion der Meßergebnisse.

A.4.1 Emittanzmessung

Der Verlauf der Strahlenveloppen entlang des Strahlführungssystems und die Schärfe der Foki am Ort der Radiatoren hängen neben den optischen Eigenschaften des Systems auch von der Emittanz des Strahls ab. Die in Kapitel A.2.3 dargestellten Simulationsrechnungen beruhen auf einer Emittanzmessung aus dem Jahr 1995, die am ehemaligen Experimentierplatz FR-C der X1-Kollaboration im Transfersystem kurz vor dem SFTFDIPL04 durchgeführt wurde, s. Abb A.5. Da während des Aufbaus der X1-Strahlführung bei umfangreichen Umbauarbeiten im vorderen Bereich des Beschleunigers die Elektronenquelle um knapp 2 m nach hinten versetzt wurde und, wie in Abschnitt A.1.3.2 dargestellt, zur Einstellung der Fokussierung die Kenntnis der Phasenellipse in der Strahlführung erforderlich ist, wurden die Strahleigenschaften durch eine weitere Emittanzmessung in der X1-Strahlführung im Februar 1998 überprüft.

A.4.1.1 Prinzip der Emittanzmessung

Abbildung A.10 zeigt die prinzipielle Anordnung zur Bestimmung der Emittanz nach [Auf81]. Sie besteht aus einer Linse bzw. einem Linsensystem und einem weiter strahlabwärts positionierten Strahlprofilmonitor. Wie in Abb. A.10 schematisch an zwei Meßschritten dargestellt, werden bei unterschiedlichen Linseneinstellungen die Strahlbreiten bestimmt und die daraus resultierenden Phasenraumstreifen an den Eintritt des Fokussierelementes zurücktransformiert. Dort wird das gesuchte Phasenraumvolumen durch die Schnittfläche aller rücktransformierten Phasenraumstreifen eingegrenzt. In diese läßt sich eine Ellipse einbeschreiben, an die im Idealfall jede rücktransformierte Gerade eine Tangente bildet.

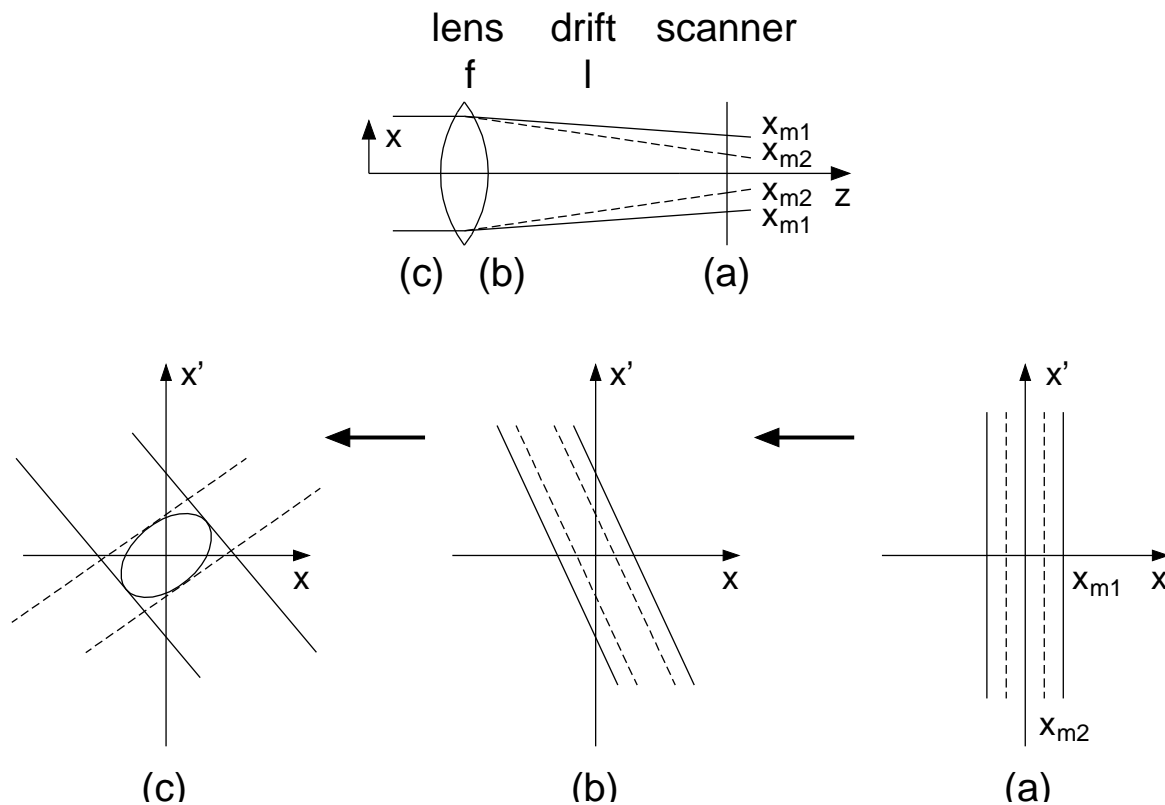


Abbildung A.10: Meßprinzip zur Emittanzbestimmung am Beispiel von zwei Meßpunkten. (a) Am Ort des Strahlprofilmonitors werden durch Messung der totalen Strahlbreiten $2x_{m1}$, $2x_{m2}$ Streifen im Phasenraum definiert, innerhalb derer sich die Phasenraumellipse mit unbekannter Orientierung und Fläche befindet. (b) Rücktransformation der Streifen an den Linsenaustritt. Fixpunkte sind hierbei die Schnittpunkte der Streifen mit der x -Achse. (c) Rücktransformation an den Linseneintritt. Fixpunkte sind die Schnittpunkte der Streifen mit der x' -Achse. Infolge unterschiedlicher Brennweiten ergeben sich Streifen unterschiedlicher Neigung, deren Schnittfläche das Phasenraumvolumen auf ein endliches Gebiet einschränken, in das eine Ellipse eingeschrieben wird.

A.4.1.2 Durchführung der Emittanzmessung

Die Emittanzmessung wurde bei einer Elektronenstrahlenergie von 855 MeV im cw-Betrieb bei einem Strahlstrom von 0.7 nA durchgeführt. Als Meßort wurde der Experimentierplatz U2 in der Experimentierhalle 1 ausgewählt. Dieser Ort bietet den Vorteil, daß er ungefähr in der Mitte des Strahlführungssystems liegt. Die rechnerische Transformation der hier gemessenen Phasenellipsen zum Meßplatz TR-C und U1 sowie an den Systemeintritt erfolgt somit durch eine relativ geringe Anzahl von Elementen. Abweichungen zwischen den berechneten und gemessenen Strahlbreiten aufgrund von Justierfehlern und der damit verbundenen Verkopplung der Phasenräume sollten an all diesen Orten nicht allzu groß sein.

Die Anordnung zur Messung der Emittanz zeigt Abb. A.11. Das fokussierende Linsensystem besteht aus zwei Quadrupolen. Der X1QUAD02 fokussiert den Strahl vertikal, der X1QUAD03 horizontal. Das für die Brennweite maßgebende Längsintegral über den Feldgradienten wird durch Variation des Spulenstroms der Quadrupole über das MAMI-Kontrollsystem mit einer Genauigkeit von ca. 1% eingestellt. Die Unsicherheit beruht dabei auf der Kenntnis des Spulenstroms, der, wie in Abschnitt A.1.3.3 beschrieben, auf besser als 1%

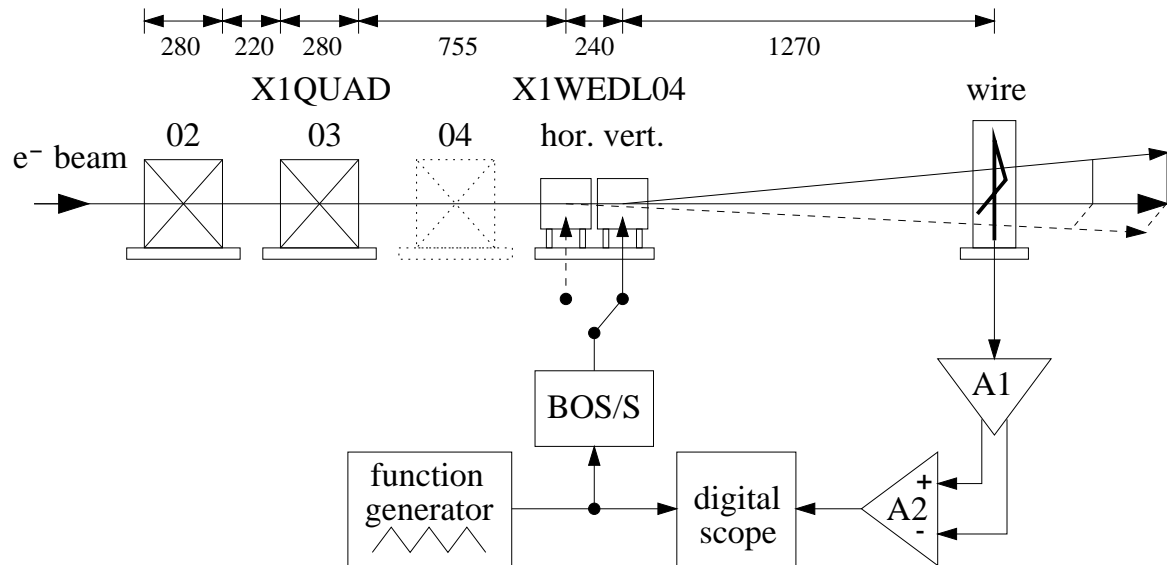


Abbildung A.11: Anordnung zur Emittanzmessung. Der obere Teil des Bildes zeigt eine Ausschnittsvergrößerung des Strahlführungsabschnitts im Bereich des Experimentierplatzes U2, an dem die Emittanzmessung durchgeführt wurde. Miteingezeichnet sind die geometrischen Abstände der verwendeten Komponenten in Strahlrichtung. Der X1QUAD04 war während der Messungen ausgeschaltet. Im unteren Teil des Bildes ist der Aufbau zur Strahlprofilmessung mit den zur Steuerung und Datenaufnahme verwendeten Komponenten schematisch skizziert.

genau bestimmt ist. Hinter dem Dublett wurde in die Mitte des Experimentierplatzes U2 die Fahrstuhlkammer ($b \times h \times t = 220 \times 320 \times 160 \text{ mm}^3$) in die Strahlführung eingebaut, in der sich eine mit einem Fahrstuhl horizontal und vertikal zum Strahl positionierbare Targetleiter befindet. Diese ist mit einem ZnS-Schirm und einem isoliert gegen den Träger aufgehängten Drahtkreuz (Wolfram, $\text{Ø } 25 \text{ }\mu\text{m}$) bestückt, mit dem durch Messung des Sekundärelektronensignals an unterschiedlichen Positionen des Drahtes im Elektronenstrahl das Strahlprofil bestimmt wird.

Zur Messung des Strahlprofils wird der Elektronenstrahl mit einem kleinen in der entsprechenden Richtung ablenkenden Dipolmagneten (Wedler) durch Variation seines Erregungsstroms über den gespannten Drahtabschnitt geführt. Hierzu wird mit einem Funktionsgenerator eine bipolare, spannungsgesteuerte Stromquelle (BOS/S, vgl. Tab. 4.3) mit einer Dreiecksspannung periodisch mit einer Frequenz von 9 Hz und einem Spannungshub von 2 V angesteuert. Trifft der Elektronenstrahl auf den Wolframdraht, kommt es zur Emission von Sekundärelektronen. Der nachfließende Ausgleichsstrom ist proportional zum Strom der auftreffenden Elektronen und liefert somit Informationen über das Strahlprofil. Das im Draht erzeugte Stromsignal wird direkt vor Ort in der EXH1 mit einem Strom-Spannungs-Verstärker (A1, Eigenbau Inst. f. Kernphysik) um einen Faktor 10^4 verstärkt und zur Unterdrückung von Störungen, die auf die Verbindungsleitung von ca. 80 m Länge einwirken, differentiell in den Kontrollraum übertragen. Das Ausgangssignal des Differenzverstärkers (A2, Tektronix) wird zeitlich korreliert mit dem Wedlersignal mit einem digitalen Speicheroszilloskop (Tektronix) aufgezeichnet. Mit diesem wird durch Mitteln des Signals über mehrere Perioden (typischerweise 10-100) des Dreieckssignals das Rauschen nahezu vollständig unterdrückt.

Die Strahlbreite ergibt sich aus der Kalibrierung der Wedlererregung (die durch die Steuerungspannung bestimmt wird) gegen die relative Elektronenstrahlposition. Hierzu wurde in der

vertikalen Richtung bei verschiedenen, definierten Drahtpositionen der Wedler jeweils soweit erregt, bis die beim Durchgang des Elektronenstrahls durch den Draht erzeugte Bremsstrahlung, die mit einem NaJ-Detektor gemessen wurde, maximal war. Die relative vertikale Drahtposition stand über einen Potentiometerabgriff am Fahrstuhlmotor als Spannungssignal zur Verfügung. Der Zusammenhang zwischen Spannung und Verfahrweg wurde zuvor mit einem Präzisionsnivellier (Brunson Instr. Comp.) mit optischem Mikrometer kalibriert. Die Kalibrierung in vertikaler Richtung wurde zur Bestimmung der horizontalen Strahlbreiten über die bekannte Geometrie und unter Berücksichtigung, daß horizontaler und vertikaler Wedler baugleich sind, auf die horizontale Ebene umgerechnet.

Zur Emittanzbestimmung wurde in 2 Meßreihen bei jeweils konstanter Einstellung des einen Quadrupols die Erregung des zweiten variiert und horizontales und vertikales Strahlprofil aufgenommen. Abbildung A.12 zeigt ein bei einer festen Quadrupoleinstellung aufgenommenes typisches horizontales und vertikales Strahlprofil. An die Meßdaten wurde eine Faltung aus einer Gauß-Verteilung und einer Rechteck-Funktion, die annähernd die Charakteristik der Sekundärelektronenemission beschreibt [Hag95], angepaßt. Hieraus ergibt sich eine Strahlbreite von horizontal $\sigma_x = (19.0 \pm 1.0) \mu\text{m}$ und vertikal $\sigma_y = (14.9 \pm 0.6) \mu\text{m}$.

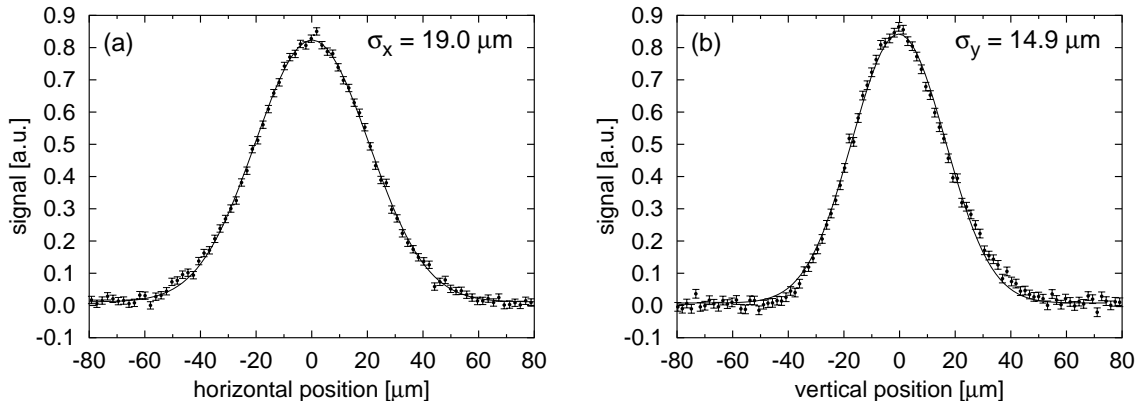


Abbildung A.12: (a) Horizontales und (b) vertikales Strahlprofil am Experimentierplatz U2.

Es sei an dieser Stelle erwähnt, daß die eingesetzte Methode der Strahlbreitenmessung nach erfolgter Eichung eine sehr rasche Bestimmung der Strahlausdehnung ermöglicht. Dies bietet den großen Vorteil, daß dem Benutzer im Prinzip permanent ein Bild des aktuellen Strahlprofils zur Verfügung steht, anhand dessen die Wirkung von Veränderungen der Magneto-optik durch Variation von Quadrupolbrennweiten direkt beurteilt werden kann. Durch Diagonalwedeln über den horizontalen und vertikalen Drahtabschnitt kann die Information sogar gleichzeitig in beiden Transversalebene gewonnen werden, was im Hinblick auf die Einstellung ganz bestimmter horizontaler und vertikaler Strahlbreiten sehr hilfreich ist.

A.4.1.3 Emittanzbestimmung

Zur Ermittlung der Emittanzen wurden nur die Strahlprofilmessungen verwendet, bei denen der in der zugehörigen Transversalebene fokussierende Quadrupol variiert wurde. Nach Bestimmung der zugehörigen Strahlbreiten mit der im letzten Abschnitt beschriebenen Anpassungsfunktion wurde aus diesen mit dem Programm ESCAN [Kre94] die Phasenellipse

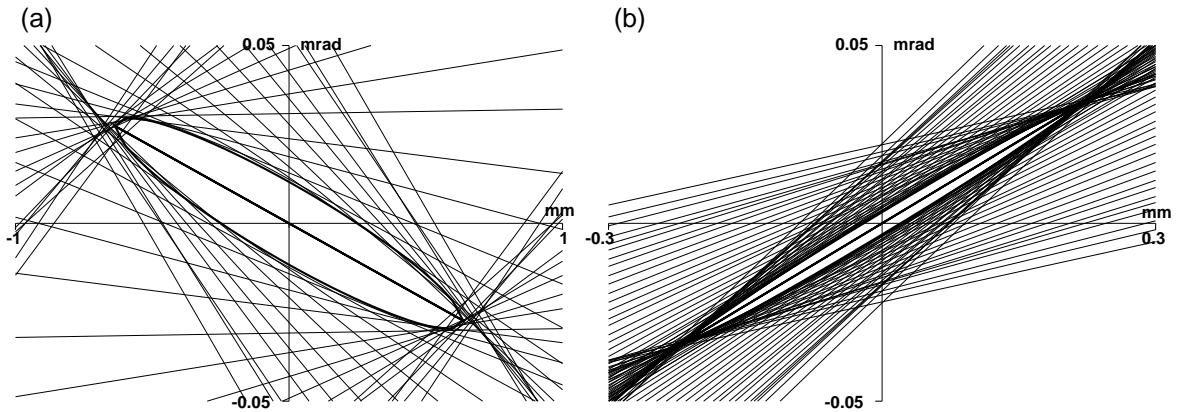


Abbildung A.13: Ergebnis der Emittanzmessung für (a) die horizontale und (b) die vertikale Phasenfläche. Dargestellt sind die an den Eintritt des Linsensystems zurücktransformierten Geradenpaare, die am Ort des Strahlprofilmonitors eine Strahlbreite von 2σ angeben, sowie die Phasenellipsen, die in die durch die Einzelmessungen eingeschränkte Phasenraumfläche eingeschrieben wurden. Miteingezeichnet sind die großen Achsen der Ellipsen. Der horizontalen Phasenellipse liegen 24, der vertikalen 44 Strahlbreitenmessungen zugrunde.

ermittelt. Dieses legt in die von ihm an den Systemeintritt zurücktransformierten Geradenpaare mit Hilfe eines Tangentenfits eine Ellipse und berechnet Twiss-Parameter und Emittanz. Abbildung A.13 zeigt die am Eintritt in den X1QUAD02 ermittelte horizontale und vertikale Phasenellipse. Die Emittanzen (1σ -Werte) und dazugehörigen Twiss-Parameter an diesem Ort wurden bestimmt zu

$$\text{horizontal:} \quad \epsilon_x = \frac{F}{\pi} = 7.4 \times 10^{-3} \text{ mm mrad} \\ \beta_x = 54.681 \text{ m} \quad \alpha_x = 2.350 \quad \gamma_x = 0.119 \frac{1}{\text{m}} ;$$

$$\text{vertikal:} \quad \epsilon_y = \frac{F}{\pi} = 6.6 \times 10^{-4} \text{ mm mrad} \\ \beta_y = 67.125 \text{ m} \quad \alpha_y = -10.357 \quad \gamma_y = 1.613 \frac{1}{\text{m}} .$$

Die ermittelten Emittanzwerte stehen in guter Übereinstimmung mit den in [Kph93, Hag95] angegebenen Meßergebnissen.

Eine Abschätzung der Fehler erfolgt durch Variation der mit Unsicherheiten behafteten Parameter und quadratische Addition der Einzelbeiträge. Hierbei zeigt sich erwartungsgemäß, daß eine Abänderung der Strahlbreiten hauptsächlich die eingenommene Phasenraumfläche, also letztlich die Emittanz ϵ beeinflusst. Die Lage der Phasenellipse hingegen hängt stark von den Parametern ab, welche die Strahloptik definieren, also den Brechkraften der Quadrupole und den auftretenden Längen und Abständen.

In der horizontalen Ebene verändert so ein Fehler in der Brechkraft des X1QUAD03 von 1% in allen Einstellungen (zur ungünstigsten Abschätzung jeweils in die gleiche Richtung angenommen) den Twissparameter α um ca. 65%, den Parameter γ um bis zu 140%, während sich β nur um ca. 3% und ϵ um lediglich 1% ändern. Eine Unsicherheit in der Messung der Drift zum Strahlprofilmonitor von 5 mm (0.22%) führt zu $\Delta\alpha/\alpha \approx 5\%$, $\Delta\gamma/\gamma \approx 9\%$, $\Delta\beta/\beta \approx 0.1\%$, $\Delta\epsilon/\epsilon \approx 0.5\%$. In der vertikalen Ebene ergeben sich bei entsprechenden Betrachtungen im

Prinzip gleiche Fehler für ϵ und β . Die Unsicherheit von α und γ nimmt hingegen ab und beträgt bei einer Fehleinstellung des X1QUAD02 $\Delta\alpha/\alpha \approx 6\%$, $\Delta\gamma/\gamma \approx 11\%$, bei einer falschen Bestimmung der Drift $\Delta\alpha/\alpha \approx 0.2\%$, $\Delta\gamma/\gamma \approx 0.5\%$. Der Rückgang gegenüber der horizontalen Ebene liegt darin begründet, daß bei nahezu gleich großen Strahlbreiten am Radiator bei der Rücktransformation Strahlausdehnung und Divergenz am Eintritt der Linse im vertikalen Phasenraum aufgrund der kleineren Emittanz geringer sind.

Der Fehler der Emittanz hängt nach $\frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} = 2\frac{\Delta\sigma}{\sigma}$ empfindlich von der Strahlbreitenbestimmung ab. Wie anhand von Abb. A.12 zu sehen ist, beschreibt die gewählte Anpassungsfunktion einer Faltung aus einer Gauß-Verteilung und einer Kastenfunktion die gemessenen Profile sehr gut, und der statistische Fehler der Strahlbreiten, der sich als Fitfehler der Anpassungsfunktion ergibt, ist sehr klein (in diesem Fall $\Delta\sigma_{x,y}^{stat.} = 0.1 \mu\text{m}$). Dominiert wird der Fehler der Strahlbreiten durch den Fehler der Kalibrierung des Zusammenhangs zwischen Wedlererregung und relativer Elektronenstrahlposition. Dieser Kalibrationsfehler führt zu einem systematischen Fehler in der Bestimmung aller Strahlbreiten und folglich der Emittanz. Für die vertikalen Strahlbreiten ergibt sich bei der oben beschriebenen Kalibrierungsprozedur ein Fehler von 4%. Für die horizontalen Strahlbreiten vergrößert sich die Unsicherheit aufgrund von Fehlerfortpflanzung bei der Umrechnung der Kalibrierung auf 5%. Darüberhinaus muß zur Beurteilung des Fehlers der Emittanz die Anzahl der für die Anpassung der Phasenellipse zur Verfügung stehenden Meßpunkte berücksichtigt werden. Wie in Abb. A.13 zu sehen ist, kann in der Vertikalen die Phasenellipse aufgrund der großen Anzahl an Meßpunkten auch ohne ein zu einer genauen Bestimmung benötigtes orthogonales Geradenpaar sehr gut herausgebildet werden. In der Horizontalen steht etwa nur die halbe Anzahl an Meßpunkten, dafür aber ein orthogonales Geradenpaar zur Verfügung. Die Ellipse wird jedoch so in die rücktransformierten Phasenraumstreifen gelegt, daß einige Geraden leicht durch die Ellipse hindurchlaufen. Die Scheitelpunkte der großen Achse sind unter Berücksichtigung dieser Geraden nur mit geringerer Genauigkeit bestimmt, so daß die Ausdehnung des Phasenraums mit einem größeren Fehler behaftet ist. Insgesamt ergibt sich so ein Fehler für die vertikale Emittanz von ca. 10% und für die horizontale von ca. 20%. Die Ungenauigkeit der Twiss-Parameter wird dominiert durch die Beiträge, die durch die Fehler in den Brechkraften verursacht werden.

Abschließend muß noch erwähnt werden, daß die Simulationsrechnungen mit den bei der Strahlzeit eingestellten Quadrupolerregungen zeigen, daß der Strahl am Ort des Profilmontors nicht dispersionsfrei ist, so daß alle gemessenen horizontalen Strahlbreiten eine Dispersionsverbreiterung beinhalten, was dazu führt, daß der oben angegebene Wert die eigentliche horizontale Emittanz überschätzt. Da die Ladungs- und Energieverteilung des Strahls als normalverteilt angenommen werden können, ergibt sich die gemessene Strahlbreite durch quadratische Addition der eigentlichen Strahlbreite und der Dispersionsverbreiterung gemäß $\sigma_{\text{mess}}^2 = \sigma^2 + (\frac{\Delta p}{p_0} D)^2$. Die Dispersion D ist abhängig von der Quadrupoleinstellung und muß der entsprechenden Transfermatrix entnommen werden. Durchführung der Korrektur führt zu einer Verringerung der horizontalen Emittanz auf $\epsilon_x = 6.5 \times 10^{-3}$ mm mrad. Dies hat seine Ursache in wenigen (4) Meßpunkten mit sehr scharfer Strahlbreite $\sigma_{\text{mess}} \approx 20 \mu\text{m}$, bei denen trotz der sehr guten Energieschärfe des MAMI-Strahls von 30 keV (FWHM) bei Dispersionswerten von $D = 0.65$ m bereits ein merklicher strahlverbreitender Effekt enthalten ist ($\sigma = 17.5 \mu\text{m}$). Da sich die Dispersionswerte jedoch nur auf Simulationsrechnungen stützen und in der Praxis immer mit einer Chromatizität gerechnet werden muß, wird im folgenden weiterhin $\epsilon_x = 7.4 \times 10^{-3}$ mm mrad verwendet.

A.4.2 Messung der Strahlfleckgröße an den verschiedenen Experimentierplätzen

Im Hinblick auf die Vermessung der verschiedenen Strahlplätze wurden zunächst die System-einstellungen, die bei der Konzeption des Strahlführungssystems, wie bereits erwähnt, auf Grundlage einer am alten Experimentierplatz durchgeführten Emittanzmessung bestimmt worden waren, mit den in der X1-Strahlführung gemessenen Phasenellipsen neu berechnet. Zur Vermessung der Strahlplätze wurde dann zunächst jeweils die Strahlführung in der Systemeinstellung der Emittanzmessung in Betrieb genommen und anschließend die je nach Experiment entsprechend der Simulation zu modifizierenden Quadrupole auf die berechneten Werte eingestellt. Hierbei zeigte sich eine relativ gute Übereinstimmung zwischen vorhergesagten und realisierten Strahlbreiten, die für die Einstellung der Strahlparameter zur Durchführung der Experimente nur noch geringfügige Variationen an den Quadrupolen zur Strahlanpassung und -optimierung erforderte. Um bei den Experimenten mit kleinem Strahlfleck (U2, TR-Phasenkontrast) aufrecht stehende Phasenellipsen sicherzustellen, wurden wie in Kap. A.1.3.2 beschrieben, horizontale und vertikale Strahlbreite mit dem jeweils zur Fokussierung vorgesehenen Quadrupoldublett minimiert. Bei der Einstellung mittlerer und großer Strahlfoki wurden die Quadrupole hinsichtlich der gewünschten Strahlbreite fein-optimiert. Die Annahme dabei nahezu aufrecht stehender Phasenellipsen beruht auf der guten Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung.

A.4.2.1 Strahlplatz U1

Zur Vermessung der Strahlbreiten am Experimentierplatz U1 wurde die in Abschnitt A.4.1 erwähnte Fahrstuhlkammer an die Mittelposition des später hier installierten Undulatorsystems in die Strahlführung eingebaut. Die Anordnung und das Prinzip zur Strahlbreitenmessung wurden analog zu der in Abschnitt A.4.1.2 beschriebenen Strahlbreitenmessung zur Emittanzbestimmung gewählt. Die Profilmessung erfolgte jedoch wegen geringerer Strahlintensität (der einzustellende Strahl sollte horizontal um einen Faktor 20 größer werden als am Strahlplatz U2) über den Nachweis der beim Durchtritt des Elektronenstrahls durch den Draht emittierten Bremsstrahlung mit einer Photodiode.

Zur Optimierung der Strahlparameter diente das Quadrupolpaar XFQUAD07 und XFQUAD08. In einem Abstand von 0.615 m strahlabwärts folgt das Wedlerpaar, mit dem der Elektronenstrahl über das knapp 2 m entfernt installierte Drahtkreuz gelenkt wurde ($f = 0.01$ Hz, Spannungshub 1.2 V). Die Strahlbreite folgt aus der Eichung der Wedlererregung gegen die relative Elektronenstrahlposition. Der Zusammenhang ergibt sich aus der Verschiebung der Lage des aufgenommenen Strahlprofils bei unterschiedlichen, definierten Positionen des Drahtes. Dessen Relativposition stand horizontal und vertikal jeweils über den Potentiometerabgriff des Fahrstuhlmotors als Spannungssignal zur Verfügung. Die Zusammenhänge zwischen Spannung und Position wurden zuvor durch Winkelmessungen mit einem Theodoliten bei bekanntem Abstand zwischen Draht und Theodolit bestimmt.

Abbildung A.14 zeigt das in optimierter Quadrupoleinstellung aufgenommene horizontale und vertikale Strahlprofil. Da die Bremsstrahlungsintensität proportional zur Dicke der vom Elektronenstrahl durchquerten Materieschicht ist, wurde für das Empfindlichkeitsprofil des Drahtes ein halbkreisförmiger Funktionsverlauf gewählt und dessen numerische Faltung mit einer Gauß-Verteilung an die Meßwerte angepaßt. Die Strahlbreite wird damit horizontal zu $\sigma_x = (307 \pm 6) \mu\text{m}$ und vertikal zu $\sigma_y = (150 \pm 3) \mu\text{m}$ bestimmt.

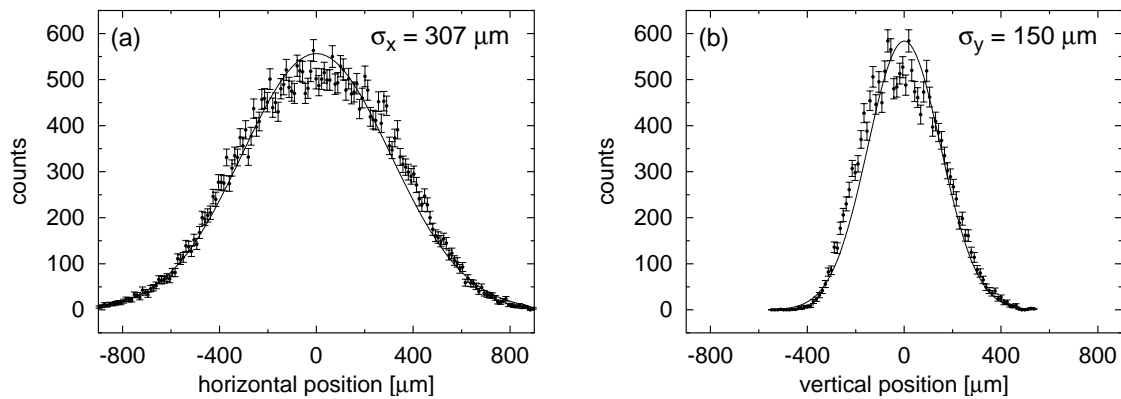


Abbildung A.14: (a) Horizontales und (b) vertikales Strahlprofil am Experimentierplatz U1. Meßdauer pro Strahlprofil 1200 s, Strahlstrom $I = 0.15$ nA.

A.4.2.2 Strahlplatz U2

Die Vermessung des Strahls am Experimentierplatz U2 ist bereits in Abschnitt A.4.1 beschrieben. Es konnte ein Strahlfleck mit einer horizontalen Breite von $\sigma_x = (19.0 \pm 1.0)$ μm und einer vertikalen Breite von $\sigma_y = (14.9 \pm 0.6)$ μm eingestellt werden.

A.4.2.3 Strahlplatz TR-C

Einstellung für das Interferometrieexperiment

Die Simulationsrechnungen mit der gemessenen Phasenellipse zeigten, daß für das Interferometrieexperiment, für das ein relativ großer Strahlfleck benötigt wird, vgl. Tab. A.3, das kurz vor der Radiatorkammer positionierte Quadrupolpaar X1QUAD15&16 zur Einstellung der Strahlparameter nicht geeignet ist. Deren Optimierung in der Experimentierkammer wurde daher mit dem ca. 8 m vom Experiment entfernten Dublett X1QUAD09&10 durchgeführt. Die Strahleingangsgröße wurde mit dem Quadrupolpaar X1QUAD02&03 angepaßt. Die Bestimmung der Strahlbreiten erfolgte nach dem in Abschnitt A.4.1.2 beschriebenen Prinzip (Wedler X1WEDL13, $f = 1$ Hz) und mit den dort verwendeten Komponenten zur Steuerung und Datenaufnahme. Als Profilmonitor diente ein Drahtkreuz (Wolfram, $\varnothing 40$ μm), das mit einem Goniometer positioniert werden konnte (eine detaillierte Darstellung des Aufbaus findet sich in [Ket00]). Dieses stellt die für die Kalibrierung der Wedlererregung gegen die relative Elektronenstrahlposition benötigte Relativposition des Drahtes direkt zur Verfügung. Die über Sekundärelektronenemission bei Mittelung über mehrere Perioden der dreieckförmigen Wedleransteuerung gewonnenen Strahlprofile in optimierter Quadrupoleinstellung sind in Abb. A.15 dargestellt. An die Meßdaten ist eine Gauß-Verteilung angepaßt³⁶, mit der Strahlbreiten von horizontal $\sigma_x = (250 \pm 12)$ μm und vertikal $\sigma_y = (138 \pm 4)$ μm [Ket00] ermittelt werden.

Einstellung für das Phasenkontrastverfahren

Um den für das Phasenkontrastverfahren benötigten sehr scharfen Strahlfleck einzustellen, vgl. Tab. A.3, wurde mit sehr kurzer Brennweite mit dem Quadrupoldublett X1QUAD15&16

³⁶Auf eine Faltung mit einer Kastenfunktion wurde verzichtet, da die Strahlbreite deutlich größer als der Drahtdurchmesser ist.

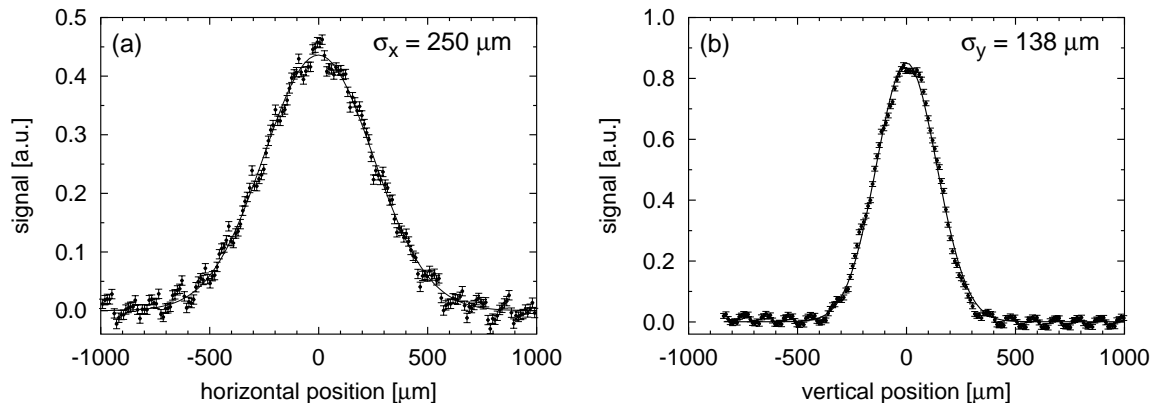


Abbildung A.15: (a) Horizontales und (b) vertikales Strahlprofil am Experimentierplatz TR-C in der Einstellung des Systems für das Interferometrieexperiment. Die in den Meßdaten erkennbaren Oszillationen sind Artefakte aufgrund von "Brumm" (50 Hz-Störungen) der Meßelektronik. Strahlstrom $I = 135$ nA.

in die Experimentierkammer fokussiert. Aufgrund der begrenzten Brennweite der Quadrupole und des horizontal um einen Faktor 10 größeren Phasenraums, bietet es sich an, mit dem am nächsten vor dem Radiator positionierten Quadrupol horizontal zu fokussieren. Zur Anpassung der Strahleingangsgrößen diente das Quadrupolpaar X1QUAD09&10.

Die Vermessung des Strahlprofils in der Experimentierkammer erfolgte mit einem Drahtkreuz (Wolfram, $\varnothing 10 \mu\text{m}$) über den Nachweis der beim Durchqueren des Elektronenstrahls erzeugten Bremsstrahlung. Hierzu wurde der horizontale bzw. vertikale Drahtabschnitt mit einem Goniometer schrittweise durch den Elektronenstrahl gefahren und die Bremsstrahlung in Abhängigkeit von der Position mit einer Photodiode nachgewiesen³⁷. Die hierbei verwendete Elektronik und das Datenaufnahmesystem entsprechen dem in Kapitel 4.8 ausführlich beschriebenen Aufbau. Abbildung A.16 zeigt das auf diese Weise horizontal und vertikal abgetastete Strahlprofil bei optimierter Einstellung der Quadrupole. Die Analyse der Messungen mit der in Abschnitt A.4.2.1 beschriebenen Anpassungsfunktion liefert Strahlbreiten von horizontal $\sigma_x = (8.6 \pm 0.1) \mu\text{m}$ und vertikal $\sigma_y = (7.5 \pm 0.1) \mu\text{m}$.

Einstellung zur Untersuchung der PXR

Zur Einstellung der Strahlbreiten für die Experimente zur Untersuchung der PXR diente das Quadrupolpaar X1QUAD15&16. Die Simulationsrechnungen zeigten jedoch, daß zur Realisierung der gewünschten Strahldimensionen die beiden Quadrupole im Vergleich zu den anderen Experimenten (Phasenkontrastverfahren und Bildgebung) umgepolt werden müssen. Die Strahleingangsgrößen wurden mit dem Quadrupolpaar X1QUAD09&10 eingestellt. Die Vermessung der Strahlausdehnung erfolgte mit demselben Drahtkreuz und nach dem gleichen Prinzip wie die Strahlbreitenbestimmung für das Phasenkontrastverfahren. Zur Messung der erzeugten Bremsstrahlung wurde ein für das Experiment eingesetzter Germaniumdetektor (Canberra GUL003535P) verwendet. Abbildung A.17 zeigt das aufgenommene horizontale und vertikale Strahlprofil bei optimierten Quadrupoleinstellungen mit einer Anpassungsfunktion gemäß Abschnitt A.4.2.1. Die ermittelten Strahlfleckenbreiten betragen horizontal $\sigma_x = (81 \pm 1) \mu\text{m}$ und vertikal $\sigma_y = (97 \pm 1) \mu\text{m}$.

³⁷Die vorteilhaftere Methode, den Elektronenstrahl über den Draht zu führen, konnte hier nicht angewendet werden, da aus Platzgründen kein Wedlerpaar zwischen dem Quadrupolpaar X1QUAD15&16 und dem Strahlplatz TR-C installiert werden konnte.

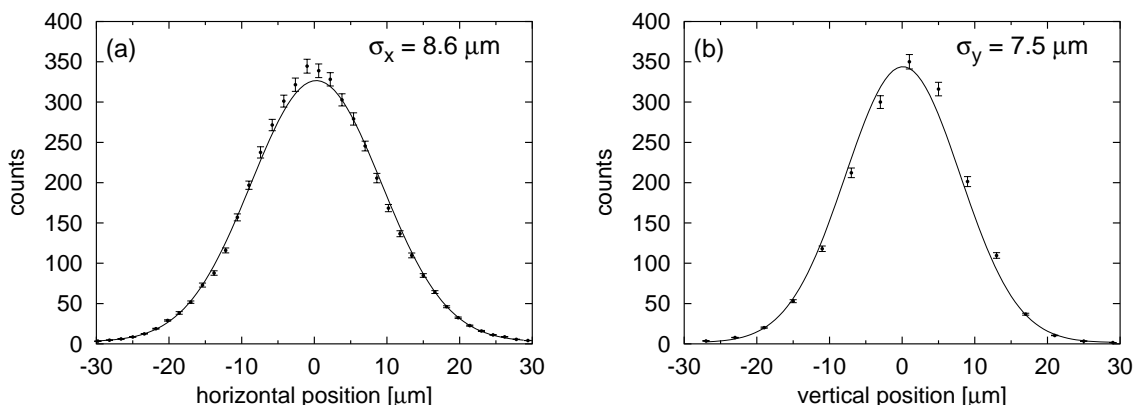


Abbildung A.16: (a) Horizontales und (b) vertikales Strahlprofil am Experimentierplatz TR-C in der Einstellung des Systems für das Phasenkontrastverfahren. Strahlstrom $I = 335 \text{ nA}$, Schrittweite horizontal $1.6 \mu\text{m}$, Schrittweite vertikal $4 \mu\text{m}$, Meßdauer pro Punkt 2.5 s .

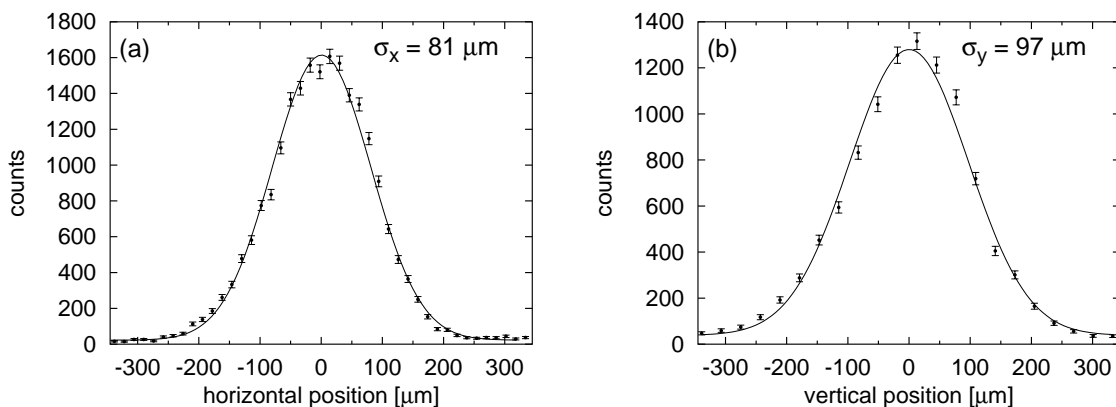


Abbildung A.17: (a) Horizontales und (b) vertikales Strahlprofil am Experimentierplatz TR-C in der Einstellung des Systems für Untersuchungen der PXR. Strahlstrom $I = 33 \text{ nA}$, Schrittweite horizontal $16 \mu\text{m}$, Schrittweite vertikal $32 \mu\text{m}$, Meßdauer pro Punkt 5 s .

Einstellung für das bildgebende Verfahren mit Übergangsstrahlung

Wie in Kapitel 5.1.1 gezeigt, ergab sich für die eingestellte Punkt-zu-Punkt-Abbildung eine Änderung der Lage des Elektronenstrahls am Radiator von $\pm 6 \mu\text{m}$ bei einer Richtungsänderung von ca. $\pm 11.5 \text{ mrad}$. Die Strahlfleckdimensionen betragen hierbei horizontal $57 \mu\text{m}$ (FWHM) und vertikal $\sigma_y = (245 \pm 1) \mu\text{m}$, s. Kapitel 5.1.2.

A.4.3 Zusammenfassung

In Tab. A.6 sind die gemessenen Strahlparameter mit den gestellten Anforderungen für die verschiedenen Experimente sowie die am Eintritt in den X1QUAD02 gemessenen Emittanzen und Twissparameter noch einmal zusammengestellt. Bei den angegebenen Fehlern handelt es sich um die statistischen Fehler, die aus der Anpassung der jeweils gewählten Funktion an die aufgenommenen Strahlprofile folgen. Bei den Messungen mit fester Drahtposition wurden durch Kalibrierungsfehler der Wedler verursachte Beiträge quadratisch hinzuaddiert.

Tabelle A.6: Gemessene Strahlflächbreiten für die verschiedenen Experimente. Zusätzlich sind die gestellten Anforderungen an die Strahldimensionen (Symbol * kennzeichnet die Zusatzforderung $\sigma_x \approx \sigma_y$) sowie die am Eintritt in den X1QUAD02 gemessenen Emittanzen und Twissparameter aufgeführt.

Experimentierplatz	Messung		Anforderung	
	$\sigma_x [\mu\text{m}]$	$\sigma_y [\mu\text{m}]$	$\sigma_x [\mu\text{m}]$	$\sigma_y [\mu\text{m}]$
U1	307 ± 6	150 ± 3	382	141
U2	19.0 ± 1.0	14.9 ± 0.6	≤ 60	$\leq 60^*$
TR Interferometrie	250 ± 12	138 ± 4	277	105
Phasenkontrast	8.6 ± 0.1	7.5 ± 0.1	≤ 10	$\leq 10^*$
PXR	81 ± 1	97 ± 1	50-100	50 – 100*
TR Bildgebung	$\pm 6 \mu\text{m}$		Pkt.-zu.-Pkt.-Abb.	
Ebene	Twissparameter (β [m], γ [1/m])		Emittanz [mm mrad]	
horizontal	$\alpha = 2.35, \beta = 54.68, \gamma = 0.13$		$\epsilon = 7.4 \times 10^{-3}$	
vertikal	$\alpha = -10.36, \beta = 67.13, \gamma = 1.61$		$\epsilon = 6.6 \times 10^{-4}$	

Die Einstellung und Vermessung des Strahls wurde mit Ausnahme an den Experimentierplätzen U1 und U2, an denen dies in eigens dafür vorgesehenen Strahlzeiten stattfand, jeweils zu Beginn der Experimentstrahlzeiten durchgeführt. Dabei wurde die Optimierung der Strahlparameter, sobald die realisierte Einstellung keine Einschränkung für die Durchführung des Experiments bedeutete, von Seiten der Experimentatoren abgebrochen und auf eine exakte Erfüllung der gestellten Anforderungen hinsichtlich der Strahlbreite zugunsten längerer Experimentierzeiten verzichtet. Ursache für die Abweichungen zwischen realisierten und geforderten/simulierten Strahlbreiten kann hierbei eine Fehleinstellung einzelner Linsen sein, die, wie in Abschnitt A.1.3.3 gezeigt, schnell zu Veränderungen in der Strahlbreite am Radiator von bis zu 40% führen kann. Diese können auch bei Feinoptimierung der Quadrupole zur Strahlanpassung und -optimierung für das Experiment aufgrund der insgesamt großen Anzahl an freien Parametern im Strahlführungssystem nicht ausgeschlossen werden. Darüberhinaus gehen alle Simulationsrechnungen von ideal ausgerichteten Strahlführungselementen aus. In der Praxis sind jedoch Justierfehler unvermeidbar. Diese können zu einer Verkopplung der Phasenräume und damit zu Abweichungen zwischen berechneten und eingestellten Strahlbreiten führen. Die Bereitstellung nahezu aufrecht stehender Phasenellipsen wird durch Simulationsrechnungen gestützt, für die Einstellungen für U2 und TR-C Phasenkontrast durch die wechselseitige Strahlbreitenminimierung.

Am Experimentierplatz U1 wurde ein Strahl mit einer um 20% zu geringen horizontalen Breite eingestellt. Bei Inbetriebnahme des Undulatorsystems [Elb00] zeigte sich jedoch, daß der horizontal eigentlich schon zu schmale Strahl noch stärker zusammengeführt werden mußte, um den vermutlich durch den Strahlhalo im nur 2.7 mm breiten Strahlrohr verursachten Bremsstrahlungsuntergrund zu minimieren.

Am Strahlplatz U2 wurden die für den supraleitenden Undulator erforderlichen Strahlflächdimensionen problemlos erreicht. Der Mini-Undulator wurde im Herbst 1998 an diesem Strahlplatz in das Vakuum eingebaut und erfolgreich bei einem Strahlstrom von typischerweise $I = 30$ pA getestet [HHM⁺]. Die ebenfalls an diesem Ort gemessene Emittanz des MAMI-Strahls steht in guter Übereinstimmung mit den bisher gemessenen Werten.

Am Experimentierplatz TR-C zeigt sich die Flexibilität des Strahlführungssystems, da hier

die unterschiedlichen Anforderungen von vier Experimenten erfüllt werden konnten. Für das Interferometrieexperiment wurde ein breiter asymmetrischer Strahlfleck eingestellt, dessen Abweichungen von den optimalen Strahlparametern für die Durchführung des Experiments tolerabel waren [Ket00].

Für das Phasenkontrastverfahren wurde ein sehr scharfer, nahezu runder Strahl eingestellt, dessen Dimensionen unter der gestellten Obergrenze liegen. Auch die in einer weiteren Strahlzeit für die Untersuchungen zum Phasenkontrastverfahren gestellte Forderung nach einer weiteren deutlichen Verkleinerung der Strahldimension in einer der beiden Ebenen bei erlaubter Vergrößerung der Ausdehnung in der anderen Ebene konnte mit einer vertikalen Strahlbreite von $\sigma_y = 3.4 \mu\text{m}$ bei $\sigma_x = 35 \mu\text{m}$ erfüllt werden.

Für die Experimente zur Untersuchung der PXR konnte der geforderte mittelgroße, runde Strahl mit nur geringen Abweichungen zu den vorhergesagten Werten zur Verfügung gestellt werden. Daneben wurde für einige Untersuchungen auch ein breiter, runder Strahl mit $\sigma_x \approx \sigma_y \approx 180 \mu\text{m}$ gefordert. Mit den nach den Simulationsrechnungen eingestellten Quadrupolen wurde ein Strahlfleck mit $\sigma_x = 172 \mu\text{m}$ und $\sigma_y = 164 \mu\text{m}$ verwirklicht.

Die für das bildgebende Verfahren mit Übergangsstrahlung einzustellende Punkt-zu-Punkt-Abbildung konnte mit einer um eine Größenordnung besseren Genauigkeit als gefordert realisiert werden. Gleichzeitig bedeuten die hierbei benötigten Quadrupoleinstellungen jedoch eine starke Einschränkung in der Freiheit der Wahl der realisierbaren Strahlbreiten. Während in der horizontalen Ebene die gewünschte Divergenz von 0.35 mrad durch die eingestellte Strahlbreite von 70 μm (FWHM) näherungsweise mit ca. 0.25 mrad erreicht wurde, wäre in der vertikalen Ebene eine schärfere Fokussierung wünschenswert gewesen. Die getroffene Einstellung stellte jedoch keine Einschränkung für das Experiment dar. In einem später durchgeführten Experiment zur PXR in Rückwärtsgeometrie konnte bei optimierten Eingangsstrahlparametern die Punkt-zu-Punkt-Abbildung mit einer horizontalen Strahlbreite von $\sigma_x = 45 \mu\text{m}$ und einer vertikalen Strahlbreite von $\sigma_y = 60 \mu\text{m}$ realisiert werden. Laut Simulationsrechnungen sollten sich Strahlbreiten von $\sigma_x = 30 \mu\text{m}$ und $\sigma_y = 60 \mu\text{m}$ ergeben.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß das Strahlführungssystem alle gestellten Anforderungen zur Zufriedenheit erfüllen konnte und von Seiten der Strahlqualität keine Einschränkung bei der Durchführung der Experimente bestand.

B Anhang zur Durchführung der Messungen

B.1 Einstellung der Punkt-zu-Punkt-Abbildung

Um die Punkt-zu-Punkt-Abbildung mit Hilfe der Lagemonitore einstellen zu können, müssen diese auf die Elektronenstrahlachse ausgerichtet werden. Um eine definierte Einstellprozedur zu gewährleisten, wird zunächst der Elektronenstrahl auf seine Sollachse gelegt. Diese wird von dem an der Punkt-zu-Punkt-Abbildung beteiligten Quadrupoldublett QD sowie dem nächsten weiter strahlaufwärts gelegenen Quadrupolpaar X1QUAD09/10 definiert, s. Abb. 4.1. Zur Ausrichtung des Elektronenstrahls werden daher im ersten Schritt alle zwischen den beiden Quadrupolpaaren installierten Korrekturdipole sowie der Wedler DM der Punkt-zu-Punkt-Abbildung ausgeschaltet. In einer iterativen Optimierungsprozedur werden dann Einschußort und -richtung des Elektronenstrahls auf die Achse mit weiter strahlaufwärts gelegenen Korrekturlementen so variiert, daß der Elektronenstrahl schlagfrei (längs der strahl-optischen Achse) durch die Quadrupole läuft ¹.

Die Ausrichtung der Lagemonitore auf den Strahl erfolgt ebenfalls bei ausgeschaltetem Wedler DM, also bei mittigem Durchgang des Strahls durch das Dublett QD. Da beide Monitore nur die horizontale Strahlablage erfassen, ist ihre Ausrichtung in der vertikalen Richtung unkritisch. Sie erfolgt über den aus dem Einmessen mit einem Theodoliten bekannten Relativabstand zu einer Bohrung im ZnS-Schirm, der unter Kamerabeobachtung in den Elektronenstrahl gefahren werden kann. In der horizontalen Ebene befinden sich die Lagemonitore auf der Elektronenstrahlachse, wenn ihr Lagesignal jeweils Null wird. Da sie nicht unabhängig voneinander bewegt werden können, wird die Monitoreinheit solange iterativ in der horizontalen Ebene senkrecht zum Strahl verfahren und um die vertikale Achse gedreht, bis die Signale beider Lagemonitore verschwinden. Im nächsten Schritt werden die Monitore um einen definierten Betrag seitlich verfahren. Durch diesen Parallelversatz zur Elektronenstrahlachse hat der Strahl in beiden Monitoren die gleiche Ablage. Die verstärkende Elektronik wird nun so eingestellt, daß die Lagesignale gleiche Amplitude und gleiches Vorzeichen haben. Die Kalibrierung der Monitore erfolgt durch Messung des Amplitudensignals bei verschiedenen, bekannten Relativpositionen der Lagemonitore zur Elektronenstrahlachse.

Zur Einstellung der Punkt-zu-Punkt-Abbildung werden die Lagemonitore auf die Elektronenstrahlachse gefahren. Die Abbildung ist exakt eingestellt, wenn das Summensignal der beiden Lagemonitore unabhängig von der Auslenkung des Elektronenstrahls von der Achse durch den Wedler DM Null ist. Im nächsten Schritt wird daher die spannungsgesteuerte Stromquelle, die den Wedler versorgt (s. Kapitel 4.8), von einem Funktionsgenerator (HAMEG HM8130) mit einem periodischen, dreieckförmigen Signal angesteuert (Frequenz 2.31 Hz,

¹Da in der Praxis auf Grund von Fehljustage nicht alle 4 Quadrupole auf derselben Achse liegen, muß bei optimiertem Durchgang durch den X1QUAD09/10 der Einschuß in QD mit dem Korrekturlement X1WEDL13 horizontal und vertikal leicht angepaßt werden. Die Funktionsfähigkeit der Punkt-zu-Punkt-Abbildung bleibt hiervon unberührt, da sie zwischen dem Wedler DM und dem Folienstapel eingestellt wird, und die Lagemonitore auf den Strahl ausgerichtet werden.

Peak-zu-Peak Amplitude 100 mV). Während der vertikal fokussierende Quadrupol des Dubletts QD auf seinem berechneten Sollwert belassen wird, wird die Brechkraft des horizontal fokussierenden Quadrupols solange variiert, bis das Summensignal der beiden Lagemonitore minimal ist. Mit diesem Verfahren kann, wie anhand von Abb. B.1 Kurve (i) gezeigt, die Lageschwankung des Elektronenstrahls am Ort des Radiators auf $\simeq \pm 1 \mu\text{m}$ reduziert werden. Die optimierte Quadrupoleinstellung weicht hierbei lediglich um 0.7% von ihrem Sollwert aus der in Abb. 3.8 gezeigten Simulationsrechnung ab. In Abb. B.1 Kurve (ii) ist zum Vergleich das Summensignal der Lagemonitore bei Einstellung der per Auge auf einen ZnS-Schirm optimierten Quadrupolbrechkraft dargestellt. Die bei dieser Optimierungsprozedur verbleibende Lageschwankung des Elektronenstrahls liegt um nahezu eine Größenordnung über dem mit der Optimierung auf die Lagemonitore erreichbaren Wert.

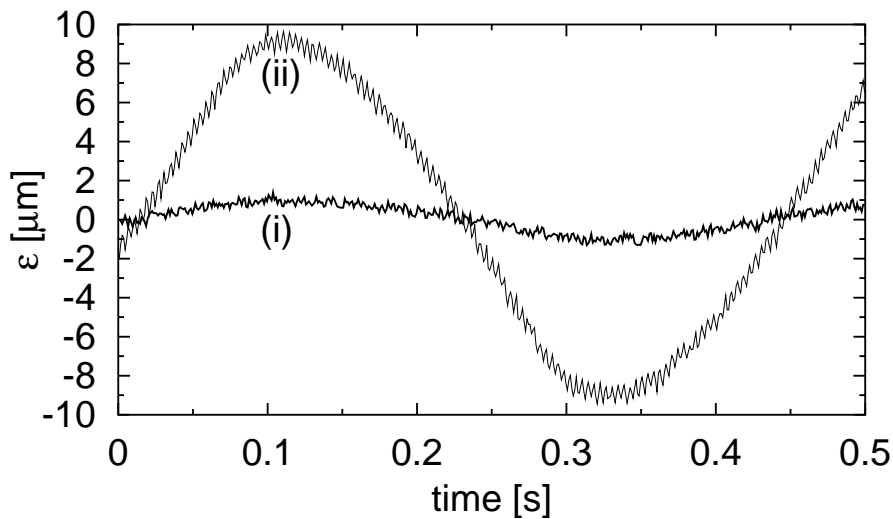


Abbildung B.1: Monitorsignal bei Einstellung der Punkt-zu-Punkt-Abbildung, aufgenommen im cw-Betrieb bei einem Strahlstrom von $I = 1 \mu\text{A}$. Dargestellt ist das Summensignal $\epsilon = (x_1 + x_2)/2$ der beiden Lagemonitore über etwas mehr als 1 Periode der Wedleransteuerung bei (i) der auf das Summensignal der Lagemonitore optimierten Einstellung des horizontal fokussierenden Quadrupols des Dubletts QD und (ii) der auf einen ZnS-Schirm per Auge optimierten Quadrupoleinstellung. Die dargestellte Messung stammt aus einer Strahlzeit im Oktober 1998.

Bei den in Abb. B.1 dargestellten Messungen beträgt die Änderung der Steuerspannung $\pm 50 \text{ mV}$, was zu einer Richtungsänderung des Elektronenstrahls am Ort des Radiators von $\pm 1.9 \text{ mrad}$ führt. Während der eigentlichen bildgebenden Messungen wird die Richtung des Elektronenstrahls am Radiator um $\simeq \pm 11.5 \text{ mrad}$ variiert. In diesem Fall ist unter der Annahme eines linearen Abbildungsverhaltens mit einer Wanderung des Strahlflecks in der auf das Summensignal der Lagemonitore optimierten Quadrupoleinstellung von $\pm 6 \mu\text{m}$ zu rechnen.

B.2 Eichung des Strahlstroms

Die Kalibrierung der mit dem Intensitätsmonitor gemessenen Leistung P gegen den Elektronenstrom I erfolgt mit einer auf der Beschleunigerachse hinter dem LINAC des RTM3 installierten Förstersonde. Deren Meßsignal wird mit einem Spannungs-Frequenz-Wandler in eine Impulsfolge gewandelt, die im Meßraum einen Zähler über einen definierten Zeitraum

inkrementiert. Der Zusammenhang zwischen der Impulsfolgefrequenz F und dem Sondenstrom I_F , wobei $I_F = 90 \cdot I$ gilt (alle 90 Umläufe im RTM3 tragen zum Meßsignal bei), ist im verwendeten Meßbereich gegeben durch $F/I_F = 1.001 \text{ kHz}/\mu\text{A}$ [Kph95]. Damit folgt der in Abb. B.2 gezeigte Zusammenhang zwischen Leistung P und Strahlstrom I .

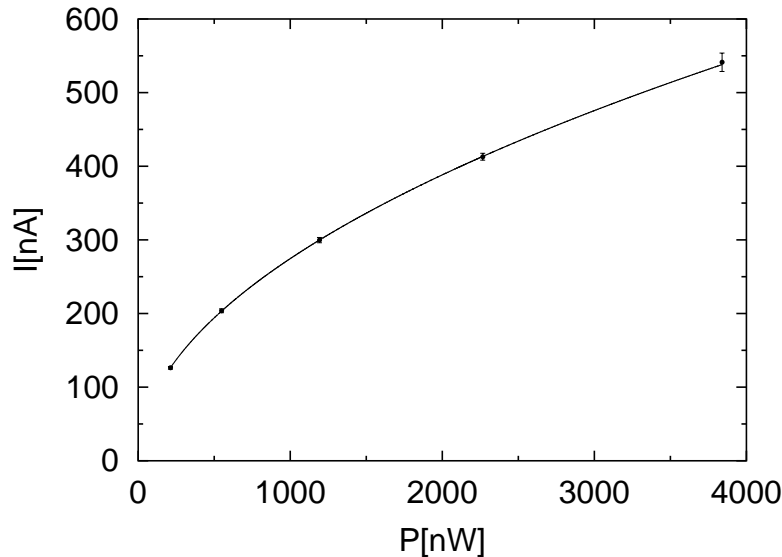


Abbildung B.2: Strahlstromeichung. Aufgetragen ist der Strahlstrom gegen das Signal des Leistungsmeßkopfes. Die Fehler des Stromsignals ergeben sich aus dem Nullpunktsfehler ($\Delta I_{F,0} \approx 50 \text{ nA}$) und dem Linearitätsfehler ($\Delta I_{F,l} < 1\%$ für $I_F > 10 \mu\text{A}$ bzw. $\Delta I_{F,l} < 2.2\%$ für $I_F > 40 \mu\text{A}$) des Sondenstroms [Kph95].

Die Anpassung einer Wurzelfunktion an das Stromsignal liefert

$$I = (8.68 \pm 0.05) \sqrt{(P - P_0)} \frac{\text{nA}}{\sqrt{\text{nW}}} ,$$

wobei $P_0 = 0.36 \text{ nW}$ den Offset des Leistungsmeßgerätes berücksichtigt.

B.3 Optimierung der Regelparameter

Zur Regelung der Elektronenstrahlrichtung wird, wie in Kap. 4.5 dargelegt, ein PID-Regler eingesetzt. Er besteht aus der Parallelschaltung eines proportional wirkenden (P), eines integrierenden (I) und eines differenzierenden (D) Übertragungsgliedes. Seine Übertragungsfunktion im Bildbereich ist gegeben durch

$$G_R(s) = K_P \left(1 + \frac{1}{T_I s} + T_D s \right) . \quad (\text{B.1})$$

Hierin bezeichnet K_P den Verstärkungsfaktor des P-, T_I die Integralzeit des I- und T_D die Differentialzeit des D-Anteils. Ausführliche Darstellungen dieses Reglertyps finden sich in der Literatur, s. z.B. [Föl92, Unb92]. Der Regler wurde digital durch einen rekursiven Algorithmus auf einem Digitalen Signal Prozessor (DSP) realisiert. Die Ausgangsgröße wird durch folgende rekursive Beziehung [Föl92]

$$y_k = y_{k-1} + b_0 e_k + b_1 e_{k-1} + b_2 e_{k-2} \quad (\text{B.2})$$

mit den Koeffizienten

$$b_0 = K_P \left(1 + \frac{T_S}{T_I} + \frac{T_D}{T_S} \right) \quad b_1 = -K_P \left(1 + 2\frac{T_D}{T_S} \right) \quad b_2 = K_P \frac{T_D}{T_S} \quad (\text{B.3})$$

berechnet. Hierin gibt T_S die Dauer des Zeitintervalls an, mit dem das zeitkontinuierliche Signal bei der Wandlung in ein zeitdiskretes Signal abgetastet wird. Die aktuelle Stellgröße y_k ergibt sich nach Gl. (B.2) aus der Stellgröße des letzten Berechnungszyklus y_{k-1} , korrigiert um die mit b_0 skalierte aktuelle Regelabweichung e_k . Zusätzlich “erinnert” sich das System noch an das Regelverhalten der letzten beiden Zyklen, indem die dort ermittelten Regelabweichungen e_{k-1} und e_{k-2} bei der Berechnung von y_k mit b_1 und b_2 gewichtet berücksichtigt werden.

Zur Optimierung der Strahlregelung stehen 7 Parameter (K_P , K_I , K_D , T_S , V , W , B) zur Verfügung. Hierbei werden direkt die Regleranteile K_P , K_I , K_D der zu Gl. (B.1) äquivalenten Übertragungsfunktion $G_R(s) = K_P + K_I/s + K_D s$ gesetzt. Für Integral- und Differentialzeit gilt $T_I = K_P/K_I$ und $T_D = K_D/K_P$. Daneben gibt der Benutzer auch die Dauer des Abtastintervalls T_S vor. Zusätzlich kann der Ausgangsgröße ein Offset aufaddiert werden (V). Wichtung W und “Bit-Schiebe-Wert” B sind Skalierungsfaktoren, die einen effizienten Ablauf des Algorithmus auf dem Signalprozessor ermöglichen.

Das Abtastintervall T_S mußte wegen der teilweise sehr geringen Photodiodenzählraten von weniger als 1 kHz mit $T_S = 6$ ms so groß wie möglich gewählt werden. Diese geringen Zählraten liegen zum einen darin begründet, daß die Photodioden nur sehr weit außen in der Strahlungsverteilung plaziert werden konnten ($\simeq \pm 1.85$ mrad), zum anderen im Einsatz der pn-CCD als Einzelphotonenzähler. Um bei der Bildaufnahme Doppeltreffer in einem Bildpunkt zu vermeiden, konnten die Messungen zur Bildgebung nur bei sehr geringen Strahlströmen zwischen 9.7 nA und 24.4 nA durchgeführt werden. Im Hinblick auf die beim Verfahren des Kristalltischs auftretende Störung ist das Abtastintervall noch ausreichend kurz, da auch bei maximal eingesetzter Verfahrensgeschwindigkeit von 55.9 mm/s der von den Dioden in $T_S = 6$ ms senkrecht zur TR-Verteilung zurückgelegte Weg von 0.06 mm vernachlässigbar klein gegen die Diodenausdehnung (1.1 mm \times 1.1 mm) ist.

Die Optimierung der Regelparameter erfolgte bei einem Strahlstrom von $I = 212$ nA. Sie richtete sich nach der Forderung, daß längs des kompletten Verfahrenswegs die beiden Photodioden jeweils dieselbe Intensität messen müssen. Werden die nachgewiesenen Bremsstrahlungsergebnisse in Abhängigkeit der Zeit aufsummiert und gegeneinander aufgetragen, muß sich eine Winkelhalbierende ergeben. Abbildung B.3 zeigt den Signalverlauf der Photodioden bei drei verschiedenen Integralzeiten T_I . Deutlich zu erkennen ist, daß die bleibende Regelabweichung durch Verringern von T_I verkleinert werden kann. Jedoch kann T_I nicht beliebig klein gemacht werden, da dann der Regelkreis zum Schwingen angeregt wird. Hinsichtlich der Differentialzeit T_D zeigte sich das System unkritisch. Für die Parameter ergaben sich insgesamt die folgenden optimalen Werte, mit denen die bildgebenden Messungen durchgeführt wurden: $K_P = 450$, $T_I = 0.9$ ms, $T_D = 1.1$ ms, $T_S = 6$ ms, $W = 4000$, $B = 8$.

B.4 Durchführung der Optimierung der Kristalldrehbewegung

Zur Einstellung des Bragg-Winkels während des Verfahrens des HOPG-Kristalls greift, wie in Abschnitt. 4.8 beschrieben, der DSP intern auf eine Drehtabelle zurück, die in Abhängigkeit von der Position die Information enthält, ob eine relative Winkeländerung um einen

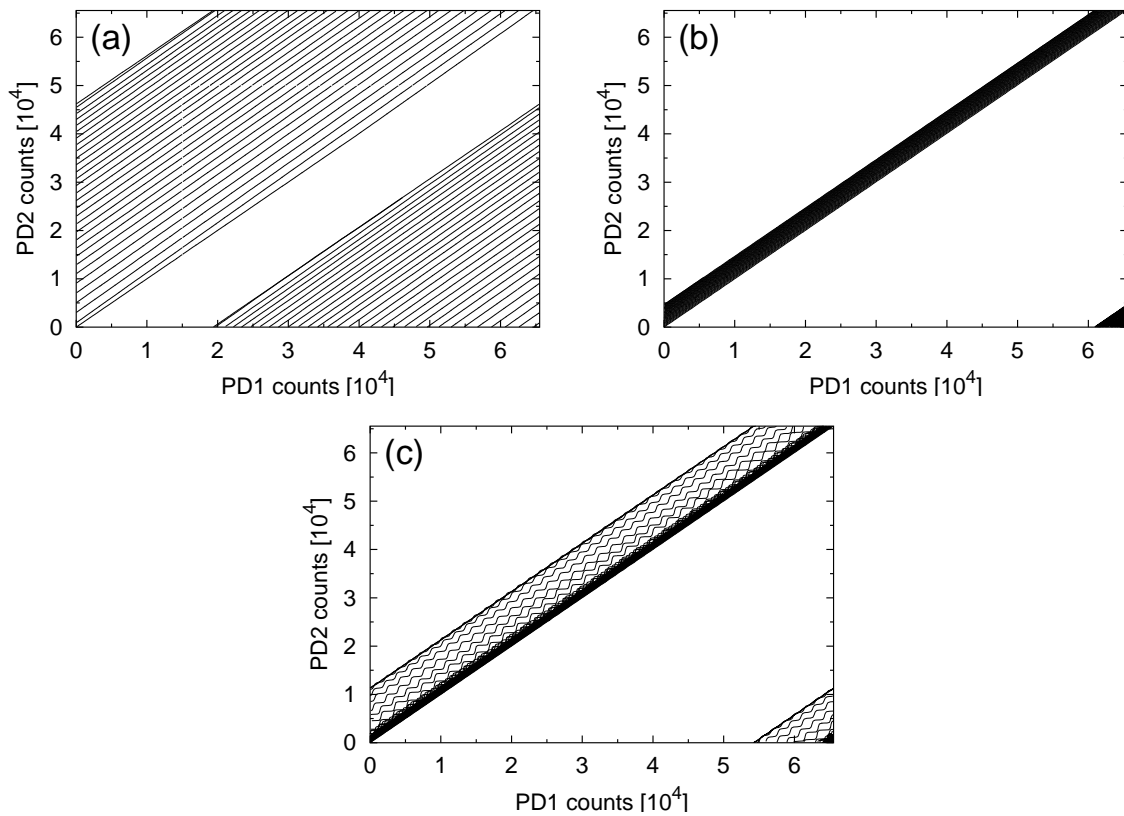


Abbildung B.3: Messung zur Optimierung der Regelparameter in Abhängigkeit von T_I . In (a) ist $T_I = 9$ ms, in (b) ist $T_I = 0.9$ ms und in (c) ist $T_I = 0.45$ ms.

Drehtischschritt durchgeführt werden soll oder nicht. Zur Optimierung der Drehbewegung muß diese Tabelle verändert werden können. Abbildung B.4 zeigt schematisch die Schritte zur Bildung der Drehtabelle. Der Zusammenhang zwischen Position p und Drehwinkel Θ ist im Idealfall durch die Geometrie eindeutig festgelegt und kann berechnet werden. Mit Hilfe einer später beschriebenen Lasermessung werden grobe Abweichungen von der Sollgeometrie ermittelt und die in Abhängigkeit der Position berechneten Solldrehwinkel korrigiert. Mit

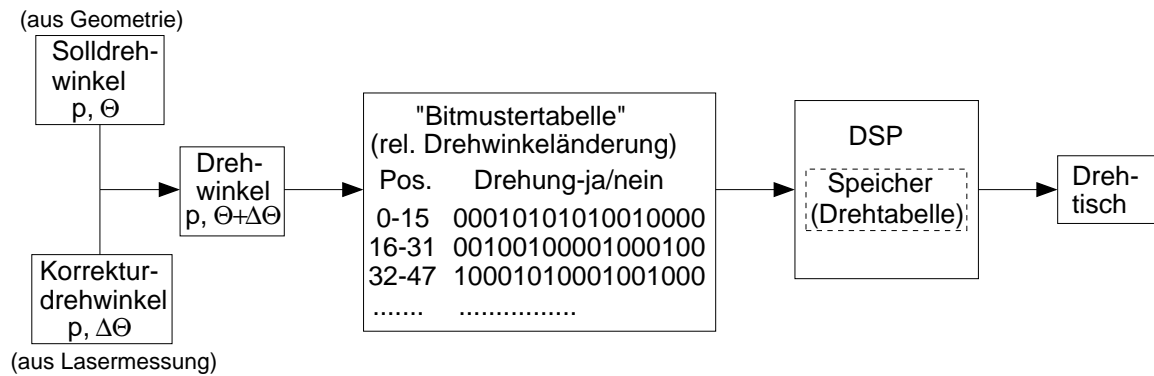


Abbildung B.4: Schematische Darstellung der Schritte zur Erzeugung der Drehtabelle.

den korrigierten Drehwinkeln wird eine Datei erzeugt, die für jede Position (jeden Schritt des Verfahrts) die Information enthält, ob eine relative Drehwinkeländerung um einen Drehschritt durchgeführt werden soll oder nicht. Durch Setzen oder Löschen von Drehschritten in dieser "Bitmustertabelle" kann die Drehbewegung von Hand nachoptimiert werden. Die Tabelle wird in das Datenformat *WORD* konvertiert und in eine Datei geschrieben, die über das Programm zur Kommunikation mit dem DSP an den Prozessor übertragen wird.

Der erste Schritt zur Optimierung der Drehbewegung erfolgt mit einer Lasermessung. Hierzu wird, wie in Abb. B.5 schematisch dargestellt, mit einem Laser unter 90° zur Elektronenstrahlrichtung in die Kammer TR-C eingeschossen. Der Laserstrahl wird mit einem auf dem Goniometer unter 45° angebrachten Spiegel S1 auf die Sollachse der TR-Strahlung (Geradausrichtung des Elektronenstrahls) in Richtung Monochromator reflektiert. Dort trifft er unter dem Bragg-Winkel auf einen in den HOPG-Kristallhalter eingesetzten Spiegel S2, der den Strahl auf das Detektoreintrittsfenster lenkt. Hiervon ausgehend werden 14 weitere Kristalltischpositionen angefahren. An jeder Position wird der Laserstrahl durch Drehen des Goniometers und damit des Spiegels S1 wieder mittig auf den Spiegel S2 ausgerichtet und dieser so gedreht, daß der Strahl wieder mittig auf den Detektor trifft. Aus den ermittelten Drehwinkeln des Spiegels S2 wird über eine Anpassung für jede Position eine Korrektur des Soll Drehwinkels berechnet. Die Schwankungen des Laserflecks am Detektor können durch diese erste Korrektur von insgesamt ca. 6 mm zu Beginn auf ca. 3.5 mm reduziert werden. Der direkte bitweise Eingriff in die hieraus erstellte "Bitmustertabelle" erfolgt im nächsten Schritt bei einer Optimierung unter Experimentbedingungen, d.h. mit monochromatisierter Übergangsstrahlung, pn-CCD und eingeschalteter Regelung des Elektronenstrahls.

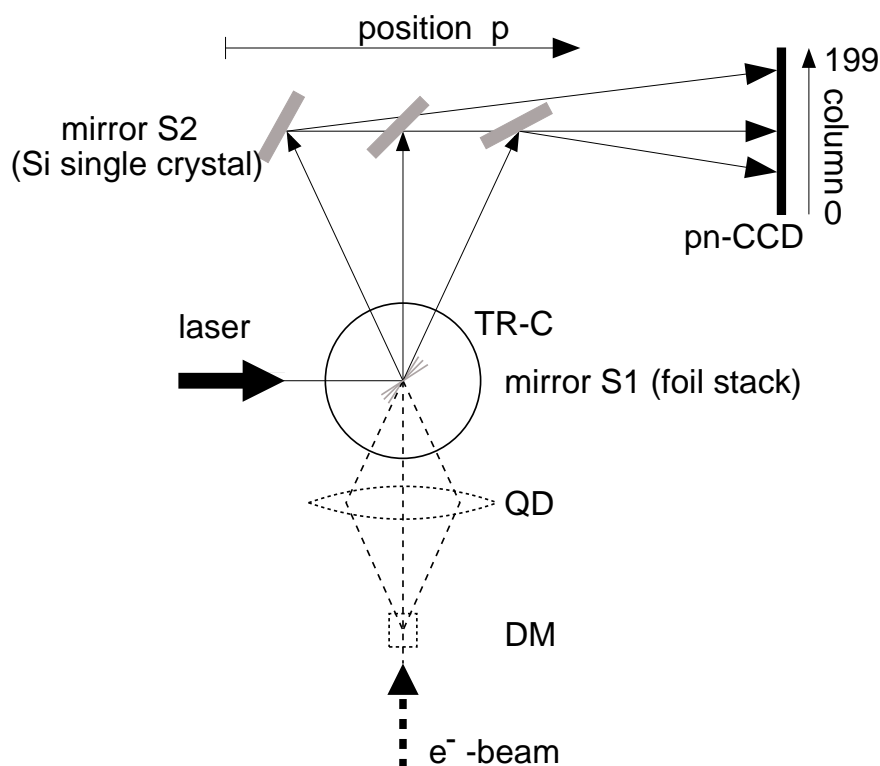


Abbildung B.5: Schematische Anordnung zur Optimierung der Drehbewegung mit Hilfe eines Lasers und unter Experimentbedingungen (gestrichelte Linie).

Hierzu wird, wie in Abschnitt 5.2.2 begründet und in Abb. B.5 schematisch gezeigt, ein Silizium-Einkristall verwendet. Dieser reflektiert gemäß der Bragg-Beziehung bei $\Theta_B = 5.297^\circ$ an der [111]-Ebene bei einem Netzebenenabstand $d = 0.31354$ nm in erster Reflexordnung Photonen mit einer Energie von 21.42 keV. Bei der Optimierungsprozedur wird nun der Si-Kristall jeweils kontinuierlich über eine Länge von 894.4 mm (16000 Schritte) mit einer Geschwindigkeit von bis zu 500 Schritte/s verfahren. Die Strahlregelung hält die TR-Keule mittig auf dem Kristall, der die Strahlung monochromatisiert und in den pn-CCD-Detektor reflektiert. Mit diesem wird alle 60 ms ein Bild aufgenommen ².

Die resultierenden Lageschwankungen für drei verschiedene Drehabläufe lassen sich anhand der Streudiagramme in Abb. B.6 beurteilen. Zu deren Erzeugung werden zunächst alle bei gleicher Si-Kristallposition aufgenommenen Bilder zusammengefaßt. Da sich die Schwankungen in einer Verschiebung der reflektierten Strahlung zu anderen Spalten hin äußert, werden dann für jede Si-Kristallposition alle Zeileneinträge unter Beibehaltung ihrer Spaltenzugehörigkeit aufaddiert.

Auffällig ist der kurvenförmige Verlauf des Reflexes der unkorrigierten Drehbewegung in (a), der nicht durch den beim Justieren beobachteten Seitenschlag des Tisches von $\pm 1/10$ mm verursacht werden kann. Hervorgerufen wird er durch das sogenannte Gieren, einer Drehung des Kristalls und damit einer Änderung des Bragg-Winkels beim Verfahren des Tisches ³. Ausgehend vom Streudiagramm der mit der Lasermessung korrigierten Drehbewegung (b) wird durch gezieltes Eingreifen in die "Bitmustertabelle" der Drehablauf iterativ optimiert. Das Ergebnis ist in (c) dargestellt.

Zur quantitativen Analyse der Messungen werden jeweils die längs eines Weges von 300 aufeinanderfolgenden Si-Kristallpositionen in der pn-CCD registrierten Ereignisse unter Beibehaltung ihrer Spaltenzugehörigkeit zusammengefaßt und in den in Abb. B.6 gekennzeichneten Spalten der Schwerpunkt des ca. 5 mm breiten Reflexes gebildet. Wie in Abb. B.7 dargestellt, kann das Schwanken des Schwerpunktes längs des Verfahrensweges auf ± 1.7 Pixel minimiert werden.

²Die Strahlzeit zur Optimierung der Drehbewegung wurde im Dezember 1998 durchgeführt. Im Gegensatz zur der in Kapitel 4.8 beschriebenen zeitlichen Abfolge der pn-CCD-Auslese betrug bei diesen Messungen die Ausleserate der pn-CCD bei entsprechend angepaßter Zeitstruktur des Elektronenstrahls 16.6 Bilder/s mit einer Belichtungszeit pro Bild von 40 ms.

³Der Verlauf in Abb. B.7 (a) bestätigt das in [Gör97] im Labor beobachtete Gieren.

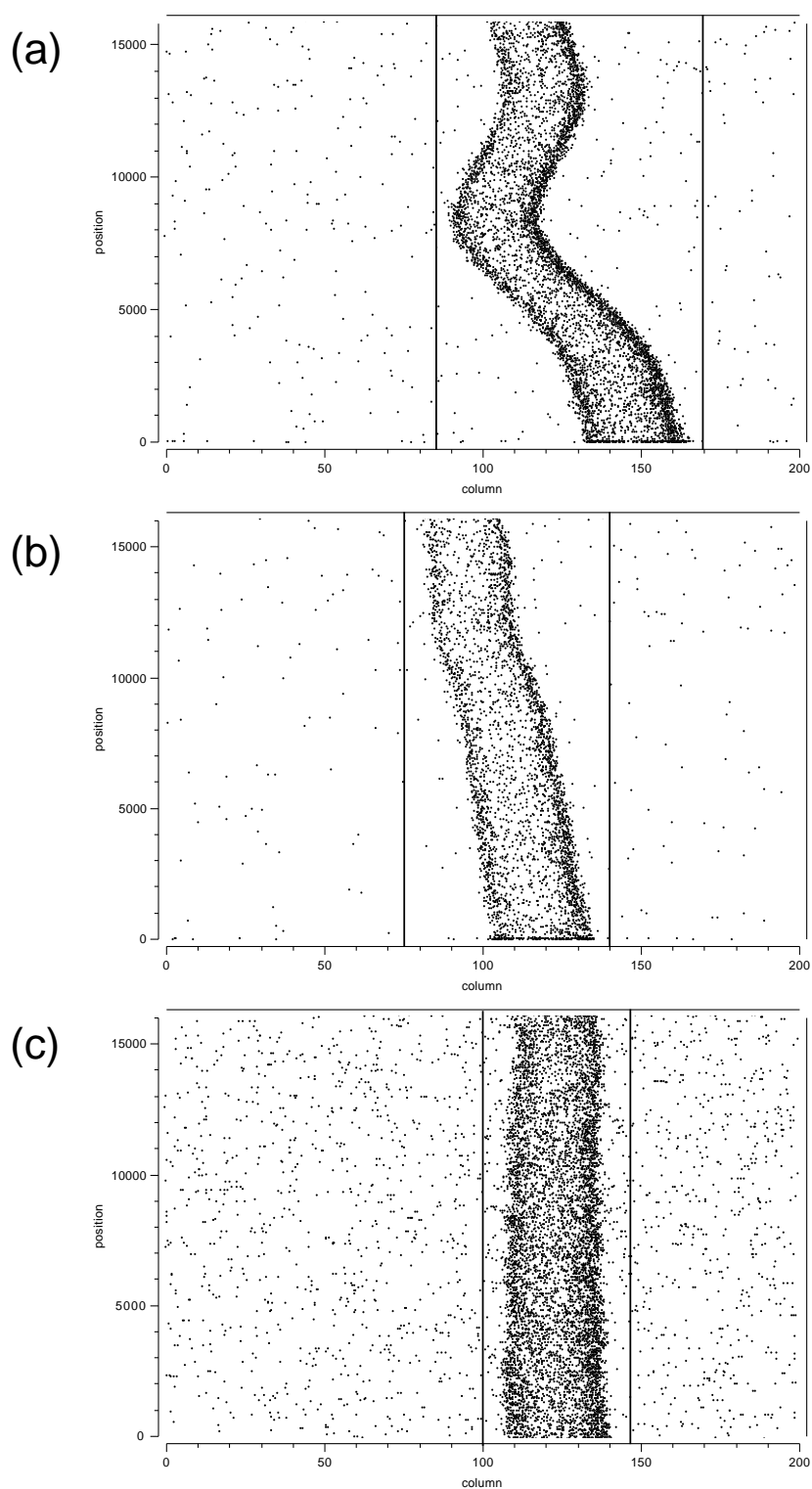


Abbildung B.6: Optimierung der Kristalldrehung. In den Streudiagrammen dargestellt ist jeweils die Anzahl der über alle Zeilen der pn-CCD integrierten Photonen in den einzelnen Spalten in Abhängigkeit von der Kristalltischposition bei einer (a) Drehbewegung, die nur aus der Geometrie berechnet wird, (b) Drehbewegung ausgehend von (a), die mit der Lasermessung korrigiert wurde, (c) Drehbewegung ausgehend von (b) nach einem bitweisem Eingriff in die Tabelle. Die durchgezogenen senkrechten Linien kennzeichnen den zur Bildung des Schwerpunktes der reflektierten Strahlung verwendeten Spaltenbereich.

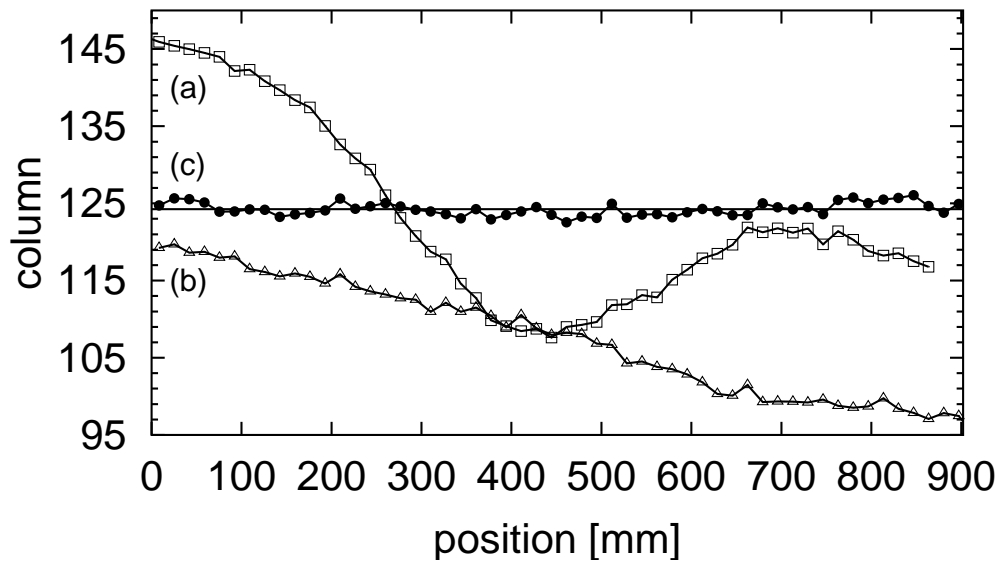


Abbildung B.7: Verlauf des Schwerpunktes der mit dem Si-Einkristall reflektierten Strahlung bei Optimierung der Kristalldrehung für die in Abb. B.6 gezeigten Optimierungsschritte. Durchgezogene Linie bei Spalte 124.4: Mittelwert für (c).

C Datenaufbereitung

C.1 Korrektur der Rohdaten

Die zu Beginn der Datenaufbereitung, s. Kapitel 6.1, durchgeführten Korrekturen an den Rohdaten dienen der Verbesserung der Energieauflösung der pn-CCD. Die dabei durchgeführten Schritte sind schematisch in Abb. C.1 dargestellt. Dabei werden Offset-Korrektur, Common-Mode-Korrektur sowie das Aussortieren von zu stark rauschenden Pixeln und von fehlerhaften Einzelbildern (verursacht durch Fehler in der Datenaufnahme) vom Programm *frame2ccd* [Ket00] geleistet, das anschließend nur die Ereignisse in einem speziellen *ccd*-Binärformat abspeichert. In der nächsten Stufe werden dann mit dem Programm *correct_ccd* [Ket00] die Korrektur der Ladungstransporteffizienz (CTE-Korrektur) sowie ein Abgleich der 64 Verstärker (Gain-Korrektur) vorgenommen. Die einzelnen Korrekturen werden ausführlich in [Ket00] beschrieben, daher soll ihre Wirkung hier nur kurz zusammengefaßt werden. Die Korrekturen erfolgen in der Reihenfolge der Darstellung.

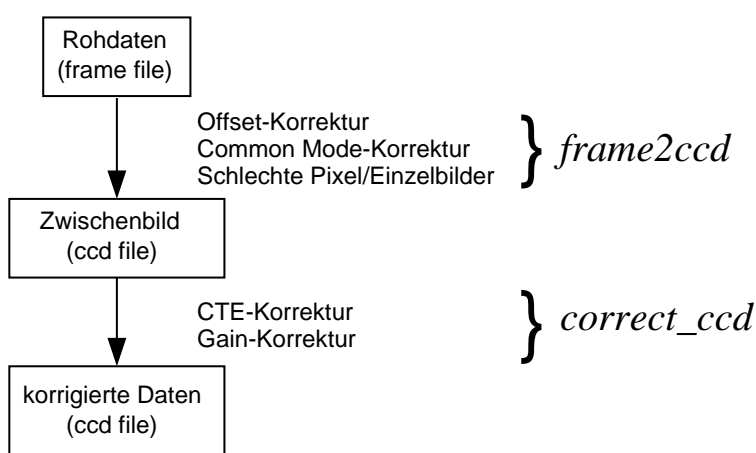


Abbildung C.1: Schematischer Ablauf der Korrektur der Rohdaten.

Offset-Korrektur

Eine am Ausgang der Verstärker anliegende Offset-Spannung, die für jedes Pixel unterschiedlich ist, führt dazu, daß der Schwerpunkt des Rauschens der einzelnen Pixel im Impulshöhenspektrum nicht bei Null sondern etwa bei Kanal 1950 bis 2150 liegt. Zur Bestimmung der Offsets werden bei jeder Messung zu Beginn 100 Bilder ohne Belichtung mit Photonen aufgenommen und aus diesen für jedes Pixel das mittlere Rauschen bestimmt. Dieses wird bei der Offset-Korrektur bei jedem Einzelbild pixelweise abgezogen.

Common-Mode-Korrektur

Während die Offset-Korrektur jeweils nur um das mittlere Rauschen korrigiert, dient die

Common-Mode-Korrektur zur Korrektur der zeitabhängigen Rauschanteile. Hierzu werden für jedes Einzelbild durch ein Iterationsverfahren zunächst alle von einem Photon getroffenen Pixel aussortiert und anschließend über die unbelichteten Pixel jeweils einer Spalte, die ja zeitgleich ausgelesen werden, gemittelt. Die so bestimmten *common modes* (200 Werte für jedes Einzelbild) werden dann von den ADC-Kanalzahlen der jeweiligen Spalte subtrahiert.

Schlechte Pixel/Einzelbilder

Zur Beurteilung der Qualität eines Pixels wird nach Durchführung obiger Korrekturen die Breite seiner Rauschverteilung mit der mittleren Breite der Rauschverteilung der Pixel derselben Spalte verglichen. Liegt die Rauschbreite über dem vierfachen oder unterhalb des 0.2-fachen Wertes der mittleren Breite, wird das Pixel als schlecht markiert. In der weiteren Analyse bedeutet dies, daß beim Zusammenfassen mehrerer Pixel dieses Pixel nicht zur Intensität beiträgt.

Wie bereits in Abb. 5.8 zu sehen war, wurde für die Datenanalyse die komplette Zeile 36 sowie Pixel (0,0), s. Abb. 5.12, wegen auffallend niedrigem Rauschen als schlecht markiert. Auffällig ist ebenfalls in beiden Abbildungen die im Vergleich zu Zeile 61 um etwa 10% geringere Intensität in den Zeilen 62 und 63, sowie die im Vergleich zur Nachbarspalte um etwa 35% geringere Intensität in Spalte 199. Da die geringere Intensität keine prinzipielle Einschränkung für das Analyseverfahren darstellt, werden die Punkte in der Datenauswertung berücksichtigt.

Neben schlechten Pixeln sortiert *frame2ccd* auch fehlerhafte Einzelbilder aus. Sie entstehen, wenn bei der Datenaufnahme durch Fehler der beteiligten Softwareprozesse Impulshöhen außerhalb des Wertebereichs des verwendeten ADCs (12 Bit) liegen.

Ladungstransporteffizienz

Die Auslese der pn-CCD erfolgt für jede Zeile durch Verschieben der Ladungsinhalte der einzelnen Pixel zur Spalte Null. Beim Verschieben der Ladung von einem Pixel zum nächsten kann es zu geringen Ladungsverlusten kommen, die dann aufgrund der hohen mittleren Anzahl von 100 Verschiebungen zu einer deutlichen Linienverbreiterung führen. Die ADC-Kanäle x werden mit Hilfe des *CTE*-Wertes, der angibt welcher Ladungsanteil beim Verschieben von einem Pixel zum nächsten erhalten bleibt, mit

$$x' = x \cdot CTE^{-s} \quad (C.1)$$

auf x' korrigiert, wobei s die Spaltenzahl angibt. Der *CTE*-Wert kann durch Abgleich der Lage einer monoenergetischen Linie in den Impulshöhenspektren der einzelnen Spalten bestimmt werden. Da der HOPG-Kristall auch bei fester Position in Abhängigkeit der Spalte keine monoenergetische Linie liefert, wurde zur Bestimmung des *CTE*-Wertes die von der vor der pn-CCD angebrachten Kupferfolie emittierte $Cu_{K\alpha}$ Röntgenfluoreszenzlinie verwendet. Es ergab sich ein *CTE*-Wert von 0.9999.

Verstärkerabgleich

Die Signalverstärkungen der bei der parallelen Auslese der Zeilen eingesetzten 64 Verstärker sind nicht identisch. Zum Abgleich dieser Schwankungen wird für jeden Verstärker ein Korrekturfaktor bestimmt. Hierzu wird für jede Zeile in dem über jeweils alle Spalten gemittelten Impulshöhenspektrum der Schwerpunkt einer markanten Linie bestimmt. Die Korrekturfaktoren ergeben sich aus dem Abgleich der Schwerpunkte auf den gemeinsamen Mittelwert. Da für jede Zeile über alle Spalten gemittelt wird, benötigt die Bestimmung der Korrekturfaktoren keine über alle Spalten monoenergetische Linie und wird am [002]-Reflex des HOPG-Kristalls vorgenommen. Dieser verfügt über eine bedeutend höhere Intensität und somit bessere Statistik als die $Cu_{K\alpha}$ -Linie.

C.2 Details zur Energieeichung der pn-CCD und der HOPG-Kristallposition

Energieeichung der pn-CCD

Zur Energieeichung der pn-CCD muß aus den in Kap. 5.3.1.1 geschilderten Messungen zunächst das Impulshöhenspektrum der Spalte erzeugt werden, auf der die K-Absorptionskante von Molybdän liegt. Zur Bestimmung der Lage der K-Kante werden, wie in Abb. 5.9 (a) für die in Abb. 5.8 gezeigte Aufnahme dargestellt, die in einem Fenster um den [002]-Reflex nachgewiesenen Ereignisse für jede Spalte über alle Zeilen aufsummiert. An die Meßwerte wird eine Faltung aus einer Gauß-Verteilung $G(E)$ und der bei der gewählten Folienkombination bekannten Transmission $T(E)$ gemäß

$$\begin{aligned} F(E) &= G(E) \otimes T(E) \\ &= \int_0^\infty dE' \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(E-E')^2}{2\sigma^2}} e^{-(\mu_{Mo}(E')d_{Mo} + \mu_{Cu}(E')d_{Cu})} \end{aligned} \quad (C.2)$$

angepaßt, wobei $\mu_{Mo}(E)$ und $\mu_{Cu}(E)$ die energieabhängigen Absorptionskoeffizienten von Molybdän und Kupfer sind, vgl. Abb. 3.11. Da der Zusammenhang zwischen Energie und Spalte auf der pn-CCD nicht bekannt ist, wird die Energie durch eine Gerade $E = E_0 + m \cdot s$ parametrisiert, wobei s die Spaltennummer angibt. Insgesamt ergeben sich so als Anpassungsparameter ein Amplitudenfaktor A , die Breite der Gauß-Verteilung σ , sowie die Energieverschiebung E_0 und die Steigung m . Die Spalte, auf der die K-Kante liegt, berechnet sich mit den Anpassungsparametern aus der Geradengleichung zu $s = (E_K^{Mo} - E_0)/m$. Das Ergebnis der Anpassung ist ebenfalls in Abb. 5.9 (a) dargestellt.

Für die so ermittelte Spalte wird anschließend das in Abb. 5.9 (b) gezeigte Impulshöhenspektrum erzeugt. An jede Linie wird mit

$$\begin{aligned} f(x) &= G(x) + Erfc(x) + U \\ G(x) &= A_G/(\sqrt{2\pi}\sigma) e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}} \\ Erfc(x) &= A_E/(\sqrt{2\pi}\sigma) \int_x^\infty dx' e^{-\frac{(x'-x_0)^2}{2\sigma^2}} \end{aligned} \quad (C.3)$$

eine Summe aus einer Gauß-Funktion $G(x)$, der komplementären Fehlerfunktion $Erfc(x)$ und einem konstanten Untergrund U angepaßt, wobei x den ADC-Kanal bezeichnet. Die Hauptlinie wird durch $G(x)$ beschrieben, $Erfc(x)$ trägt den Photonen Rechnung, die ihre Energie nicht vollständig in einem Pixel deponieren und somit einen niederenergetischen Ausläufer der Linie verursachen. Abbildung C.2 zeigt exemplarisch die Anpassung an den [002]-Reflex des in Abb. 5.9 (b) gezeigten Impulshöhenspektrums.

Die Eichung der pn-CCD ergibt sich durch eine lineare Anpassung an die drei aus dem Impulshöhenspektrum ermittelten Linienlagen, denen eine Energie von 8.0 keV ($Cu_{K\alpha}$), 20.0 keV ([002]-Reflex) und 40.0 keV ([004]-Reflex) entspricht. Als vierter Punkt steht Kanal 0 im Impulshöhenspektrum zur Verfügung, dem auch energetisch die Null zugeordnet wird. Abbildung C.2 (b) zeigt das Ergebnis für das in Abb. 5.9 (b) dargestellte Impulshöhenspektrum.

Die beschriebene Prozedur wurde für alle vier in Abb. 5.8 gezeigten Aufnahmen durchgeführt und, da sich bei der Analyse der Impulshöhenspektren eine Streuung der Linienlagen von

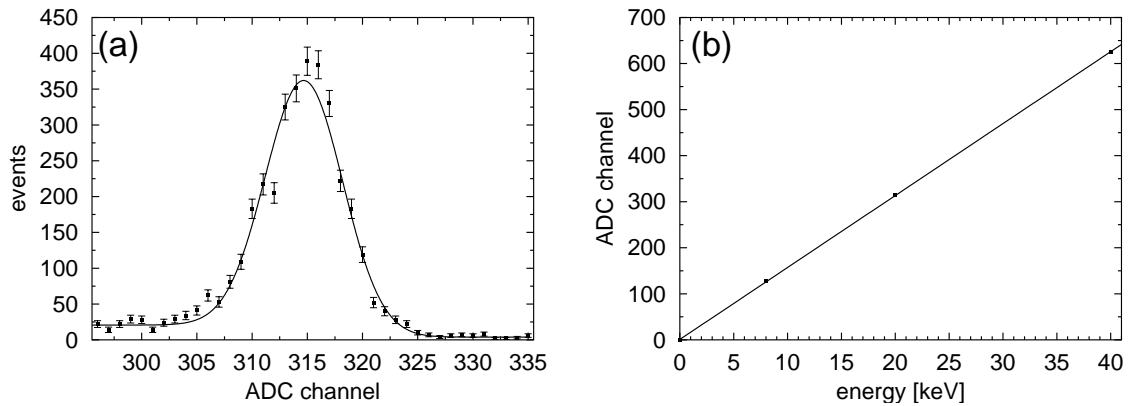


Abbildung C.2: (a) [002]-Reflex des in Abb. 5.9 gezeigten Spektrums mit Anpassungsfunktion gemäß Gl. (C.3). Die Lage des Reflexes wird mit Kanal 314.7 bestimmt. (b) Energieeichung der pn-CCD. Die Eichung erfolgte anhand der in Spalte 118 an der K-Absorptionskante bestimmten 3 Linien (vgl. Abb. 5.9 (b)) und des Nullpunktes.

bis zu ± 1 Kanal zeigte, eine mittlere Eichung gebildet. Danach gilt für die pn-CCD der Zusammenhang

$$E = \frac{x - (1.076 \pm 0.033)}{(15.639 \pm 0.015)} \text{ keV} \quad . \quad (\text{C.4})$$

Energieeichung der HOPG-Kristallposition

Zur Energieeichung der HOPG-Kristallposition wird in jedem der 17×200 (angefahrene HOPG-Kristallposition \times Spalte) erzeugten Impulshöhenspektren die Lage des [002]-Reflexes durch Anpassung der mit Gl. (C.3) beschriebenen Funktion bestimmt. Mit Gl. (C.4) wird die zugehörige Energie E der monochromatisierten Strahlung berechnet und der Zusammenhang zwischen HOPG-Kristallposition p und E für jede Spalte, wie in Abb. C.3 exemplarisch für Spalte 118 gezeigt, über eine lineare Anpassung gemäß $E = a + b \cdot p$ ermittelt.

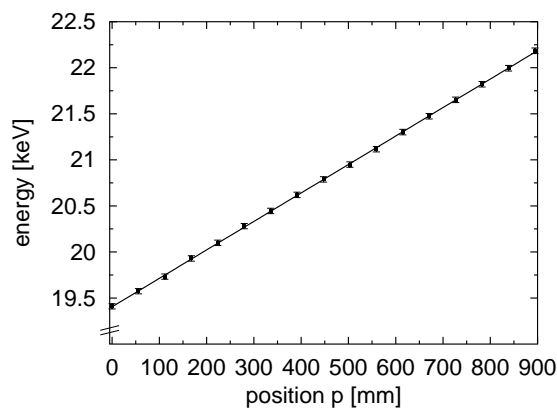


Abbildung C.3: Energie des [002]-Reflexes in Spalte 118 als Funktion der HOPG-Kristallposition p mit linearer Anpassung.

Mit der Bestimmung der Lage der K-Absorptionskante im Zusammenhang mit der Eichung der pn-CCD ist für vier Spalten die Energie der Strahlung bei einer bekannten HOPG-

Kristallposition eindeutig zu 20 keV bestimmt, vgl. Abb. 6.2. Es zeigt sich, daß mit den ermittelten Eichgeraden für die HOPG-Kristallposition für diese Spalten und die entsprechenden Positionen, eine um ca. 120 eV (weniger als 2 ADC-Kanäle) zu hohe Energie berechnet wird. Diese Abweichung läßt sich auf einen mit der Eichung der pn-CCD systematisch zu hoch berechneten Energiewert zurückführen. Die Linie des [004]-Reflexes bei 40 keV scheint in den Impulshöhenspektren, relativ zum [002]-Reflex, systematisch zu niedrigen ADC-Kanälen hin verschoben zu sein. Dies kann durch einen Verlust an Ladungsträgern bei deren Verschieben bei der Auslese und damit durch eine zu niedrige Impulshöhe verursacht werden ¹. Daher werden die für die 200 Spalten bestimmten Eichgeraden mit Hilfe der bekannten Positionen und Spalten für die 20 keV korrigiert, wobei jeweils die Steigung der Eichgeraden beibehalten und eine neue Konstante a' bestimmt wird.

Die HOPG-Kristallposition für die 20 keV läßt sich in Abhängigkeit der Spalte sowohl aus der Eichung für die HOPG-Kristallposition zu $p = (20 \text{ keV} - a')/b$ als auch aus den Absorptionskantenmessungen bestimmen. Hierzu wird an die in Abhängigkeit der Spalte s an vier HOPG-Kristallpositionen p ermittelte Lage der 20 keV-Absorptionskante eine Gerade $s = c + d \cdot p$ angepaßt, die ebenfalls in Abb. 6.2 dargestellt ist. Mit $p = (s - c)/d$ läßt sich durch Gleichsetzen der Ausdrücke für p die Konstante $a' = 20 \text{ keV} - (s - c)b/d$ und damit die Eichung der HOPG-Kristallposition für die Spalten neu bestimmen. Bei der Datenanalyse wird immer von diesen korrigierten Eichungen $E = a' + b \cdot p$ Gebrauch gemacht.

Diese Vorgehensweise reproduziert die Lage der K-Absorptionskante auf der pn-CCD für die vier Meßpunkte auf besser als 5 eV. Die verbleibende Abweichung resultiert aus der linearen Anpassung und liegt in der Größe der Genauigkeit mit der die Anpassungsfunktion die Lage des [002]-Reflexes im Impulshöhenspektrum bestimmt. Die vorgenommene Korrektur der Eichung der HOPG-Kristallposition beinhaltet für die restlichen Energiepunkte einen geringen Fehler, da die Verschiebung des [004]-Reflexes im Impulshöhenspektrum zu niedrigen Kanälen auch zu einer fehlerhaften Steigung in der Eichung der pn-CCD führt, der sich jedoch nur minimal bemerkbar macht, da die Energie nur um maximal $\Delta E_{max} \simeq 3 \text{ keV}$ durchgestimmt wird. Der Fehler läßt sich abschätzen, wenn die Eichung der pn-CCD ohne den [004]-Reflex durchgeführt wird. Danach ergibt sich eine Verschiebung der maximal bzw. minimal eingestellten Energie von ca. 10 eV. Dieser Fehler ist klein gegen den aus der linearen Regression für die Eichung der HOPG-Kristallposition resultierenden Fehler von 20 eV (für $p = 0 \text{ mm}$) bis 35 eV (für $p = 894 \text{ mm}$).

C.3 Fehlerdiskussion

Die bei der Bestimmung der Molybdändicken auftretenden Fehler lassen sich in statistische und systematische Fehler unterscheiden.

Statistische Fehler

Die jeweils in Kapitel 6.2 für die einzelnen Pixel angegebenen Fehler der Molybdändicken werden durch die in den Intensitätsspektren enthaltene Photonenstatistik bestimmt. Hierbei resultieren die Fehler der Meßdaten in den Intensitätsspektren aus dem statistischen Fehler der in den Impulshöhenspektren aufsummierten Ereignisse unter Berücksichtigung Gaußscher Fehlerfortpflanzung bei Subtraktion des auf die gleiche Fensterbreite (und gegebenenfalls auf

¹Diese Hypothese wird gestützt durch eine weitere systematische Verschiebung des ebenfalls noch nachgewiesenen [006]-Reflexes bei 60 keV.

die gleiche zusammengefaßte Pixelanzahl) normierten Untergrundes sowie bei der Normierung auf die gemeinsame Anzahl frames pro Positionsintervall.

Der Fehler bei der Bestimmung der Dicke der Molybdänfolie $d_{Mo} = (\ln(I_1) - \ln(I_2))/\Delta\mu_{Mo}$ folgt mit Gaußscher Fehlerfortpflanzung zu

$$\Delta d_{Mo} = \frac{1}{\Delta\mu_{Mo}} \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta I_1}{I_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I_2}{I_2}\right)^2} \quad (\text{C.5})$$

Die Fehler der Intensitäten ΔI_1 und ΔI_2 direkt an der K-Kante von Molybdän bei 20 keV berechnen sich jeweils über Fehlerfortpflanzung bei korrelierten Parametern. Hierzu wird jeweils für die separaten Anpassungen der in Gl. (6.1) gegebenen Funktion an die Meßdaten die vom Anpassungsprogramm MINUIT [CER] berechnete, zugehörige Kovarianzmatrix \mathbf{C} verwendet. Der Fehler ergibt sich damit zu

$$\Delta I = \left(\begin{array}{cc} \partial I/\partial a & \partial I/\partial b \end{array} \right) \Big|_{E_K, a^*, b^*} \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} \\ c_{21} & c_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \partial I/\partial a \\ \partial I/\partial b \end{pmatrix} \Big|_{E_K, a^*, b^*}, \quad (\text{C.6})$$

wobei die partiellen Ableitungen jeweils an der K-Kante mit der Energie E_K und mit den von MINUIT gelieferten Erwartungswerten a^*, b^* für die Anpassungsparameter a, b zu bilden sind. Die Fehlerberechnung nach Gl. (C.6) ist für die Anpassung ober- und unterhalb der K-Kante durchzuführen und mit den Resultaten gemäß Gl. (C.5) der Fehler für d_{Mo} zu bestimmen.

Systematischer Fehler

Ein systematischer Fehler bei der Bestimmung der d_{Mo} entsteht, wenn für die einzelnen Pixel der Zusammenhang zwischen HOPG-Kristallposition und der K-Kante von Molybdän falsch bestimmt wird. Dies führt zu einem dazu, daß die Anpassungsintervalle falsch gesetzt werden und so z.B. die Position der K-Kante beinhalten können, zum anderen werden die Anpassungsfunktionen an die falsche Stelle extrapoliert und dort der aus der Extrapolation resultierende Kantenhub berechnet. Hierbei stellt der erste Punkt den gravierenderen Fehler dar, da z.B. ein Einschließen der K-Kante in eines der beiden Anpassungsintervalle den Verlauf der Anpassungsfunktion verfälscht. Abbildung C.4 verdeutlicht die Auswirkung einer Fehlbestimmung der Lage der K-Kante um bis zu ± 100 eV.

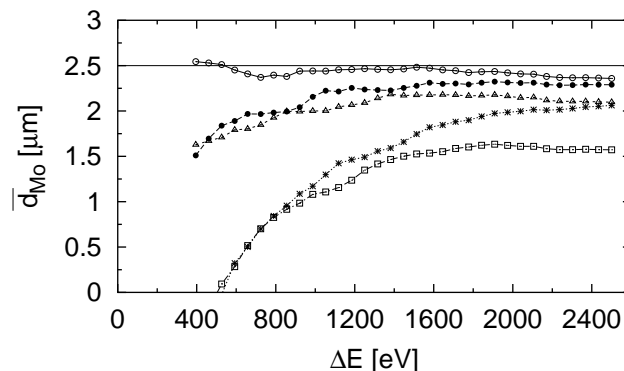


Abbildung C.4: Auswirkung eines Fehlers in der Bestimmung der Lage der K-Kante. Folienkombination $d_{Cu} = 136 \mu\text{m}$, $d_{Mo} = 2.5 \mu\text{m}$ (Datensatz M.1.3). Mittelwertbildung gemäß Kap. 7.1. Bei der Analyse der Spektren wurde die Lage der K-Kante um $(\Delta) + 50$ eV, $(\bullet) - 50$ eV, $(\square) + 100$ eV und $(*) - 100$ eV gegenüber der über die Eichung bestimmten Lage (o) verschoben.

Wie zu erwarten ist, macht sich eine Fehlbestimmung der Lage der K-Kante insbesondere bei kleinen Analyseintervallen bis etwa $\Delta E = 1000$ eV durch eine deutliche Abweichung des ermittelten $\overline{d_{Mo}}$ vom Sollwert bemerkbar. Die Fehlbestimmung muß demnach deutlich kleiner 50 eV sein, was den in Abschnitt C.2 angegebenen Wert von 5 eV unterstützt, so daß ein systematischer Fehler bei der Bestimmung der d_{Mo} ausgeschlossen werden kann.

D Herleitungen

D.1 Anstieg der Photonenzahl mit wachsendem Analyseintervall

In diesem Abschnitt wird der Zusammenhang zwischen der im Analyseintervall ΔE enthaltenen Photonenzahl N und der Breite des Analyseintervalls ΔE abgeleitet. Dabei wird zunächst die symmetrische und anschließend die asymmetrische Verbreiterung von ΔE betrachtet. Die Herleitung des Zusammenhangs erfolgt anhand von Abb. D.1.

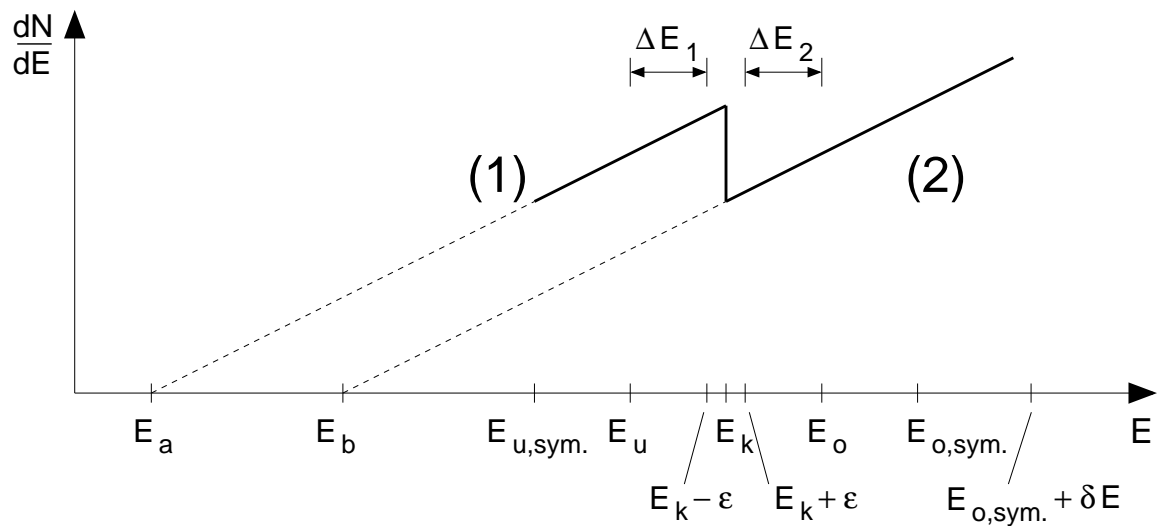


Abbildung D.1: Schematischer Verlauf der Photonenzahl pro Energieintervall in Abhängigkeit der Energie hinter einem Untersuchungsobjekt, das ein Kontrastmittel mit einer Absorptionskante bei der Energie E_k enthält.

Vereinfachend gelte, wie in Abb. D.1 schematisch skizziert, für die Photonenzahl pro Energieintervall für den Bereich (1) unterhalb und (2) oberhalb einer K-Kante jeweils ein linearer Zusammenhang mit gleichem Anstieg der Photonenzahl pro Energieintervall m gemäß

$$\frac{dN_1}{dE} = m(E - E_a) \Theta(E - E_a) \quad \text{bzw.} \quad \frac{dN_2}{dE} = m(E - E_b) \Theta(E - E_b) \quad . \quad (\text{D.1})$$

Die bei der Analyse berücksichtigte Gesamtphotonenzahl N im Analyseintervall ΔE mit

$$\Delta E = \Delta E_1 + \Delta E_2 \quad , \quad (\text{D.2})$$

$$\text{wobei} \quad \Delta E_1 = (E_k - \epsilon) - E_u \quad \Delta E_2 = E_o - (E_k + \epsilon) \quad (\text{D.3})$$

gilt, ist gegeben durch

$$N = N_1 + N_2 = \int_{E_u}^{E_k - \epsilon} m(E - E_a) dE + \int_{E_k + \epsilon}^{E_o} m(E - E_b) dE \quad . \quad (\text{D.4})$$

Für symmetrisches Analyseintervall ΔE relativ zur K-Kante, d.h. $\Delta E_1 = \Delta E_2 = \Delta E/2$, folgt

$$\begin{aligned}
 N &= -\frac{m\Delta E}{2} (E_a + E_b) + \frac{m}{2} \left\{ (E_k - \epsilon)^2 - E_u^2 \right\} + \frac{m}{2} \left\{ E_o^2 - (E_k + \epsilon)^2 \right\} \\
 &= -\frac{m\Delta E}{2} (E_a + E_b) + \frac{m\Delta E}{4} \{2E_k + E_u + E_o\} \\
 &= m \left\{ E_k - \frac{E_a + E_b}{2} \right\} \Delta E = m' \Delta E \quad . \quad (D.5)
 \end{aligned}$$

Hierbei wurde im letzten Schritt benutzt, daß $E_k = (E_u + E_o)/2$ gilt. Nach Gl. (D.5) steigt die Photonenzahl bei symmetrischer Vergrößerung des Analyseintervalls ΔE linear mit ΔE an. Im folgenden wird der Anstieg der Photonenzahl bei asymmetrischer Vergrößerung von ΔE betrachtet.

Es sei $E_{u,symm.}$ die minimal realisierbare untere Grenze von ΔE_1 . Die für ein symmetrisches Analyseintervall $\Delta E_{symm.}$ dazugehörige obere Grenze von ΔE_2 sei $E_{o,symm.}$. Die in $\Delta E_{symm.}$ enthaltene Photonenzahl sei $N_{symm.}$. Eine weitere Vergrößerung des Analyseintervalls ΔE erfolgt durch weiteres Verschieben von E_o gemäß $E_o = E_{o,symm.} + \delta E$ und es gilt

$$\Delta E = \Delta E_{symm.} + \delta E \quad . \quad (D.6)$$

Die in ΔE enthaltene Gesamtphotonenzahl ist gegeben durch

$$\begin{aligned}
 N &= \int_{E_{u,symm.}}^{E_k - \epsilon} m (E - E_a) dE + \int_{E_k + \epsilon}^{E_{o,symm.} + \delta E} m (E - E_b) dE \\
 &= \int_{E_{u,symm.}}^{E_k - \epsilon} m (E - E_a) dE + \int_{E_k + \epsilon}^{E_{o,symm.}} m (E - E_b) dE \\
 &\quad + \int_{E_{o,symm.}}^{E_{o,symm.} + \delta E} m (E - E_b) dE \\
 &= N_{symm.} - m E_b \delta E + \frac{m}{2} \left\{ 2E_{o,symm.} \delta E + (\delta E)^2 \right\} \\
 &= N_{symm.} + m (E_{o,symm.} - E_b) (\Delta E - \Delta E_{symm.}) + \frac{m}{2} (\Delta E - \Delta E_{symm.})^2 \quad . \quad (D.7)
 \end{aligned}$$

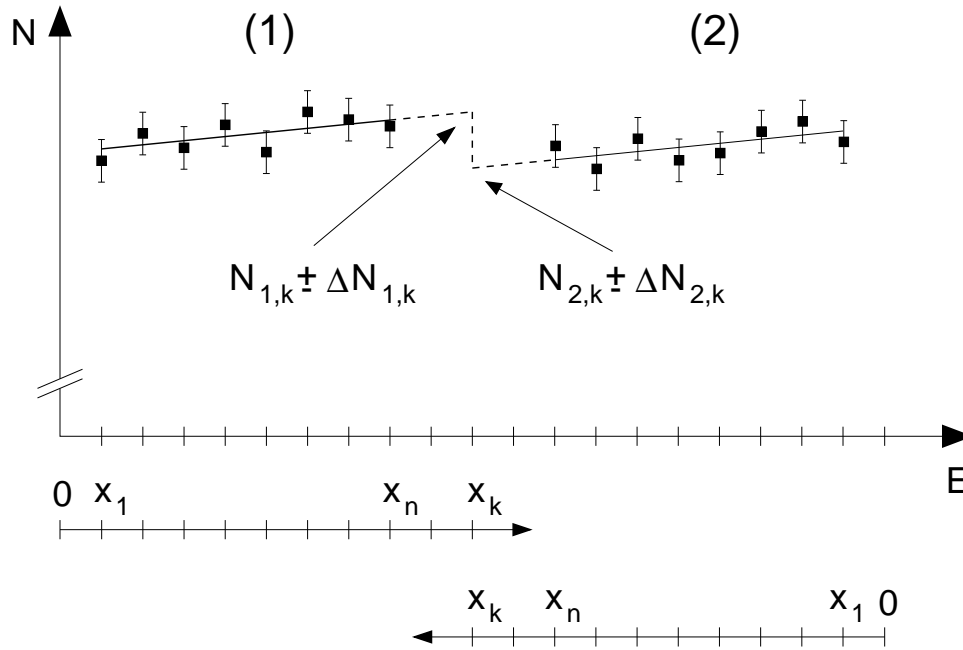
Anhand Gl. (D.7) wird deutlich, daß es zu einem nichtlinearen Anstieg der Photonenzahl N kommt, wenn das Analyseintervall ΔE über das maximal symmetrische Intervall $\Delta E_{symm.}$ hinweg asymmetrisch vergrößert wird.

D.2 Signal-zu-Rausch-Verhältnis

D.2.1 Das SNR im Modell der linearen Regression

In diesem Abschnitt wird das für das entwickelte bildgebende Verfahren zu erwartende Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR) in einem einfachen Modell abgeleitet. Die dabei gemachten Annahmen werden anhand von Abb. D.2 erläutert.

- Unter- und oberhalb der K-Absorptionskante stehen jeweils m Datenpunkte (x_i, N_i, σ_i) zur Verfügung, wobei σ_i den Fehler der Photonenzahl N_i des Datenpunktes i mit dem x -Wert x_i angibt.


 Abbildung D.2: Erläuternde Skizze zur Ableitung des SNR .

- Die Datenpunkte unter- und oberhalb der K-Kante seien jeweils äquidistant angeordnet, und es gelte jeweils $x_i = i \cdot \Delta x$ mit $i = 1 \dots m$. Hierbei wird in beiden Bereichen jeweils dem am weitesten von der K-Kante entfernten Datenpunkt der Index $i = 1$ zugeordnet und i jeweils in Richtung auf die K-Kante inkrementiert. Die Größe Δx gibt den Abstand zwischen zwei benachbarten Datenpunkten an.
- Die Meßwerte unter- und oberhalb der K-Kante können jeweils durch eine Gerade beschrieben werden. Diese Vereinfachung gegenüber der bei der Auswertung der experimentellen Daten verwendeten exponentiellen Anpassungsfunktion, vgl. Gl. (6.1), wird gemacht, um das Problem analytisch diskutieren zu können. Da beide Anpassungsfunktionen zwei freie Anpassungsparameter verwenden, ist die Betrachtung für das SNR in erster Näherung äquivalent.

Nach Gl. (2.21) ist das Signal gegeben durch die logarithmische Differenz der an die K-Absorptionskante extrapolierten Anpassungsfunktionen des gemessenen Intensitätsverlaufs (1) unter- und (2) oberhalb der K-Kante. Mit den an der K-Kante resultierenden Photonenzahlen $N_{1,k}$ und $N_{2,k}$ und deren Fehlern $\Delta N_{1,k}$ und $\Delta N_{2,k}$ gilt für das SNR

$$SNR = \frac{\ln N_{1,k} - \ln N_{2,k}}{\sqrt{\left(\frac{\Delta N_{1,k}}{N_{1,k}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_{2,k}}{N_{2,k}}\right)^2}} \simeq \frac{(\Delta\mu/\rho) \rho d}{\sqrt{2}} \cdot \frac{N_k}{\Delta N_k} \quad (D.8)$$

Hierin bezeichnet $(\Delta\mu/\rho)$ die Änderung des Massenschwächungskoeffizienten des Kontrastmittels an der K-Kante, ρ dessen Dichte und d seine Dicke. Vereinfachend wurde angenommen, daß bei genügend hoher Photonenzahl $N_{1,k} \simeq N_{2,k} \simeq N_k$ und $\Delta N_{1,k} \simeq \Delta N_{2,k} \simeq \Delta N_k$ gilt. Bei Anpassung einer Geraden

$$N = f(x) = a \cdot x + b \quad , \quad (D.9)$$

an die Meßwerte (unter- bzw. oberhalb der K-Kante), folgt für den Fehler des an die K-Kante extrapolierten Wertes, s. z.B. [Mey75],

$$\begin{aligned} (\Delta N_k)^2 &\simeq \left(\frac{\partial f}{\partial a} \quad \frac{\partial f}{\partial b} \right) \Big|_{(x_k, N_k)} \begin{pmatrix} \sigma_a^2 & \sigma_{ab} \\ \sigma_{ab} & \sigma_b^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\partial f}{\partial a} \\ \frac{\partial f}{\partial b} \end{pmatrix} \Big|_{(x_k, N_k)} \\ &= x_k^2 \sigma_a^2 + 1 \cdot \sigma_b^2 + 2 \cdot x_k \cdot \sigma_{ab} \end{aligned} \quad (\text{D.10})$$

mit der Fehler Matrix

$$\begin{pmatrix} \sigma_a^2 & \sigma_{ab} \\ \sigma_{ab} & \sigma_b^2 \end{pmatrix} = \frac{1}{BD - A^2} \begin{pmatrix} B & -A \\ -A & D \end{pmatrix} . \quad (\text{D.11})$$

Die Größen A , B und D sind definiert durch

$$A = \sum_{i=1}^m \frac{x_i}{\sigma_i^2} \quad B = \sum_{i=1}^m \frac{1}{\sigma_i^2} \quad D = \sum_{i=1}^m \frac{x_i^2}{\sigma_i^2} . \quad (\text{D.12})$$

Bei Bestimmung des Fehlers σ_i der Photonenzahl N_i ist zu berücksichtigen, daß die Photonenzahl N_i aus dem zugehörigen Impulshöhenspektren durch

$$N_i = N_i^{n.k.} - N_i^{ug} \quad (\text{D.13})$$

ermittelt wird. Die Photonenzahl $N_i^{n.k.}$ ist dabei die Summe aller im Impulshöhenspektrum in einem symmetrisch um den [002]-Reflex gelegenen Fenster enthaltenen Ereignisse, während N_i^{ug} die Summe der Untergrundereignisse in einem Fenster gleicher Breite kennzeichnet, s. Kapitel 6.1.2. Der Fehler σ_i berechnet sich mit Fehlerfortpflanzung zu

$$\sigma_i = \sqrt{N_i^{n.k.} + N_i^{ug}} = \sqrt{N_i} \cdot \sqrt{1 + 2 \frac{N_i^{ug}}{N_i}} . \quad (\text{D.14})$$

An dieser Stelle muß erwähnt werden, daß Gl. (D.14) nur für unkorrelierte Photonenzahlen $N_i^{n.k.}$ und N_i^{ug} gilt. Sind die Größen korreliert und beträgt die Kovarianz $cov(N_i^{n.k.}, N_i^{ug})$, so verringert sich der Fehler von N_i auf $\sigma_i = \sqrt{N_i^{n.k.} + N_i^{ug} - 2cov(N_i^{n.k.}, N_i^{ug})}$. Da die Untergrundereignisse zum Teil aus dem niederenergetischen Ausläufer des [004]-Reflexes stammen, ist eine Korrelation gegeben, deren Größe hier jedoch nicht näher bestimmt werden soll. Stattdessen wird für σ_i der ungünstigste durch Gl. (D.14) bestimmte Wert angenommen.

Weiter vereinfachend wird vorausgesetzt, daß die Fehler σ_i alle gleich groß sind, so daß $\sigma_i = \sigma$ ist. Damit kann σ auch mit der (berechneten) Photonenzahl N_k an der K-Kante und der Untergrundphotonenzahl N_k^{ug} bestimmt werden. Der Untergrund N_k^{ug} an der K-Kante kann den Datensätzen durch Mitteln über den Untergrund knapp unter- und oberhalb der K-Kante entnommen werden. Mit $x_i = i \cdot \Delta x$ folgt für die Größen A , B und D aus Gl. (D.12) ¹

$$A = \frac{\Delta x}{\sigma^2} \cdot \frac{m(m+1)}{2} \quad B = \frac{m}{\sigma^2} \quad D = \frac{(\Delta x)^2}{\sigma^2} \cdot \frac{m(m+1)(2m+1)}{6} . \quad (\text{D.15})$$

Mit Gl. (D.11) resultieren die Einträge der Fehler-Matrix

$$\sigma_a^2 = \frac{\sigma^2}{(\Delta x)^2} \cdot \frac{12}{m(m^2-1)} \quad (\text{D.16})$$

$$\sigma_b^2 = \sigma^2 \cdot \frac{2(2m+1)}{m(m-1)} \quad (\text{D.17})$$

$$\sigma_{ab} = -\frac{\sigma^2}{\Delta x} \cdot \frac{6}{m(m-1)} \quad (\text{D.18})$$

¹Es ist, s. z.B. [BS87], $\sum_{i=1}^m i = \frac{m(m+1)}{2}$ und $\sum_{i=1}^m i^2 = \frac{m(m+1)(2m+1)}{6}$.

wobei $m \geq 2$ gelten muß, da die Anpassungsfunktion zwei freie Anpassungsparameter besitzt. Wie in Abschnitt 6.2 beschrieben, bleibt bei der Durchführung der Anpassungen der Bereich um die K-Kante jeweils mit einem Datenpunkt unter- und oberhalb der K-Kante ausgeschlossen, so daß $x_k = (m + 2) \Delta x$ gilt. Einsetzen von x_k und Gl. (D.16-D.18) in Gl. (D.10) ergibt

$$\begin{aligned} (\Delta N_k)^2 &= \sigma^2 \left\{ (m+2)^2 \frac{12}{m(m^2-1)} + \frac{2(2m+1)}{m(m-1)} - \frac{12(m+2)}{m(m-1)} \right\} \\ &= N_k \left(1 + 2 \frac{N_k^{ug}}{N_k} \right) \left\{ \frac{4m^2 + 18m + 26}{m(m-1)(m+1)} \right\} . \end{aligned} \quad (D.19)$$

Hierbei wurde für σ der Zusammenhang aus Gl. (D.14) benutzt. Wird zusätzlich angenommen, daß die für die Anpassungen unter- und oberhalb der K-Kante insgesamt verwendete Photonenzahl N durch $N \simeq 2mN_k$ grob genähert werden kann, so resultiert für das SNR

$$\begin{aligned} SNR &\simeq \frac{(\Delta\mu/\rho) \rho d}{\sqrt{2}} \cdot \frac{\sqrt{N/(2m)}}{\sqrt{1 + 2 \frac{N_k^{ug}}{N_k}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\frac{4m^2 + 18m + 26}{m(m-1)(m+1)}}} \\ &= \frac{(\Delta\mu/\rho) \rho d}{4} \cdot \frac{\sqrt{N}}{\sqrt{1 + 2 \frac{N_k^{ug}}{N_k}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\frac{m^2 + (9/2)m + 13/2}{m^2 - 1}}} \\ &= \frac{(\Delta\mu/\rho) \rho d}{4} \cdot \frac{\sqrt{N}}{\sqrt{1 + 2 \frac{N_k^{ug}}{N_k}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{9}{2} \cdot \frac{1}{m-1} + \frac{3}{m^2-1}}} \\ &= \frac{(\Delta\mu/\rho) \rho d}{4} \cdot \frac{\sqrt{N}}{\sqrt{1 + 2 \frac{N_k^{ug}}{N_k}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{9N_k}{N-2N_k} + \frac{12N_k^2}{N^2-4N_k^2}}} . \end{aligned} \quad (D.20)$$

D.2.2 Das SNR im Modell der linearen Regression mit bekannter Steigung

Ist die Steigung a der anzupassenden Geraden aus Gl. (D.9) bekannt, wie z.B. durch eine Leermessung, wird sie bei den Anpassungsrechnungen nicht variiert und somit als fehlerfrei angenommen. Für den Fehler des an die K-Kante extrapolierten Wertes folgt

$$(\Delta N_k)^2 = \sigma_b^2 . \quad (D.21)$$

Bei der Minimierung der χ^2 -Funktion

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^m \frac{(y_i - f(x_i; c))^2}{\sigma_i^2} \quad (D.22)$$

einer Funktion f mit nur einem freien Anpassungsparameter c ist der Fehler des optimalen Wertes c^* gegeben durch [Mey75]

$$\sigma_{c^*}^2 = \left\{ \frac{1}{2} \frac{d^2 \chi^2}{dc^2} \Big|_{c=c^*} \right\}^{-1} . \quad (D.23)$$

Im Falle einer Geraden $f(x) = a \cdot x + b$ mit festem a und freiem Achsenabschnitt b resultiert unter der Annahme, daß alle σ_i gleich groß sind und $\sigma_i = \sigma$ gilt, für den Fehler des Anpassungsparameters b

$$\sigma_b^2 = \frac{\sigma^2}{m} . \quad (D.24)$$

Mit den im letzten Abschnitt getroffenen Annahmen über σ und die Gesamtphotonenzahl $N \simeq 2mN_k$ folgt durch Einsetzen in Gl. (D.8) das Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu

$$SNR = \frac{(\Delta\mu/\rho)\rho d}{2} \cdot \frac{\sqrt{N}}{\sqrt{1 + 2\frac{N_k^{ug}}{N_k}}} . \quad (D.25)$$

D.3 Detective quantum efficiency (DQE)

Die DQE eines Detektorsystems ist definiert als

$$DQE = \left(\frac{SNR_{out}}{SNR_{in}} \right)^2 , \quad (D.26)$$

wobei SNR_{out} das Signal-zu-Rausch-Verhältnis am Ausgang des Detektorsystems und SNR_{in} das Signal-zu-Rausch-Verhältnis im einfallenden Photonenstrahl vor dem Detektor angibt. Dieser Definition folgend, wird der in Gl. (D.26) gegebene Ausdruck für die DQE nicht auf das rekonstruierte Bild mit dem zugehörigen SNR aus Gl. (D.20) angewandt, sondern auf die Erzeugung eines einzelnen Datenpunktes (x_i, N_i, σ_i) bezogen.

Bezeichnet $N_{i,in}$ die im Röntgenstrahl vor dem Detektor enthaltene Photonenzahl im [002]-Reflex, so ist aufgrund der Quantenfluktuationen das zugehörige Signal-zu-Rausch-Verhältnis gegeben durch

$$SNR_{in} = \frac{N_{i,in}}{\sqrt{N_{i,in}}} = \sqrt{N_{i,in}} . \quad (D.27)$$

Die Zahl N_i der für die Bildgebung zur Verfügung stehenden Photonen ergibt sich bei Berücksichtigung der Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ des Detektors zu $N_i = \epsilon \cdot N_{i,in}$. Mit Gl. (D.13) und Gl. (D.14) aus Abschnitt D.2.1 folgt für das zugehörige Signal-zu-Rausch-Verhältnis

$$SNR_{out} = \frac{\sqrt{\epsilon N_{i,in}}}{\sqrt{1 + 2 \cdot \frac{N_i^{ug}}{\epsilon \cdot N_{i,in}}}} . \quad (D.28)$$

Hiermit resultiert für die *detective quantum efficiency*

$$DQE = \frac{\epsilon}{1 + 2 \cdot \frac{N_i^{ug}}{\epsilon N_i}} . \quad (D.29)$$

Der in den Impulshöhenspektren auftretende Untergrund N_i^{ug} führt zu einem zum statistischen Rauschen zusätzlichen Rauschterm, der dazu führt, daß die effektive Nachweiswahrscheinlichkeit kleiner als die Quanteneffizienz ϵ ist. Nur wenn reines statistisches Rauschen im Eingangsphotonenstrahl vorliegt, d.h. $N_i^{ug} = 0$ ist, gilt $DQE = \epsilon$. An dieser Stelle sei jedoch angemerkt, daß der in den Impulshöhenspektren auftretende Untergrund N_i^{ug} im wesentlichen durch den niederenergetischen Ausläufer des [004]-Reflexes verursacht wird. In Bezug auf die Messungen beinhaltet die in Gl. (D.29) bestimmte DQE daher nicht nur Detektoreigenschaften, sondern berücksichtigt auch Untergrund der durch die Eigenschaften des einfallenden Photonenstrahls, explizit durch das Auftreten höherer Harmonischer, verursacht wird. Steht ein streng monochromatischer Strahl zur Verfügung, ist für die als Einzelphotonenzähler verwendete pn-CCD $DQE \simeq \epsilon$. Bereits bei den Messungen der Meßreihe 1, bei denen wie in Tab. 7.1 aufgelistet, trotz [004]-Reflex $N_k^{ug} \ll N_k$ ist, folgt mit $\epsilon = 0.24$ ungünstigstenfalls $DQE = 0.2$.

Literaturverzeichnis

- [AAH⁺86] A. Akisada, M. Ando, K. Hyodo, S. Hasegawa, K. Konishi, K. Nishimura, A. Maruhashi, F. Toyofuku, A. Suwa, and K. Kohra, *An attempt at coronary angiography with a large size monochromatic SR beam*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A, vol. 246, pp. 713–718, 1986.
- [ABG⁺91] A.A. Antonov, V.B. Baryshev, I.G. Grigoryeva, G.N. Kulipanov, and N.N. Shchipkov, *Focusing shaped pyrographite monochromators in synchrotron radiation experiments*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A, vol. 308, pp. 442–446, 1991.
- [AdRF01] L. Alianelli, M. Sanchez del Rio, and R. Felici, *Study of models for ray-tracing simulations of thermal neutron monochromators*, SPIE proceedings, vol. 4509, 2001, in press.
- [Adv94] Advanced Ceramics Corporation, *Prospekt zu HOPG-Monochromatoren*, Cleveland, Ohio, USA, 1994.
- [Auf81] H. Aufhaus, *Automatisierte Strahldiagnose und Phasenraumanpassung für das Mainzer Mikrotron (MAMI)*, Dissertation, Fachbereich Physik, Universität Mainz, 1981.
- [Ban66] A. P. Banford, *The transport of charged particle beams*, E. and F. N. Spon Ltd., London, 1966.
- [Bar91] H. Barth, *Aufbau des Datenaufnahmesystems für das Mainzer Neutrinomassenexperiment*, Diplomarbeit, Institut für Physik, Mainz, 1991.
- [BFH⁺00] F. Brinker, A. Febel, G. Hemmie, N. Liu, H. Nesemann, M. Schmitz, K. Tesch, and S. Wipf, *ARI - A storage ring for non-invasive coronary angiography*, Proceedings of EPAC 2000, Vienna, Austria, pp. 610–612, 2000.
- [BH74] J.H. Beaumont and M. Hart, *Multiple Bragg reflection monochromators for synchrotron X radiation*, J. Phys. E, vol. 7, pp. 823–829, 1974.
- [BMRe97] R. Brinkmann, G. Materlik, J. Rossbach, and A. Wagner (editors), *Conceptual Design of a 500 GeV e^+e^- Linear Collider with Integrated X-ray Laser Facility*, DESY, Hamburg, 1997.
- [BRCI73] K.L. Brown, F. Rothacker, D.C. Carey, and Ch. Iselin, *TRANSPORT-A computer program for designing charged particle beam transport systems*, CERN REPORT 73-16, 1973.
- [Bro72] K.L. Brown, *A First- and Second-Order Matrix Theory for the Design of Beam Transport Systems and Charged Particle Spectrometers*, SLAC-REPORT 75, 1972.

- [Bru96a] Bruker Analytische Meßtechnik GmbH, *Bedienungsanleitung für Power Supply B-MN 16 × 20/50*, Karlsruhe, 1996.
- [Bru96b] Bruker Analytische Meßtechnik GmbH, *Bedienungsanleitung für Quadrupole B-Q 40/280-23.5*, Karlsruhe, 1996.
- [Bru01] Bruker Analytische Meßtechnik GmbH, *private Mitteilung*, 2001.
- [BS87] I.N. Bronstein and K.A. Semendjajew, *Taschenbuch der Mathematik*, 23. Auflage, Verlag Harri Deutsch, Thun Frankfurt/Main, 1987.
- [Car94] R. Carr, *Exotic sources of X-rays for iodine K-edge angiography*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A, vol. 347, pp. 510–514, 1994.
- [CER] CERN program library, *MINUIT - function minimization and error analysis*, CERN Geneva, Switzerland.
- [CHMP74] M.L. Cherry, G. Hartmann, D. Müller, and T.A. Prince, *Transition radiation from relativistic electrons in periodic radiators*, Phys. Rev. D, vol. 10, pp. 3594–3607, 1974.
- [Cla98] N. Clawiter, *private Mitteilung*, 1998.
- [CNW⁺91] M. Chabot, P. Nicolai, K. Wohrer, J.P. Rozet, A. Touati, A. Chetioui, D. Vernhet, and M.F. Politis, *X-ray reflectivities, at low and high order of reflection, of flat highly oriented pyrolytic graphite crystals*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B, vol. 61, pp. 377–384, 1991.
- [Cso99] P.L. Csonka, *Secondary X-ray imaging: an alternative approach to angiography and other applications*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A, vol. 431, pp. 306–319, 1999.
- [CTG⁺95] D. Chapman, W.C. Thomlinson, N.F. Gmür, J.P. Dervan, T. Stavola, J. Giacomini, H. Gordon, E. Rubenstein, W. Lavender, C. Schulze, and A.C. Thompson, *Effects of spatial resolution and spectral purity on transvenous coronary angiography images*, Rev. Sci. Instr., vol. 66, no. 2, pp. 1329–1331, 1995.
- [Dam95] S. Dambach, *Aufbau und Test eines Undulators kurzer Periode zur Erzeugung weicher Röntgenstrahlung mit 855 MeV Elektronen*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Mainz, 1995.
- [Dam98] S. Dambach, *Ein neuartiges Interferometer im Spektralbereich weicher Röntgenstrahlung*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1998.
- [DDH⁺98] T. Dill, W.-R. Dix, C. W. Hamm, M. Jung, W. Kuppers, M. Lohmann, B. Reime, and R. Ventura, *Intravenous coronary angiography with synchrotron radiation*, Eur. J. Phys., vol. 19, pp. 499–511, 1998.
- [DDH⁺99] W.-R. Dix, T. Dill, C.W. Hamm, M. Jung, W. Kupper, M. Lohmann, B. Reime, and R. Ventura, *Intravenous coronary angiography with synchrotron radiation at HASYLAB*, Nucl. Phys. A, vol. 654, pp. 1043c–1046c, 1999.

- [DDK⁺86] 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, E.I. Zagorodnikov, A.G. Kaidorin, and Yu.V. Neugodov, *First results of experiments with a medical one-coordinate X-ray detector on synchrotron radiation of VEPP-4*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A, vol. 246, pp. 726–730, 1986.
- [DEG⁺86] W.-R. Dix, K. Engelke, C.-C. Glüer, W. Graeff, C.P. Höppner, K.-H. Stellmaschek, T. Wroblewski, W. Bleifeld, K.H. Höhne, and W. Kupper, *NIKOS-A system for non-invasive examination of coronary arteries by means of digital subtraction angiography with synchrotron radiation*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A, vol. 246, pp. 702–712, 1986.
- [DEG⁺92] W.-R. Dix, K. Engelke, W. Graeff, C. Hamm, J. Heuer, B. Kaempfer, W. Kupper, M. Lohmann, B. Reime, and R. Reumann, *Coronary angiography using synchrotron radiation - Studies in human subjects with the system NIKOS II*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A, vol. 314, pp. 307–315, 1992.
- [Dix95] W.-R. Dix, *Intravenous coronary angiography with synchrotron radiation*, Progress in Biophysics and Molecular Biology, vol. 63, pp. 159–191, 1995.
- [Doe96] T. Doerk, *Entwurf und Erprobung einer Anordnung zur kontinuierlichen und hochauflösenden Messung der Endenergie des Mainzer Mikrotrons MAMI*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Mainz, 1996.
- [dRBSC92] M. Sanchez del Rio, S. Bernstorff, A. Savoia, and F. Cerrina, *A conceptual model for ray tracing calculations with mosaic crystals*, Rev. Sci. Instr., vol. 63, no. 1, pp. 932–935, 1992.
- [ECB⁺99] H. Elleaume, A.M. Charvet, P. Berkvens, G. Berruyer, T. Brochard, Y. Dabin, M.C. Dominguez, A. Draperi, S. Fiedler, G. Goujon, G. Le Duc, M. Mattenet, C. Nemoz, M. Perez, M. Renier, C. Schulze, P. Spanne, P. Suortti, W. Thomlinson, F. Esteve, B. Bertrand, and J.F. Le Bas, *Instrumentation of the ESRF medical imaging facility*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A, vol. 428, pp. 513–527, 1999.
- [EFE⁺00] H. Elleaume, S. Fiedler, F. Esteve, B. Bertrand, A.M. Charvet, P. Berkvens, G. Berruyer, T. Brochard, G. Le Duc, C. Nemoz, M. Renier, P. Suortti, W. Thomlinson, and J.F. Le Bas, *First human transvenous coronary angiography at the European Synchrotron Radiation Facility*, Phys. Med. Biol., vol. 45, pp. 39–43, 2000.
- [EHH⁺] H. Euteneuer, F. Hagenbuck, R. Herr, J. Herrmann, K. Herter, M.O. Ihm, K.-H. Kaiser, CH. Klümper, H.P. Krahn, H.-J. Kreidel, U. Ludwig-Mertin, G. Stephan, and Th. Weis, *Beam measurements and operating experience at MAMI*, Proceedings of the 1994 European Particle Accelerator Conference, London, pp. 506–508.
- [Elb00] N. Elbai, *Aufbau und Test eines Undulatorsystems zur Interferometrie mit weicher Röntgenstrahlung*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 2000.
- [Fir96] R.B. Firestone, *Table of isotopes*, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1996.

- [FNS⁺89] H. Fukagawa, C. Noda, Y. Suzuki, S. Hasegawa, M. Ando, K. Hyodo, K. Nishimura, M. Akisada, E. Takenaka, R. Hosaka, and F. Toyofuku, *Real time K-edge subtraction x-ray imaging*, Rev. Sci. Instr., vol. 60, no. 7, pp. 2268–2271, 1989.
- [Föl92] O. Föllinger, *Regelungstechnik*, Hüthig Buch Verlag GmbH, Heidelberg, 1992.
- [Fre88] A. K. Freund, *Mosaic crystal monochromators for synchrotron radiation instrumentation*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A, vol. 266, pp. 461–466, 1988.
- [FRM⁺93] R. B. Fiorito, D. W. Rule, X. K. Maruyama, K.L. DiNova, S.J. Evertson, M.J. Osborne, D. Snyder, H. Rietdyk, M.A. Piestrup, and A.H. Ho, *Observation of higher order parametric x-ray spectra in mosaic graphite and single silicon crystals*, Phys. Rev. Lett., vol. 71, no. 5, pp. 704–707, 1993.
- [GCT⁺95] N.F. Gmür, D. Chapman, W. Thomlinson, A.C. Thompson, W.M. Lavender, K. Scalia, N. Malloy, J. Mangano, and J. Jacob, *NSLS transvenous coronary angiography beamline upgrade and advanced technology initiatives*, Rev. Sci. Instr., vol. 66, no. 2, pp. 1357–1360, 1995.
- [GF45] V.L. Ginzburg and I.M. Frank, *Radiation of a uniform moving electron due to its transition from one medium into another*, J. Phys., vol. 9, pp. 353–362, 1945.
- [GGO⁺98] J.C. Giacomini, H. Gordon, R. O’Neil, A. Van Kessel, B. Cason, D. Chapman, W. Lavendar, N. Gmur, R. Menk, W. Thomlinson, Z. Zhong, and E. Rubenstein, *Bronchial imaging in humans using xenon K-edge dichromography*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A, vol. 406, pp. 473–478, 1998.
- [Glu75] S. Glueckert, *Entwicklung, Aufbau und Erprobung einer Energieverlust-Meßanordnung am Mainzer 300 MeV Elektronenlinearbeschleuniger*, Dissertation, Fachbereich Physik, Universität Mainz, 1975.
- [Goo] Goodfellow GmbH, *Produktkatalog*, Bad Nauheim.
- [Gör97] F. Görgen, *Entwurf und Aufbau eines Kristallmonochromators für harte Röntgenstrahlung am Elektronenstrahl des Mainzer Mikrotrons*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1997.
- [GP99] MPE Garching and Astrophysikalisches Institut Potsdam, *Presseerklärung*, 12. Juli 1999.
- [GPB⁺93] C.K. Gary, M.A. Piestrup, D. G. Boyers, C.I. Pincus, R.H. Pantell, and G.B. Rothbart, *Noninvasive digital energy subtraction angiography with a channeling radiation X-ray source*, Med. Phys., vol. 20, no. 5, pp. 1527–1535, Sept/Oct 1993.
- [Hag95] F. Hagenbuck, *Entwurf eines Strahlführungssystems und strahloptische Messungen am Elektronenstrahl des Mainzer Mikrotrons*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1995.
- [Har92] H.-J. Hartmann, *Aufbau eines Detektorsystems zum Nachweis von Übergangsstrahlung*, Diplomarbeit, Institut für Physik, Universität Mainz, 1992.
- [HBC⁺01] F. Hagenbuck, H. Backe, N. Clawiter, H. Euteneuer, F. Görgen, P. Holl, K. Johann, K.-H. Kaiser, J. Kemmer, Th. Kerschner, O. Kettig, H. Koch, G. Kube, W. Lauth, H. Matthäy, M. Schüttrumpf, R. Stötter, L. Strüder, Th. Walcher,

- A. Wilms, C. v. Zanthier, and M. Zemter, *Novel Digital K-Edge Imaging System with Transition Radiation from an 855 MeV Electron Beam*, IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 48, no. 3, pp. 843–848, 2001.
- [Her94] C. Herberg, *Untersuchungen zur parametrischen Röntgenstrahlung an einem Si-Kristall*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1994.
- [Hez97] T. Hezel, *private Mitteilung*, 1997.
- [Hez99] T. Hezel, *Erzeugung von Synchrotronstrahlung mit einem neuartigen, supraleitenden Mikroundulator*, Dissertation, Forschungszentrum Karlsruhe, 1999.
- [HHM⁺] T. Hezel, M. Homscheidt, H.O. Moser, R. Rosmanith, Th. Schneider, H. Backe, S. Dambach, F. Hagenbuck, K.-H. Kaiser, G. Kube, W. Lauth, A. Steinhof, and Th. Walcher, *Experimental results with a novel superconductive in-vacuum mini-undulator test device at the Mainz microtron MAMI*, Proceedings of the 1999 Particle Accelerator Conference, New-York, pp. 165–167.
- [Hin97] F. Hinterberger, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1997.
- [Hom99] M. Homscheidt, *Erzeugung von Synchrotronstrahlung mit einem Labormuster eines neuartigen supraleitenden in-vacuo Mini-Undulators am Mainzer Mikrotron MAMI*, Diplomarbeit, Forschungszentrum Karlsruhe und Institut für Kristallographie Universität Karlsruhe, 1999.
- [HRZ⁺86] E.B. Hughes, E. Rubenstein, H.D. Zeman, G.S. Brown, M. Buchbinder, D.C. Harrison, R. Hofstadter, R.S. Kernoff, J.N. Otis, and A.C. Thompson, *The angiography program at Stanford*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A, vol. 246, pp. 719–725, 1986.
- [HZC⁺83] 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, *The application of synchrotron radiation to non-invasive angiography*, Nucl. Instr. and Meth., vol. 208, pp. 665–675, 1983.
- [Jac53] B. Jacobson, *Dichromatic absorption radiography*, Acta Radiologica, vol. 39, pp. 437–452, 1953.
- [Jac83] J.D. Jackson, *Klassische Elektrodynamik*, zweite Auflage, Walter de Gruyter, Berlin, 1983.
- [Jac00] H. Jacobs, *Aufbau und Test eines CCD-Detektorsystems zur Interferometrie mit weicher Röntgenstrahlung am MAMI*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 2000.
- [Jam62] R.W. James, *The optical principles of the diffraction of X-rays*, G. Bell and sons LTD., London, 1962.
- [JC83] H.E. Johns and J.R. Cunningham, *The physics of radiology*, 4th edition, C.C. Thomas, 1983.

- [Joh95] K. Johann, *Aufbau eines Monochromators für 33 keV Röntgenstrahlung am 855 MeV Elektronenbeschleuniger MAMI*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1995.
- [Ker98] Th. Kerschner, *Entwicklung und Aufbau eines pn-CCD-Systems zum Einzelphotonennachweis im Bereich weicher Röntgenstrahlung*, Dissertation, Institut für Experimentalphysik I, Ruhr-Universität Bochum, 1998.
- [Ket00] O. Kettig, *Entwicklung und Test eines Röntgeninterferometers auf der Basis von Übergangsstrahlung*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 2000.
- [Kni95] G. Knies, *Planung und Testmessung zur Erzeugung eines 33 keV Röntgenstrahles hoher Brillanz am Mainzer Mikrotron MAMI*, Diplomarbeit, Institut für Physik, Universität Mainz, 1995.
- [Kno79] G. F. Knoll, *Radiation detection and measurement*, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1979.
- [Knü94] W. Knüpfner, *Feasibility study of a channeling radiation source for applications in the X-ray region*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B, vol. 87, pp. 98–103, 1994.
- [Kph89] Institut für Kernphysik, *Jahresbericht 1988-1989*, Universität Mainz, 1989.
- [Kph91] Institut für Kernphysik, *Jahresbericht 1990-1991*, Universität Mainz, 1991.
- [Kph93] Institut für Kernphysik, *Jahresbericht 1992-1993*, Universität Mainz, 1993.
- [Kph95] Institut für Kernphysik, *Jahresbericht 1994-1995*, Universität Mainz, 1995.
- [Kph97] Institut für Kernphysik, *Jahresbericht 1996-1997*, Universität Mainz, 1997.
- [Kra84] K.-H. Krause, *Konzeption, Aufbau und Inbetriebnahme einer Strahlführung für den Elektronenstrahl des Mainzer-Mikrotrons A2: Strahlverteilungssystem aus der Magnethalle in die Exp.Hallen 2,3 und 4*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1984.
- [Kre94] H.-J. Kreidel, *private Mitteilung*, 1994.
- [Kub98] G. Kube, *Untersuchung von Smith-Purcell-Strahlung im optischen Spektralbereich mit einem 855 MeV Elektronenstrahl geringer Emittanz*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1998.
- [LBD⁺98] M. Lohmann, H.J. Besch, W.-R. Dix, O. Dünger, M. Jung, R.-H. Menk, B. Reime, and L. Schildwächter, *A high sensitive two-line detector with large dynamic range for intravenous coronary angiography*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A, vol. 419, pp. 276–283, 1998.
- [LFRK78] M. Lemonnier, R. Fourme, F. Rousseaux, and R. Kahn, *X-ray curved-crystal monochromator system at the storage ring DCI*, Nucl. Instr. and Meth., vol. 152, pp. 173–177, 1978.
- [LNT] G. Leleux, P. Nghiem, and A. Tkatchenko, *Synchrotron radiation perturbations in long transport lines*, Proceedings of the 1991 IEEE Particle Accelerator Conference, San Francisco, pp. 517–519.

- [Man97] H. Mannweiler, *private Mitteilung*, 1997.
- [MDG⁺95] R.-H. Menk, W.-R. Dix, W. Graeff, G. Illing, B. Reime, L. Schildwächter, U. Tafelmeier, H.J. Besch, U. Grossmann, R. Langer, M. Lohmann, H.W. Schenk, M. Wagener, W. Kupper, C. Hamm, and C. Rust, *A dual line multicell ionization chamber for transvenous coronary angiography with synchrotron radiation*, Rev. Sci. Instr., vol. 66, no. 2, pp. 2327–2329, 1995.
- [Mey75] S.L. Meyer, *Data analysis for scientists and engineers*, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1975.
- [Mit92] D. Mittwich, *Entwicklung und Erprobung eines Hochfrequenzmonitors zur Messung der Intensität und der Lage eines 855 MeV Elektronenstrahls*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1992.
- [MP87] N.A. Mezentsev and V.F. Pindiurin, *Application of synchrotron radiation to medical diagnostics at Novosibirsk: Status and Prospects*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A, vol. 261, pp. 301–307, 1987.
- [MSK91] H.L. Manning, R.E. Shefer, and R.E. Klinkowstein, *A K_{α} dual energy x-ray source for coronary angiography*, Med. Phys., vol. 18, pp. 880–893, 1991.
- [Nis99] NIST - National Institute of Standards and Technology, USA, *Tables of x-ray mass attenuation coefficients and mass energy absorption coefficients from 1 keV to 20 MeV for Elements $Z = 1$ to 92 and 38 additional substances of dosimetric interest.*, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/cover.html>, 1999.
- [Rat00] S. Ratschow, *Strahldynamische Untersuchungen zu einem doppelseitigen Mikrotron als vierte Stufe von MAMI*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 2000.
- [RGG⁺90] E. Rubenstein, J.C. Giacomini, H.J. Gordon, A.C. Thompson, G. Brown, R. Hofstadter, W. Thomlinson, and H. D. Zeman, *Synchrotron radiation coronary angiography with a dual-beam, dual-detector imaging system*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A, vol. 291, pp. 80–85, 1990.
- [RGG⁺95] E. Rubenstein, J.C. Giacomini, H.J. Gordon, J.A.L. Rubenstein, and G. Brown, *Xenon K-edge dichromographic bronchography: synchrotron radiation based medical imaging*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A, vol. 364, pp. 360–361, 1995.
- [RHF⁺95] G. Richter, G. Hasinger, K. Fritze, J. Trümper, H. Bräuninger, P. Predehl, R. Staubert, and E. Kendziorra, *ABRIXAS - A BRoad-band Imaging X-ray All-sky Survey*, in L. Basani and G. di Cocco, editors, *Imaging in High Energy Astronomy*, Kluwer academic publishers, Dordrecht, pp. 159–162, 1995.
- [Sch00] D. Schroff, *Messung der Linienbreite und der Intensität von parametrischer Röntgenstrahlung in Rückwärtsgeometrie am 855 MeV Elektronenstrahl des Mainzer Mikrotrons*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 2000.
- [SD00] N. Schartel and M. Dahlem, *Europas Röntgenobservatorium XMM*, Phys. Bl., vol. 56, no. 2, pp. 37–42, 2000.

- [Sep67] A. Septier, *Focusing of charged particles*, Academic Press, New York, 1967.
- [SHK⁺96] H. Soltau, P. Holl, J. Kemmer, S. Krisch, C. v. Zanthier, D. Hauff, R. Richter, H. Bräuninger, R. Hartmann, G. Hartner, N. Krause, N. Meidinger, E. Pfeffermann, C. Reppin, G. Schwaab, L. Strüder, J. Trümper, E. Kendziorra, and J. Krämer, *Performance of the pn-CCD X-ray detector system designed for the XMM satellite mission*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A, vol. 377, pp. 340–345, 1996.
- [SK96] L. Strüder and J. Kemmer, *Neuartige Röntgendetektoren für die Astrophysik*, Phys. Bl., vol. 52, no. 1, pp. 21–26, 1996.
- [SP53] S.J. Smith and E.M. Purcell, *Visible light from localized surface charges moving across a grating*, Phys. Rev., vol. 92, pp. 1069–, 1953.
- [Spa80] C.J. Sparks, *X-ray fluorescence microprobe for chemical analysis*, in H. Winick and S. Doniach, editors, *Synchrotron Radiation Research*, Plenum, New York, pp. 459–512, 1980.
- [SSK⁺95] A. Snigirev, I. Snigireva, V. Kohn, S. Kuznetsov, and I. Schelokov, *On the possibilities of x-ray phase contrast microimaging by coherent high-energy synchrotron radiation*, Rev. Sci. Instr., vol. 66, no. 12, pp. 5486–5492, 1995.
- [Ste65] K. Steffen, *High energy beam optics*, John Wiley and Sons Inc., New York, 1965.
- [Ste94] K.-H. Steffens, *private Mitteilung*, 1994.
- [Ste97] A. Steinhof, *private Mitteilung*, 1997.
- [SW88] R.K. Smither and E.M. Westbrook, *Design of the angiography beamline for the Argonne advanced photon source*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A, vol. 266, pp. 260–269, 1988.
- [TGC⁺92] W. Thomlinson, N. Gmür, D. Chapman, R. Garrett, N. Lazarz, H. Moulin, A.C. Thomson, H.D. Zeman, G.S. Brown, J. Morrison, P. Reiser, V. Padmanabahn, L. Ong, S. Green, J. Giacomini, H. Gordon, and E. Rubenstein, *First operation of the medical research facility at the NSLS for coronary angiography*, Rev. Sci. Instr., vol. 63, no. 1, pp. 625–628, 1992.
- [TRZ⁺89] 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, *Coronary angiography using synchrotron radiation (invited)*, Rev. Sci. Instr., vol. 60, no. 7, pp. 1674–1678, 1989.
- [TTN⁺95] F. Toyofuku, K. Tokumori, K. Nishimura, T. Saito, T. Takeda, Y. Itai, K. Hyodo, M. Ando, M. Endo, H. Naito, and C. Uyama, *Development of a fluorescent X-ray source for medical imaging*, Rev. Sci. Instr., vol. 66, no. 2, pp. 1981–1983, 1995.
- [Unb92] H. Unbehauen, *Regelungstechnik 1*, Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft mbH, Braunschweig/Wiesbaden, 1992.
- [UUT⁺91] K. Umetami, K. Ueda, T. Takeda, M. Akisada, T. Nakajima, and I. Anno, *Iodine K-edge dual-energy imaging for subtraction angiography using synchrotron radiation and a 2-dimensional detector*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A, vol. 301, pp. 579–588, 1991.

- [WBC⁺94] H. Wiedemann, M. Baltay, R. Carr, M. Hernandez, and W. Lavender, *A compact radiation source for digital subtractive angiography*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A, vol. 347, pp. 515–521, 1994.
- [WGPS96] S.W. Wilkinson, D. Gao, A. Pogany, and A.W. Stevenson, *Phase-contrast imaging using polychromatic hard X-rays*, Nature, vol. 384, pp. 335–338, 1996.
- [Wie93] H. Wiedemann, *Particle accelerator physics*, Springer-Verlag, Berlin, 1993.
- [Wil92] K. Wille, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*, B. G. Teubner, Stuttgart, 1992.
- [Wil97] A. Wilms, *Aufbau einer Apparatur zum Test von pn-CCDs*, Diplomarbeit, Institut für Experimentalphysik I, Ruhr-Universität Bochum, 1997.
- [ZCM⁺97] Z. Zhong, D. Chapman, R. Menk, J. Richardson, S. Theophanis, and W. Thomson, *Monochromatic energy-subtraction radiography using a rotating anode source and a bent Laue monochromator*, Phys. Med. Biol., vol. 42, pp. 1751–1762, 1997.
- [ZHF⁺84] H.D. Zeman, E.B. Hughes, L. Campbell Finman, R. Hofstadter, A. Hudson, and J.N. Otis, *Evaluation of synchrotron x-rays for the transvenous coronary angiography*, Nucl. Instr. and Meth., vol. 222, pp. 308–318, 1984.
- [ZM92] H.D. Zeman and H.R. Moulin, *Removal of harmonic artifacts from synchrotron radiation coronary angiograms*, IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 39, no. 5, pp. 1431–1437, 1992.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Massenschwächungskoeffizient von Jod, Weichgewebe und Knochen	2
1.2	Schematische Darstellung des Systems NIKOS	3
1.3	Intensitätsverlauf bei der Dichromographie und der Polychromographie	5
2.1	Entstehung der Übergangsstrahlung	8
2.2	Übergangsstrahlung beim Folienstapel	9
2.3	Winkel- und Energieverteilung der TR	10
2.4	Geometrie bei der Bragg-Reflexion	10
2.5	Monochromatisierung mit einem ebenen Einkristall	12
2.6	Dispersive Abbildung am ebenen HOPG-Kristall	13
2.7	Prinzip der polychromatischen Bildgebung	16
2.8	Schematische Anordnung bei der Polychromographie und der Dichromographie	18
3.1	Ortsunschärfe durch Divergenz der monochromatisierten Strahlung.	20
3.2	Prinzip des HOPG-Monochromator-Systems	21
3.3	Strahlengang beim Verfahren des HOPG-Kristalls	22
3.4	Berechnete Energievariation in der Detektorebene für die Experimentgeometrie	23
3.5	Auswirkung einer Fehleinstellung des Bragg-Winkels	24
3.6	Intensitätsverhältnis längs der dispersiven Koordinate bei einer Fehleinstellung des Bragg-Winkels	25
3.7	Prinzip der Punkt-zu-Punkt-Abbildung	26
3.8	Trajektorienverlauf bei der Punkt-zu-Punkt-Abbildung	27
3.9	Auswirkung einer Fehleinstellung der Punkt-zu-Punkt-Abbildung	28
3.10	Winkelverteilung der Übergangsstrahlung des Polyimidfolienstapels bei 20 keV	30
3.11	Massenschwächungskoeffizient von Molybdän und Kupfer	30
4.1	Übersicht über den Gesamtaufbau in den Experimentierhallen 1 und 2.	33
4.2	Geometrie und Vakuumsystem bei der Punkt-zu-Punkt-Abbildung	35
4.3	Targetaufbau	37
4.4	Maßstäbliche Seitenansicht des Monochromators.	38
4.5	Skizze zur Anordnung HOPG-Kristall-Photodioden	40
4.6	Frontalansicht und Aufsicht des Monochromators.	41
4.7	Strukturbild der Systemsteuerung und Strahlregelung	43
4.8	Schematische Darstellung der pn-CCD	45
4.9	Schematische Darstellung des pn-CCD Detektorsystems	45
4.10	Untersuchungsobjekt bestehend aus einer Kupfer- und einer Molybdänfolie	46
4.11	Schematische Darstellung der Elektronik/Datenaufnahme zur Messung der Elektronenstrahlparameter	47
4.12	Schematische Darstellung der Elektronik/Datenaufnahme zur Steuerung der Targetkomponenten und des HOPG-Monochromator-Systems	48

4.13	Schematische Darstellung der Elektronik/Datenaufnahme mit dem pn-CCD System	50
4.14	Triggenung des Elektronenstrahls und der pn-CCD-Auslese	50
5.1	Schematische Anordnung zum Nachweis der Punkt-zu-Punkt-Abbildung . . .	53
5.2	Strahlprofile bei der Bildgebung	54
5.3	Strahlstromverlauf während einer Bildaufnahme	55
5.4	Schematische Darstellung des Durchfahrens der BS-Verteilung mit den Photodioden	56
5.5	Kontrollmessung zur Strahlregelung	58
5.6	Prinzip der Optimierung der Drehbewegung	59
5.7	Detektororientierung bei den Messungen	60
5.8	Eichmessung mit einer $d_{Cu} = 136 \mu\text{m}$ dicken Kupfer- und einer $d_{Mo} = 25 \mu\text{m}$ dicken Molybdänfolie	62
5.9	Messung zur Eichung der pn-CCD	63
5.10	Impulshöhenspektrum des Datensatzes E.1.5	64
5.11	Geometrische Anordnung von Quelle, HOPG-Kristall und pn-CCD bei der Abschätzung des erwarteten Photonennflusses	65
5.12	Bildgebende Messung mit einer $d_{Cu} = 136 \mu\text{m}$ dicken Kupfer- und $d_{Mo} = 2.5 \mu\text{m}$ dicken Molybdänfolie	67
5.13	Intensitätsspektrum in Abhängigkeit der Position des HOPG-Kristalls, Rohdaten	68
6.1	Schematischer Ablauf der Datenaufbereitung und Datenanalyse	70
6.2	Experimentell bestimmte Lage der K-Kante von Molybdän bei 20 keV auf der pn-CCD als Funktion der HOPG-Kristallposition	72
6.3	Experimentell bestimmte Energie und Dispersion auf der pn-CCD beim Verfahren des HOPG-Kristalls	72
6.4	Impulshöhenspektrum bei einer Folienkombination mit $d_{Cu} = 136 \mu\text{m}$ und $d_{Mo} = 2.5 \mu\text{m}$	74
6.5	Impulshöhenspektrum bei einer Folienkombination mit $d_{Cu} = 272 \mu\text{m}$ und $d_{Mo} = 2.5 \mu\text{m}$	74
6.6	Erläuterung Intensitätsspektren	76
6.7	Intensitätsspektren der Meßreihe 1.	77
6.8	Intensitätsspektren der Meßreihe 2.	78
6.9	Rekonstruierte Molybdänverteilungen für Meßreihe 1.	79
6.10	Rekonstruierte Molybdänverteilungen für Meßreihe 2.	81
6.11	Schematische Darstellung der Lage der Analyseintervalle um die K-Kante. . .	82
6.12	Schematische Darstellung der Vergrößerung der Analyseintervalle	82
6.13	Bildrekonstruktion in Abhängigkeit des Analyseintervalls ΔE	83
6.14	Bildrekonstruktion in Abhängigkeit des Analyseintervalls ΔE	84
7.1	Mittlere Molybdändicke $\overline{d_{Mo}}$ in Abhängigkeit vom Analyseintervall ΔE für Meßreihe 1	86
7.2	Mittlere Molybdändicke $\overline{d_{Mo}}$ in Abhängigkeit vom Analyseintervall ΔE für Meßreihe 2	87
7.3	SNR als Funktion des Analyseintervalls ΔE für die Meßreihe 1	90
7.4	SNR als Funktion des Analyseintervalls ΔE für die Meßreihe 2	91
7.5	Simuliertes Intensitätsspektrum mit $d_{Cu} = 136 \mu\text{m}$ und $d_{Mo} = 2.5 \mu\text{m}$	95
7.6	Mittlere Molybdändicke $\overline{d_{Mo}}$ in Abhängigkeit des Analyseintervalls ΔE für die simulierten Messungen	96

7.7	<i>SNR</i> für die simulierten Messungen mit $d_{Cu} = 136 \mu\text{m}$, $d_{Mo} = 2.5 \mu\text{m}$	97
7.8	<i>SNR</i> und \bar{N} für die simulierten Messungen in Abhängigkeit von d_{Cu}	98
7.9	Verlauf des Parameters r zur Bestimmung von SNR_G in Abhängigkeit von d_{Cu}	99
7.10	Berechneter Verlauf der Photonenzahl in ΔE bei Vergrößerung von ΔE für das Beispiel-Untersuchungsobjekt	103
7.11	Schematische Darstellung der Dispersion in der Detektorebene für $g = b = 7.3 \text{ m}$	104
7.12	Schematischer Aufbau für eine Lungenaufnahme.	104
7.13	Energie und Dispersion auf dem Detektor beim Durchstimmen um die K-Kante von Xenon	105
A.1	Koordinatensystem zur Beschreibung der Teilchenbewegung.	108
A.2	Phasenellipse in der (x, x') -Ebene	111
A.3	Fokussierungsschema	112
A.4	Strahlbreite am Radiator bei Fehleinstellung der Linse L1 zur Strahlanpassung	117
A.5	Maßstäbliches Schema der X1-Strahlführung	121
A.6	Trajektorienverlauf im 38° -Ablenksystem.	126
A.7	Enveloppenverlauf für die Strahlplätze U1 und U2	127
A.8	Enveloppenverlauf für die Strahlplätze SPR/PXR-C und TR-C	128
A.9	Maßstäbliches Schema der Sollstrahlachsen der X1-Strahlführung	133
A.10	Meßprinzip zur Emittanzbestimmung	138
A.11	Anordnung zur Emittanzmessung	139
A.12	Strahlprofile am Experimentierplatz U2	140
A.13	Ergebnis der Emittanzmessung für die horizontale und vertikale Phasenfläche	141
A.14	Strahlprofile am Experimentierplatz U1	144
A.15	Strahlprofile am Experimentierplatz TR-C - Interferometrieexperiment	145
A.16	Strahlprofile am Experimentierplatz TR-C - Phasenkontrastverfahren	146
A.17	Strahlprofile am Experimentierplatz TR-C - PXR	146
B.1	Monitorialsignal bei Einstellung der Punkt-zu-Punkt-Abbildung.	150
B.2	Strahlstromeichung	151
B.3	Messung zur Optimierung der Regelparameter	153
B.4	Schematische Darstellung der Schritte zur Erzeugung der Drehtabelle	153
B.5	Schematische Anordnung zur Optimierung der Drehbewegung	154
B.6	Optimierung der Kristalldrehung.	156
B.7	Verlauf des Schwerpunktes der mit dem Si-Einkristall reflektierten Strahlung bei Optimierung der Kristalldrehung	157
C.1	Schematischer Ablauf der Korrektur der Rohdaten	158
C.2	Eichung der pn-CCD	161
C.3	Energie der monochromatisierten Strahlung in Spalte 118 als Funktion der HOPG-Kristallposition mit linearer Anpassung	161
C.4	Auswirkung eines Fehlers in der Bestimmung der Lage der K-Kante	163
D.1	Schematischer Verlauf der Photonenzahl pro Energieintervall in Abhängigkeit der Energie	165
D.2	Erläuternde Skizze zur Ableitung des <i>SNR</i>	167

Tabellenverzeichnis

2.1	Parameter des Polyimidfolienstapels	9
3.1	Tabelle zur Wahl des Untersuchungsobjektes	31
4.1	Kenngrößen des Wedlers der Punkt-zu-Punkt-Abbildung	34
4.2	Eigenschaften des HOPG-Kristalls	39
4.3	Komponenten der verwendeten Elektronik	51
5.1	Zusammenstellung der Datensätze der Eichmessungen und bildgebenden Messungen	60
5.2	Parameter zur Bestimmung des mit der pn-CCD gemessenen Photonenflusses	66
5.3	Parameter zur Bestimmung des theoretisch erwarteten Photonenflusses	66
5.4	Zusammenstellung der Experimentparameter bei den bildgebenden Messungen	69
7.1	Zusammenstellung der bei der Beschreibung der ermittelten SNR verwendeten Größen und resultierenden Anpassungsparameter.	92
7.2	Parameter zur DESA und für Xenon.	101
7.3	Parameter zur Bestimmung des Beitrags der höheren Harmonischen bei einer Lungenaufnahme	103
A.1	Beispiele für Strahlbreite und Divergenz am Radiator bei Fokussierung und Strahlbreitenminimierung	114
A.2	Ergänzende Parameter zum Einfluß von Fehleinstellungen der Linse L1	116
A.3	Geforderte Strahlfleckgrößen	126
A.4	Kenngrößen der Ablenkmagnete der X1-Strahlführung	130
A.5	Eigenschaften der Quadrupole der X1-Strahlführung	130
A.6	Gemessene Strahlfleckbreiten für die verschiedenen Experimente.	147