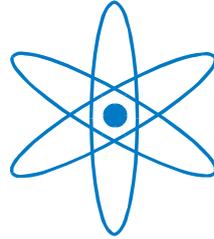


PHYSIK-DEPARTMENT



Neue Verfahren in der
Mikrofokus-Röntgen Radiographie und
Computertomographie:
Phasenkontrastbildung und
Abbildung der Brennfleckintensitätsverteilung

Dissertation
von
Martin Engelhardt



TECHNISCHE UNIVERSITÄT
MÜNCHEN

Technische Universität München
Fakultät für Physik
Institut für Experimentalphysik E21

**Neue Verfahren in der
Mikrofokus-Röntgen Radiographie und
Computertomographie:
Phasenkontrastbildgebung und
Abbildung der Brennfleckintensitätsverteilung**

Martin Engelhardt

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

Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr. R. Netz
Prüfer der Dissertation: 1. Univ.-Prof. Dr. P. Böni
2. Univ.-Prof. Dr. F. Pfeiffer,
Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne/Schweiz

Die Dissertation wurde am 06.05.2008 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 03.07.2008 angenommen.

Abstract

Neue Verfahren in der Mikrofokus-Röntgen Radiographie und Computertomographie: Phasenkontrastbildung und Abbildung der Brennfleckintensitätsverteilung

Ein neuartiger Aufbau zur Phasenkontrastbildung und eine neue Methode zur Abbildung der Intensitätsverteilung des Brennflecks einer Mikrofokus-Röntgenröhre werden dargestellt. Durch Kombination eines Gitterinterferometers mit Projektionsvergrößerung wurden bei Verwendung dicker Szintillatoren, die auch bei höheren Photonenenergien effizient sind, hochauflösende Phasenkontrastaufnahmen erzeugt. Der Einfluss der Quellgröße und des Photonenenergiespektrums wird an Hand numerischer Simulationen diskutiert. Zudem wird gezeigt, wie sich der Aufbau zur Qualitätsprüfung refraktiver Röntgenlinsen einsetzen lässt. Durch die Verwendung einer kodierten Maske wurde die Brennfleckintensitätsverteilung einer Mikrofokus-Röntgenröhre mit einer Ortsauflösung von wenigen Mikrometern abgebildet. Mit Hilfe dieser Methode wird demonstriert, dass sich die Intensitätsverteilung des Brennflecks durch Strukturieren der Anode modifizieren lässt.

New techniques in microfocus x-ray radiography and computed tomography: Phase contrast imaging and determination of the focal spot intensity distribution

A novel setup for phase contrast imaging and a new method for imaging the intensity distribution of the focal spot of a microfocus x-ray tube are presented. By combination of a grating interferometer with projection magnification, high resolution phase contrast images were recorded under the application of thick scintillators, which are also efficient at higher photon energies. The influence of the source size and the photon energy spectrum is discussed by means of numerical simulations. Furthermore it is shown how the setup can be used for quality validation of refractive x-ray lenses. By the application of a coded mask, the focal spot intensity distribution of a microfocus x-ray tube was imaged, with a spatial resolution of a few microns. With the aid of this method, it is shown that the intensity distribution of the focal spot of a microfocus x-ray tube can be modified by structuring the anode.

Inhalt

1	Einleitung	1
1.1	Mikrofokus-Röntgentechnik	1
1.2	Phasenkontrastbildgebung	2
1.2.1	Stand der Technik	2
1.2.2	Neuer Ansatz und Beitrag der Arbeit	4
1.3	Abbildung der Brennfleckintensitätsverteilung	5
1.3.1	Stand der Technik	5
1.3.2	Kodierte Masken	7
1.3.3	Neuer Ansatz und Beitrag der Arbeit	7
2	Grundlagen der Mikrofokus-Röntgentechnik	9
2.1	Mikrofokus-Röntgenröhren	9
2.2	Wechselwirkung von Röntgenstrahlung mit Materie	11
2.2.1	Brechungsindex	11
2.2.2	Schwächung der Intensität	12
2.2.3	Phasenschub und Brechung	15
2.3	Detektion von Röntgenstrahlen	16
2.4	Direktvergrößerung	19
2.5	Tomographie	20
3	Phasenkontrastbildgebung	21
3.1	Grundlagen	21
3.1.1	Vorteile der Phasenkontrastbildgebung	21
3.1.2	Partielle Kohärenz	21
3.1.3	Gitterinterferometrie	23
3.1.4	Propagation von Wellenfeldern	28
3.2	Versuchsaufbau	30
3.2.1	Aufbau für die Experimente	30
3.2.2	Aufbau für die Simulationen	31
3.3	Simulationen	33
3.3.1	Durchführung der Simulationsrechnungen	33
3.3.2	Interferenzmuster monochromatischer Punktquellen	34
3.3.2.1	Interferenzmuster	34
3.3.2.2	Abtastung mit einem Analysatorgitter	37
3.3.2.3	Einfluss der Absorption der Stege des Analysatorgitters	40
3.3.3	Interferenzmuster ausgedehnter und polychromatischer Quellen	42
3.3.3.1	Interferenzmuster	42
3.3.3.2	Abtastung mit einem Analysatorgitter	44
3.3.3.3	Mathematische Beschreibung und Erklärung	45
3.3.3.4	Konsequenz: Mögliche Verbesserung des Aufbaus	46

3.3.4	Quantitative Auswertung von Phasenkontrastmessungen	47
3.3.4.1	Mathematischer Ansatz	47
3.3.4.2	Bestimmung der Korrekturfaktoren	49
3.4	Experimente	53
3.4.1	Einfluss des Vergrößerungsfaktors auf die Messdaten	53
3.4.2	Steigerung der Empfindlichkeit des Aufbaus	56
3.4.3	Phasenkontrasttomographie	57
3.4.4	Qualitätsprüfung von Röntgenlinsen	58
3.4.4.1	Refraktive Röntgenlinsen	58
3.4.4.2	Messung des Strahlableitwinkels	60
3.4.4.3	Ableitung des totalen Phasenschubs	63
3.4.4.4	Einfluss des Photonenenergiespektrums	64
3.5	Zusammenfassung	65
4.	Abbildung der Brennfleckintensitätsverteilung	67
4.1	Grundlagen	67
4.1.1	Mathematischer Ansatz	67
4.1.2	Bildentfaltungsalgorithmen	70
4.1.2.1	Wienerfilter	71
4.1.2.2	Richardson-Lucy-Algorithmus	74
4.2	Umsetzung	75
4.2.1	Aufbau	75
4.2.2	Wahl und Herstellung des Testobjekts	75
4.2.3	Messung des Durchstrahlungsbilds	76
4.2.4	Bestimmung der Detektor-PSF	77
4.2.5	Bestimmung des vergrößerten Durchstrahlungsprofils	77
4.2.6	Entfaltung des Durchstrahlungsbilds mit dem vergrößerten Durchstrahlungsprofil und der Detektor-PSF	80
4.3	Eigenschaften der Methode	83
4.3.1	Ortsauflösung der Brennfleckmessung	83
4.3.2	Auswirkung eines ungenau bestimmten Vergrößerungsfaktors	84
4.3.3	Einfluss der Photonenenergie	87
4.4	Messergebnisse und Diskussion	89
4.4.1	Brennfleck in Abhängigkeit der Röhrenleistung und Spannung	89
4.4.2	Brennfleck in Abhängigkeit der Röhrenbetriebsdauer	92
4.4.3	Brennfleck bei strukturiertem Target	93
4.5	Zusammenfassung	95
5.	Ausblick	97
A:	Herleitung von Gleichung 3.24	101
B:	Herleitung von Gleichung 4.22	103
C:	Häufig verwendete Symbole	107

D: Häufig verwendete Abkürzungen und Begriffe	115
Literaturverzeichnis	117
Danksagung	127

1. Einleitung

In dieser Arbeit werden ein neuartiger Aufbau zur Röntgen-Phasenkontrastbildung mit Mikrofokus-Röntgenröhren und ein neues Verfahren zur zweidimensional orts aufgelösten Messung der Intensitätsverteilung des Brennflecks (Fokus)ⁱ einer Mikrofokus-Röntgenröhre mit Transmissionstarget vorgestellt. Mit diesen neuen Methoden kann das Anwendungsspektrum der Mikrofokus-Röntgentechnik deutlich erweitert und die Nutzbarkeit erheblich verbessert werden.

1.1 Mikrofokus-Röntgentechnik

Mit der Mikrofokus-Röntgentechnik können Bilder erzeugt werden, die die Schwächung von Röntgenstrahlen beim Durchgang durch Materie mit einer Auflösung von weniger als einem Mikrometer zeigen.

Das Durchstrahlungsbild der Probe wird mit einer Kegelstrahlprojektionsgeometrie vergrößert auf einen Detektor abgebildet (Direktvergrößerung, Abb. 1.1). Bei ausreichender Vergrößerung ist dann die Ortsauflösung im Wesentlichen durch die Größe des Brennflecks (Fokus) der Röntgenröhre bestimmt. Um eine hohe Auflösung im Mikrometerbereich erzielen zu können, sind spezielle, so genannte Mikrofokus-Röntgenröhren erhältlich, die einen besonders kleinen und brillanten Brennfleck aufweisen.

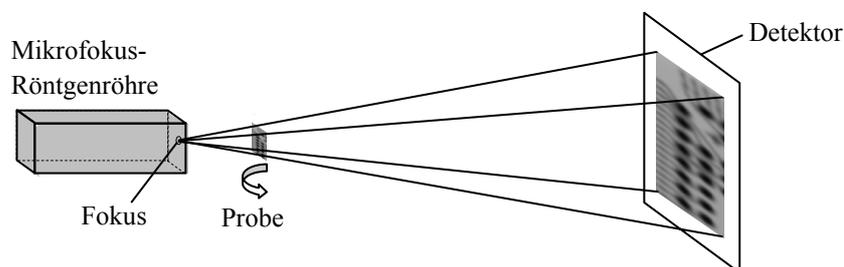


Abb. 1.1: Direktvergrößerung in der Mikrofokus-Röntgentechnik. Bei ausreichender Vergrößerung wird die Bildschärfe im Wesentlichen durch die Ausdehnung des Brennflecks begrenzt.

ⁱ Als Brennfleck oder Fokus wird die Stelle der Anode einer Röntgenröhre bezeichnet, die Röntgenstrahlung emittiert [DIN91]. Als Intensitätsverteilung des Brennflecks/Fokus bezeichnet man die Intensität der vom Brennfleck ausgehenden Röntgenstrahlung in Abhängigkeit von der Position auf der Anode.

Der entscheidende Vorteil der Direktvergrößerung ist, dass Detektoren mit moderater Ortsauflösung (Größenordnung 100 μm) zur hochauflösenden Röntgenbildgebung eingesetzt werden können. Dies ist erforderlich, da bei den in der Mikrofokus-Röntgentechnik üblichen höheren Photonenenergienⁱⁱ nur dicke Szintillatoren, die lediglich eine moderate Ortsauflösung erlauben, eine akzeptable Detektionseffizienz aufweisen.

Durch Rotation der Probe können Röntgenaufnahmen aus verschiedenen Durchstrahlungsrichtungen gewonnen werden. Aus diesen kann durch Anwendung von Tomographie-Algorithmen ein dreidimensionaler Datensatz des totalen Schwächungskoeffizienten berechnet werden.

Die Mikrofokus-Röntgentechnik wird zur zerstörungsfreien Prüfung (ZfP) von mechanischen Bauteilen auf Risse und Lunker, aber auch zur Prüfung von elektronischen Bauteilen und zur Charakterisierung von neuen Materialien, wie z. B. Verbundwerkstoffen, verwendet.

1.2 Phasenkontrastbildgebung

Informationen über den Aufbau der Probe können nicht nur aus der Schwächung der Röntgenintensität gewonnen werden („Absorptionskontrast“ⁱⁱⁱ), sondern auch aus dem Phasenschub, den die Röntgenwellen beim Durchgang durch die Probe erfahren („Phasenkontrast“). Die Röntgen-Phasenkontrastbildgebung lässt im Vergleich zur Bildgebung durch Absorptionsmessung eine bessere Erkennbarkeit von Materialien, die aus Elementen niedriger Kernladungszahl bestehen, erwarten [Mom03, Mom05, Fit00].

1.2.1 Stand der Technik

Auf Grund der geringen Wellenlänge von Röntgenstrahlen kann der Phasenschub von Röntgenstrahlen nicht direkt, sondern nur mit Hilfe von Interferenzexperimenten gemessen werden. Viele der hierzu entwickelten Methoden erfordern monochromatische und parallele Röntgenstrahlung [Bon65, Mom96, Ing95, Dav95, Cha97]. Propagations- [Sni95, Wil96, Wil962, Wil98, Clo99, Clo991, Nug96, Nug05, May03, Pee05, Mye07] und gitterbasierte [Dav02, Mom03, Mom06, Wei05, Wei052, Pfe06, Pfe07, Pfe071]

ⁱⁱ Typische Röhrenspannungen liegen in der Mikrofokus-Röntgentechnik zwischen 50 kV und 225 kV.

ⁱⁱⁱ In der Röntgenbildgebung wird oft von „Absorptionskontrast“ gesprochen, obwohl neben der Photoabsorption auch inkohärente und kohärente Streuung zur Schwächung der gemessenen Röntgenintensität beiträgt.

Methoden hingegen lassen ein breites Energiespektrum und eine divergente Strahlgeometrie zu. Daher sind diese für eine Kombination mit Laborröntgenquellen besser geeignet.

Propagationsmethode:

Bei der Propagationsmethode (Abb. 1.2) wird der Phasenschub aus mehreren Messungen der Röntgenintensität hinter der Probe bei unterschiedlichen Detektorpositionen entlang der optischen Achse bestimmt. Auf Grund des durch die Probe hervorgerufenen ortsabhängigen Phasenschubs ändert sich die Ausbreitungsrichtung der Röntgenstrahlung. Die dadurch hervorgerufenen Intensitätsvariationen werden ausgewertet. Mit Hilfe der Transport-of-Intensity-Gleichung lässt sich aus mehreren (mindestens zwei) Intensitätsmessungen, die mit unterschiedlichem Abstand zwischen dem Detektor und der Probe durchgeführt wurden, der durch die Probe verursachte Phasenschub berechnen [Nug05, Wil962, Wil98, Mye07].

Die primären Messdaten enthalten jedoch – bis auf einen Störterm – nur die 2. Ableitung des Phasenschubs. Somit sind Messdaten mit hohem Signal-zu-Rauschverhältnis erforderlich, um den Phasenschub mit akzeptabler Genauigkeit bestimmen zu können.

Zudem weisen die durch den Phasenschub hervorgerufenen Intensitätsvariationen nur eine sehr geringe Ausdehnung auf. Diese beträgt beispielsweise wenige Mikrometer bei Photonenenergien von einigen 10 keV und einem kompakten Aufbau mit einem Abstand zwischen dem Objekt und dem Detektor von weniger als einem Meter [Clo991, Sni95]. Um diese Intensitätsvariationen aufzulösen, ist eine hohe Detektorauflösung und somit ein dünner Szintillator erforderlich. Dieser lässt sich auf Grund der schlechten Detektionseffizienz kaum bei hohen Photonenenergien anwenden.

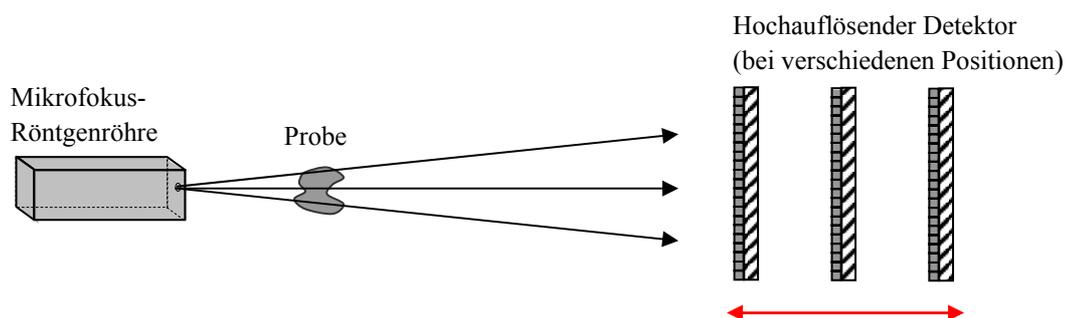


Abb. 1.2: Propagationsbasierte Phasenkontrastbildung mit einer Mikrofokus-Röntgenröhre (schematisch): Zur Berechnung des Phasenschubs der Probe sind mehrere hochauflösende Messungen der Röntgenintensität hinter der Probe, die mit unterschiedlichem Abstand zwischen dem Detektor und der Probe durchgeführt wurden (roter Pfeil), notwendig.

Gitterinterferometrie:

Bei einem Gitterinterferometer [Dav02] (Abb. 1.3) wird mit Hilfe eines Phasengitters, dessen Stege bei geringer Strahlschwächung einen Phasenschub von π hervorrufen, ein Interferenzmuster erzeugt. Ein Objekt im Strahlengang führt zu einer geringfügigen Änderung der Ausbreitungsrichtung der Röntgenstrahlen. Hierdurch wird das Interferenzmuster in x -Richtung verschoben. Um die Verschiebung des Interferenzmusters, das typischerweise eine laterale Periode von wenigen μm aufweist, messen zu können, wird es mit einem Analysatorgitter (mit Röntgenstrahlung stark schwächenden Stegen) abgetastet. Hierbei werden mehrere Bilder aufgenommen, wobei das Analysatorgitter in x -Richtung verschoben wird [Wei052].

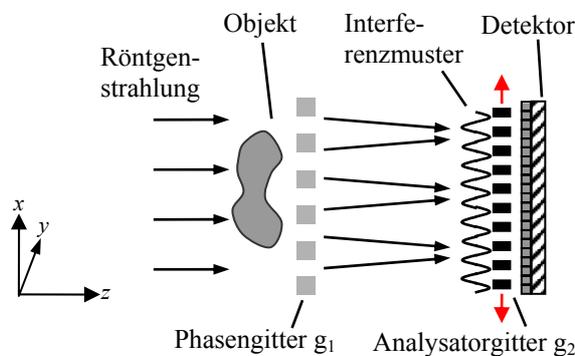


Abb. 1.3: Gitterbasierte Phasenkontrastbildung (schematisch): Durch den Phasenschub der Probe im Strahlengang wird das durch das Phasengitter g_1 erzeugte Interferenzmuster in x -Richtung verschoben. Zur Bestimmung des Phasenschubs der Probe sind mehrere Messungen der Röntgenintensität hinter dem Analysatorgitter g_2 bei unterschiedlichen lateralen Analysatorgitterpositionen (roter Pfeil) notwendig.

Mit dem dargestellten Gitterinterferometer lässt sich der differentielle Phasenschub (erste Ableitung des durch die Probe hervorgerufenen Phasenschubs) messen, da die Verschiebung des Interferenzmusters proportional zu diesem ist. Dies stellt einen Vorteil im Vergleich zu propagationsbasierten Methoden dar, bei denen die Messdaten im Wesentlichen nur die zweite Ableitung des Phasenschubs enthalten.

1.2.2 Neuer Ansatz und Beitrag der Arbeit

Erstmalig wurde ein Gitterinterferometer mit der aus der Mikrofokus-Röntgentechnik bekannten Direktvergrößerung kombiniert. Hierzu wurde eine kommerziell erhältliche Low-End Mikrofokus-Röntgenröhre verwendet.

Der neue Aufbau erlaubt – im Gegensatz zu bisherigen (gitter- und propagationsbasierten) Laboraufbauten zur Phasenkontrastbildung – die Anwendung von Detektoren mit einer moderaten Ortsauflösung zur hochauflösenden Phasenkontrastbildung. Dies wiederum ermöglicht erstmalig den Einsatz höherer Photonenenergien, bei denen nur durch Verwendung dicker Szintillatoren eine akzeptable Detektionseffizienz erzielt werden kann, zur hochauflösenden Phasenkontrastbildung mit Laborröntgenquellen.

Die inhaltlichen Schwerpunkte zur Phasenkontrastbildung konzentrieren sich auf drei Bereiche, nämlich Simulationsrechnungen, methodische Experimente und Anwendungsbeispiele. Mit Hilfe von Simulationsrechnungen wird untersucht, wie sich die Brennfleckgröße und das Photonenenergiespektrum auf das Messergebnis auswirken. Des Weiteren wird basierend auf Simulationsrechnungen dargelegt, wie der gemessene Phasenschub bei einem polychromatischem Energiespektrum quantitativ interpretiert werden kann. Experimentell wird gezeigt, wie die Messwerte, aus denen der Phasenschub berechnet wird, durch die Projektionsvergrößerung beeinflusst werden. Um potentielle Anwendungen aufzuzeigen, wird eine Phasenkontrasttomographie einer biologischen Probe präsentiert und an Hand von Experimenten dargestellt, wie sich die Methode zur Qualitätsprüfung von Röntgenlinsen einsetzen lässt.

1.3 Abbildung der Brennfleckintensitätsverteilung

Die Bestimmung der Intensitätsverteilung des Brennflecks ist zur Charakterisierung und Weiterentwicklung von Mikrofokus-Röntgenröhren von hoher Bedeutung, da in der Mikrofokus-Röntgentechnik die Ortsauflösung bei hoher Projektionsvergrößerung im Wesentlichen durch den ausgedehnten Brennfleck begrenzt wird.

1.3.1 Stand der Technik

Auf Grund der geringen Ausdehnung des Brennflecks einer Mikrofokusröhre gibt es bisher kein Verfahren, mit dem mit akzeptabler Genauigkeit die Intensitätsverteilung des Brennflecks einer Mikrofokusröntgenröhre in zwei Dimensionen orts aufgelöst abgebildet werden kann. Ausschließlich zur Messung der Größe des Brennflecks existieren Standardverfahren.

Messung der Brennfleckgröße:

Ein Messverfahren für die Größe des Brennflecks einer Mikrofokus-Röntgenröhre wird durch die Norm DIN EN 12543, Teil 5 [DIN91] beschrieben. Dieses ist jedoch nicht für die Anwendung bei besonders kleinen Brennflecken mit einer Größe von weniger als

5 μm vorgesehen. Um die Fokusgröße zu ermitteln, wird ein Durchstrahlungsbild von einem Drahtkreuz oder einer stark absorbierenden Kugel erzeugt. Damit die Ortsauflösung im Wesentlichen durch die Fokusgröße gegeben ist, wird ein hoher Vergrößerungsfaktor gewählt. An Hand des Grauwertverlaufs eines Kantenprofils wird die Ortsauflösung gemessen. Diese dient dann als Maß für die Größe des Brennflecks in der entsprechenden Richtung.

In der Praxis wird die Fokusgröße häufig mit Hilfe von Testmustern mit Linienpaaren unterschiedlicher Größe abgeschätzt. Hierzu wird an Hand eines Durchstrahlungsbilds des Testobjekts die Ortsauflösung des Messaufbaus bestimmt. Dabei wird analog zu DIN EN 12543-5 ein hoher Vergrößerungsfaktor gewählt. Somit ist die Ortsauflösung im Wesentlichen durch die Fokusgröße gegeben und kann als Maß für diese betrachtet werden.

Ein weiterer Ansatz ist, Informationen über Größe und Intensitätsverteilung des Brennflecks durch rechnergestützten Vergleich von einem bei hoher Vergrößerung gemessenen Durchstrahlungsbild eines Testobjekts mit einem simulierten Durchstrahlungsbild zu gewinnen [Bau84]. Zur Ermittlung der Fokusgröße in einer Dimension unter Annahme einer bestimmten Intensitätsverteilung wurde diese Idee von zwei Arbeitsgruppen umgesetzt [Tau02, Job04]. Als Testobjekt wurde ein Wolframdraht mit einem Durchmesser von 10 μm [Tau02] bzw. ein Linienmuster [Job04] verwendet. Mit Hilfe eines Optimierungsansatzes wird die Fokusgröße so lange variiert, bis eine optimale Übereinstimmung zwischen Mess- und Simulationsdaten erreicht wird. Die Methode nach Jobst et al. [Job04] wurde bereits auf Foki ab ca. 1,5 μm Durchmesser und Anodenspannungen von bis zu 100 kV angewendet [Sal07].

Abbildung der Brennfleckintensitätsverteilung:

In der zerstörungsfreien Prüfung [DIN91] und der Medizintechnik [IEC93, NEM93] ist es üblich, Brennflecke mit einem Durchmesser von mehr als 75 μm mit einer Lochkamera abzubilden. Um jedoch den Fokus einer Mikrofokus-Röntgenröhre nach dem Prinzip einer Lochkamera bei typischen Betriebsbedingungen abzubilden, wäre eine Lochblende mit einer Dicke im Millimeterbereich [NEM93] und einem Lochdurchmesser im Mikrometerbereich erforderlich. Derartige Messungen wurden nach dem bekannten Stand der Technik noch nicht durchgeführt, insbesondere da sich eine solche Optik auf Grund des extremen Aspektverhältnisses nur schwer herstellen und ausrichten lässt.

Ein anderer Ansatz besteht darin, den Brennfleck von Röntgenröhren mit Hilfe von Röntgenlinsen abzubilden [Ade07]. Auf Grund der starken Dispersion, d.h. in guter Näherung quadratischen Abhängigkeit der Brennweite von der Energie, kommt es dabei zu chromatischen Aberrationen. Daher konnte mit dieser Methode bisher keine zur Ab-

bildung kleiner Brennflecke handelsüblicher Mikrofokus-Röntgenröhren akzeptable Ortsauflösung erzielt werden.

1.3.2 Kodierte Masken

An Stelle von Lochblenden werden in der Astronomie auch Blenden mit mehreren Öffnungen (kodierte Masken) zur Bildgebung verwendet [Ski88]. Aus den primären Messdaten wird meist unter Verwendung von Bildentfaltungsalgorithmen ein Bild, wie man es mit einer Lochkamera erhalten würde, berechnet.

Eine kodierte Maske sollte keine Strukturen enthalten, die sich wiederholen, d.h. die Autokorrelationsfunktion der Maske sollte einen möglichst hohen Peak in der Mitte und sonst möglichst niedrige Werte aufweisen [Car87]. In diesem Fall ist der Informationsgehalt der Messdaten besonders hoch. Die ersten kodierten Masken, die zur Bildgebung vorgeschlagen wurden, waren Fresnelzonenplatten [Mer61]. Heute werden häufig Uniformly-Redundant Arrays verwendet. Das sind Blenden mit mehreren Pinholes in einer bestimmten unregelmäßigen Anordnung, die eine günstigere Autokorrelationsfunktion als Fresnelzonenplatten aufweisen [Car87].

Der Vorteil einer kodierten Maske im Vergleich zu einem einzelnen Pinhole ist der große offene Teil der Maske in Kombination mit den feinen Strukturen der Maske. Die feinen Strukturen gewährleisten eine hohe Ortsauflösung, wohingegen durch den großen offenen Teil der Maske ein – im Vergleich zu einem Pinhole, das dieselbe Ortsauflösung liefert – deutlich verbessertes Signal-zu-Rauschverhältnis ermöglicht wird.

1.3.3 Neuer Ansatz und Beitrag der Arbeit

Mit Hilfe kodierter Masken wurde die Intensitätsverteilung des Brennflecks einer Mikrofokus-Röntgenröhre abgebildet. Dieser Ansatz ermöglicht erstmalig die zweidimensionale Abbildung der Intensitätsverteilung des Brennflecks mit hoher Ortsauflösung.

Durch das bei Verwendung kodierter Masken im Vergleich zur Messung mit einem Pinhole wesentlich verbesserte Signal-zu-Rauschverhältnis, kann mit kodierten Masken mit schwach absorbierenden Strukturen der Brennfleck bei Laborbedingungen in realistischer Messzeit untersucht werden. Somit sind kodierte Masken mit einem moderaten Aspektverhältnis zur Abbildung des Brennflecks einer Mikrofokus-Röntgenröhre aus-

reichend. Diese lassen sich – im Vergleich zu einer stark absorbierenden Lochblende mit hohem Aspektverhältnis – einfach herstellen und ausrichten.

Die inhaltlichen Schwerpunkte liegen auf der erstmaligen experimentellen Umsetzung und der Charakterisierung der Eigenschaften der neuen Methode sowie auf ersten Messungen. Die Ortsauflösung der Bestimmung der Brennfleckintensitätsverteilung wird ermittelt. Zur Demonstration der Funktionsfähigkeit der Methode werden Messungen der Brennfleckintensitätsverteilung in Abhängigkeit verschiedener Parameter dargestellt und die Messung einer durch Modifikation der Röntgenröhre strukturierten Brennfleckintensitätsverteilung präsentiert.

2. Grundlagen der Mikrofokus-Röntgentechnik

2.1 Mikrofokus-Röntgenröhren

Mikrofokus-Röntgenröhren weisen einen besonders brillanten und kleinen Brennfleck auf und ermöglichen daher bei hoher Projektionsvergrößerung eine hohe Ortsauflösung^{iv}. Ein typischer Aufbau einer Mikrofokus-Röntgenröhre ist in Abb. 2.1 dargestellt.

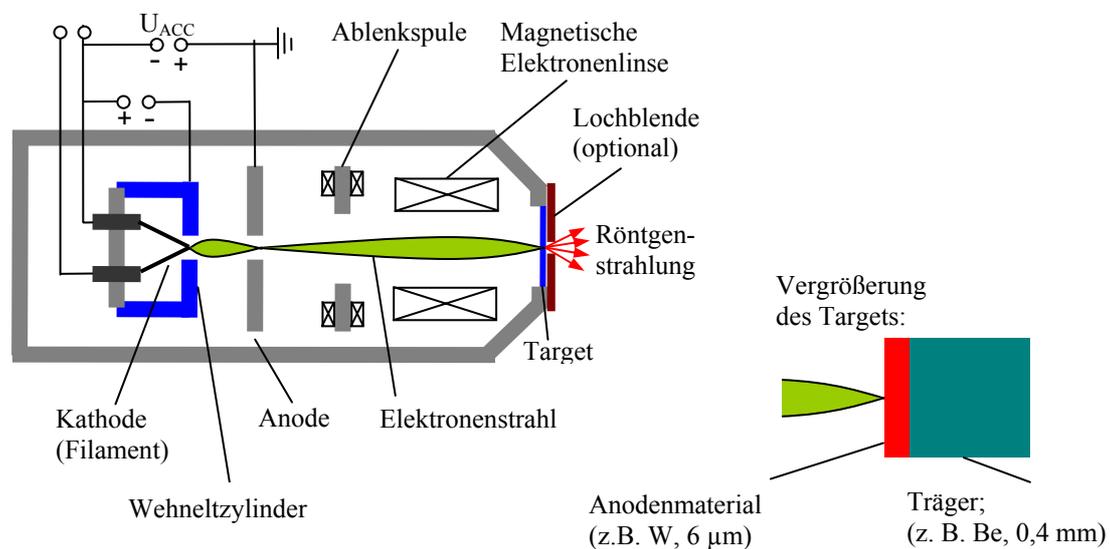


Abb. 2.1: Schematische Darstellung des Aufbaus einer Mikrofokus-Röntgenröhre mit Transmissionstarget [Tau02, Vis06].

In einem evakuierten Gehäuse werden von einer Kathode Elektronen emittiert. Diese werden durch ein durch die Beschleunigungsspannung U_{ACC} hervorgerufenen elektrisches Feld zur Anode beschleunigt. Mit Hilfe des Wehneltzylinders kann der Elektronenstrahl gebündelt und in seiner Intensität beeinflusst werden. Die Ablenkspule hinter der Anode dient zur Ausrichtung des Elektronenstrahls. Mit einer magnetischen Elektronenlinse wird der Elektronenstrahl auf eine kleine Stelle auf dem Target gebündelt, bei der Röntgenstrahlung entsteht. Der Bereich um diese Stelle, der Röntgenstrahlung emittiert, wird als Brennfleck oder Fokus bezeichnet [DIN91]. Bei Röhrenleistungen im

^{iv} Hersteller z.B.: Viscom AG, Hannover; YXLON International Feinfocus GmbH, Garbsen, Deutschland; phoenix|x-ray Systems + Services GmbH, Wunstorf, Deutschland; Dage Semiconductor GmbH, Kirchheim unter Teck, Deutschland; Metris AG, Leuven, Belgien.

Bereich von einem Watt kann der Brennfleck einer Mikrofokus-Röntgenröhre einen Durchmesser von einem Mikrometer und weniger aufweisen. Bei höheren Leistungen wird das Elektronenbündel oft absichtlich aufgeweitet, um die thermische Belastung des Targets zu reduzieren.

Durch das Abbremsen der Elektronen im Target wird polychromatische Röntgenstrahlung (charakteristische Röntgenstrahlung und Bremsstrahlung) erzeugt. Die Wahrscheinlichkeitsdichte $w(E)$ [1/eV] der Photonenenergie der emittierten Röntgenstrahlung wird als Spektrum bezeichnet. Tabellierte Spektren finden sich z. B. in [Ank00].

Bei einigen Mikrofokus-Röntgenröhren ist es zusätzlich möglich bzw. erforderlich, eine Lochblende aus stark absorbierendem Material (z.B. Cu) auf der Röhre anzubringen (siehe Abb. 2.1). Das Loch befindet sich bei der Position des Brennflecks. Die Lochblende reduziert zum einen so genannte Extrafokalstrahlung, d.h. Röntgenstrahlung, die in einem großen Abstand (z.B. mehr als 1 mm) vom Mittelpunkt des Brennflecks erzeugt wird und zu Messfehlern bei Durchstrahlungsmessungen führt. Zum anderen reduziert die Lochblende den Raumwinkel, in den Röntgenstrahlung abgestrahlt wird. Daher wird weniger Röntgenstrahlung neben den Detektor in den Messraum abgestrahlt und es trifft weniger aus dem Messraum zurück gestreute Röntgenstrahlung auf den Detektor. Dies verbessert ebenfalls die Bildqualität. Nach Anbringung einer Lochblende kann die Probe jedoch weniger nahe an den Brennfleck herangebracht werden, so dass Messungen mit hoher Direktvergrößerung erschwert werden.

Bei der in der Abbildung gezeigten Anordnung dient das Target selbst als Austrittsfenster (Transmissionstarget). Der entscheidende Vorteil dieser Anordnung besteht darin, dass die Probe sehr nahe an den eigentlichen Röntgenquellpunkt herangebracht werden kann. Dies ermöglicht eine hohe Direktvergrößerung. Im Gegensatz dazu wird bei einem alternativen Aufbau mit einem so genannten Direktstrahltarget die Röntgenstrahlung unter einem Winkel von typischerweise 10° bis 20° auf derselben Seite des Targets abgegriffen, auf der auch die Elektronen auftreffen. In diesem Fall kann die Probe jedoch nicht so nahe an den Fokus herangebracht werden. Zur Erzielung einer besonders hohen Ortsauflösung von wenigen Mikrometern werden daher in der hochauflösenden Mikrofokus-Röntgentechnik normalerweise Röntgenröhren mit Transmissionstarget eingesetzt.

Wie in Abb. 2.1 dargestellt ist, besteht das Transmissionstarget aus einem Trägermaterial, auf dem das so genannte Anodenmaterial (z. B. Wolfram) als dünne Schicht aufgebracht ist. Dies hat den Vorteil, dass für den Träger ein Material gewählt werden kann, das die entstehende Hitze möglichst gut ableitet, einen hohen Schmelzpunkt hat und Röntgenstrahlung nur geringfügig schwächt (niedrige Kernladungszahl). Normalerweise wird Beryllium oder Aluminium verwendet. Beryllium ist giftig und kanzerogen. Im

Vergleich zu Aluminium erlaubt jedoch bei Beryllium als Trägermaterial die Kombination aus Wärmeleitfähigkeit und Schmelztemperatur eine höhere thermische Targetbelastung. Targets mit CVD (Chemical Vapour Deposition) - Diamant als Träger sind noch stärker belastbar als Be-Targets und befinden sich seit einiger Zeit in der Einführungsphase [Dis98].

Die spektrale Intensitätsverteilung der von einem Material emittierten Bremsstrahlung ist in erster Näherung unabhängig von der Kernladungszahl Z , die Gesamtintensität der Bremsstrahlung hingegen ist in erster Näherung proportional zu Z [Kal99]. Zudem ist die charakteristische Strahlung von Elementen mit sehr niedriger Kernladungszahl, wie sie als Trägermaterial verwendet werden, von sehr niedriger Energie und wird daher durch das Austrittsfenster selbst bereits so gut wie vollständig absorbiert. Somit ist die Intensität der emittierten Röntgenstrahlung für das Trägermaterial (z. B. Be) des Targets viel geringer als für das eigentliche Anodenmaterial (z. B. W). Mit dem Aufbau des Transmissionstargets, bei dem das Anodenmaterial nur als dünne Schicht (ca. 5 μm dick) aufgebracht ist, wird dadurch ein besonders kleiner Fokus erzeugt: Die auf das Target treffenden Elektronen werden in diesem aufgestreut. Mit zunehmender Tiefe ergibt sich ein immer breiterer Streukegel. Da jedoch nur die dünne Schicht des Anodenmaterials Röntgenstrahlung von hoher Intensität emittiert, hält sich die Aufweitung des Fokus durch diesen Effekt in Grenzen [Ker95].

2.2 Wechselwirkung von Röntgenstrahlung mit Materie

2.2.1 Brechungsindex

Der komplexe Brechungsindex eines Materials beschreibt in Abhängigkeit von der Photonenenergie, wie stark dieses Röntgenstrahlung absorbiert und die Phase der transmittierten Röntgenwellen schiebt. Der Brechungsindex $n(\vec{r})$ ist gegeben durch [Att99]:

$$n(\vec{r}) = 1 - \delta(\vec{r}) + i\beta(\vec{r}), \quad (2.1)$$

wobei:

- n der Brechungsindex,
- δ das Brechungsindex-Dekrement und
- β der Absorptionsindex [Bor81] ist.

Das Brechungsindex-Dekrement δ beschreibt den Phasenschub und der Absorptionsindex β die Absorption.

Im Folgenden wird eine Wellenfunktion $u(\vec{r})$ betrachtet, die stellvertretend für die Komponenten des elektromagnetischen Feldes steht. Für eine Welle die von \vec{r}_0 nach \vec{r}_1 durch ein Objekt läuft, gilt dann die Wellengleichung (abgeändert aus [Att99] und [Hec02]):

$$u(\vec{r}_1) = \kappa \cdot u(\vec{r}_0) \cdot \exp\left(i \int_{l_{01}} k'(\vec{r}) ds\right) = \kappa \cdot u(\vec{r}_0) \cdot \exp\left(ik \int_{l_{01}} n(\vec{r}) ds\right), \quad (2.2)$$

wobei:

- $\int_{l_{01}} ds$ das Integral entlang des geradlinigen Strahlpfads l_{01} von \vec{r}_0 zu \vec{r}_1 ,
- $u(\vec{r}_0)$ die Wellenfunktion vor dem Objekt bei \vec{r}_0 ,
- $u(\vec{r}_1)$ die Wellenfunktion hinter dem Objekt bei \vec{r}_1 ,
- $k = 2\pi/\lambda$ [1/m] die Wellenzahl im Vakuum,
- λ [m] die Wellenlänge,
- n der Brechungsindex des Objekts,
- $k' = n \cdot k$ [1/m] die Wellenzahl im Objekt und
- κ ein Vorfaktor zur Unterscheidung zwischen einer ebenen Welle und einer Kugelwelle ist. Für eine ebene Welle ist $\kappa = 1$ und für eine Kugelwelle, die vom Koordinatenursprung ausgeht, ist $\kappa = \left|\frac{\vec{r}_0}{r_0}\right| / \left|\frac{\vec{r}_1}{r_1}\right|$.

Hierbei wurden Interferenz- und Beugungseffekte nicht betrachtet und die durch Brechung verursachte Änderung der Ausbreitungsrichtung der Welle vernachlässigt. Gl. (2.2) beschreibt die Absorption eines Teils der Röntgenstrahlung und den Phasenschub. Dies wird in den beiden folgenden Abschnitten genauer dargestellt.

2.2.2 Schwächung der Intensität

Die Intensität (Bestrahlungsstärke) I [eV/cm²s] entspricht dem quadrierten Absolutbetrag der Wellenfunktion im Realraum [Hec021]:

$$I(\vec{r}) \sim |u(\vec{r})|^2. \quad (2.3)$$

Um die Absorption von Röntgenstrahlung, die von \vec{r}_0 bis \vec{r}_1 durch ein Objekt läuft, zu bestimmen, wird Gl. (2.2) zum exponentiellen Absorptionsgesetz nach Lambert-Beer vereinfacht (abgeändert aus [Att99] und [Hec02]):

$$\begin{aligned} I(\vec{r}_1) &= \kappa^2 \cdot I(\vec{r}_0) \cdot \exp\left(-2k \int_{r_0} \beta(\vec{r}) ds\right) \\ &= \kappa^2 \cdot I(\vec{r}_0) \cdot \exp\left(-\int_{r_0} \mu_{abs}(\vec{r}) ds\right) \\ &= \kappa^2 \cdot I(\vec{r}_0) \cdot \tau_{abs}, \end{aligned} \quad (2.4)$$

wobei:

- $I(\vec{r}_0)$ die Intensität vor dem Objekt bei \vec{r}_0 ,
- $I(\vec{r}_1)$ die Intensität hinter dem Objekt bei \vec{r}_1 ,
- $\mu_{abs}(\vec{r}) = 2k\beta(\vec{r})$ [1/cm] der Absorptionskoeffizient (auch: Dämpfungskoeffizient) [Hec022] des Objekts und
- τ_{abs} die Wahrscheinlichkeit ist, dass ein Röntgenquant von der Probe nicht absorbiert wird.

Die Absorption wird für die hier relevanten Energien (die nicht zur Paarbildung oder zum Kernphotoeffekt ausreichen [Aic03]) durch den photoelektrischen Effekt verursacht [Stö94]. Zusätzlich zur Photoabsorption findet inelastische Comptonstreuung und elastische Rayleighstreuung statt. Um dies zu beschreiben, wurden folgende Schwächungskoeffizienten eingeführt [Aic03]:

$$\mu_{tot}(\vec{r}) = \mu_{abs}(\vec{r}) + \mu_{coh}(\vec{r}) + \mu_{incoh}(\vec{r}), \quad (2.5)$$

wobei:

- μ_{tot} [1/cm] der totale Schwächungskoeffizient,
- μ_{abs} [1/cm] der Absorptionskoeffizient,
- μ_{coh} [1/cm] der Rayleigh- (oder kohärente) Schwächungskoeffizient und
- μ_{incoh} [1/cm] der Compton- (oder inkohärente) Schwächungskoeffizient ist.

Unter der Annahme, dass gestreute Röntgenstrahlung nicht mehr zur Intensität $I(\vec{r}_1)$ hinter dem Objekt beiträgt, berechnet sich $I(\vec{r}_1)$ in Analogie zu Gl. (2.4) zu (abgeändert aus [Aic03] und [Hec02]):

$$\begin{aligned} I(\vec{r}_1) &= \kappa^2 \cdot I(\vec{r}_0) \cdot \exp\left(-\int_{l_{01}} \mu_{tot}(\vec{r}) ds\right) \\ &= \kappa^2 \cdot I(\vec{r}_0) \cdot \tau_{tot}, \end{aligned} \quad (2.6)$$

wobei τ_{tot} die Wahrscheinlichkeit ist, dass ein Röntgenquant von der Probe weder absorbiert, noch gestreut werden.

Zur Beschreibung eines polychromatischen Röntgenspektrums wird die Intensität $I(E)$ (pro Einheitsenergieintervall) als Funktion der Energie eingeführt. Die Gesamtintensität auf dem Detektor ergibt sich dann durch einfache Addition [Cow951]:

$$I_{poly} = \int dE I(E), \quad (2.7)$$

wobei I_{poly} die Röntgenintensität für polychromatische Röntgenstrahlung ist.

Für „niedrige“ Röntgenenergien bis beispielsweise ca. 55 keV für Silizium [Ber06] oder ca. 550 keV für Blei [Ber06] ist die Schwächung von Röntgenstrahlung durch den Photoeffekt dominiert und verhält sich in grober Näherung entsprechend dem Absorptionskoeffizienten μ_{abs} , für den folgende grobe Näherung gilt [Aic03]^v:

$$\mu_{abs} \sim \frac{\rho \cdot Z^3}{E^3}, \quad (2.8)$$

wobei ρ [g/cm³] die Massendichte und Z die Kernladungszahl ist.

^v Gl. 2.8 bezieht sich nur auf den Photoeffekt und berücksichtigt nicht die erhöhte bzw. erniedrigte Absorption an Absorptionskanten.

Für höhere Energien bis in den MeV-Bereich [Stö94] ist die Schwächung von Röntgenstrahlung durch den Compton-Effekt dominiert. Der Compton-Schwächungskoeffizient μ_{incoh} ist proportional zur Massendichte ρ und abhängig von der Photonenenergie E . Bei hohen Photonenenergien fällt μ_{incoh} ebenso wie μ_{abs} ab, jedoch weniger stark. Im Grenzfall hoher Photonenenergien ist dieser Abfall maximal und es gilt folgende Näherung [Aic03]^{vi}:

$$\mu_{incoh} \sim \frac{\rho}{E} \cdot \frac{Z}{A_{rel}} \stackrel{Z \sim A_{rel}}{\sim} \frac{\rho}{E}, \quad (2.9)$$

wobei A_{rel} [g/mol] die relative Atommasse ist. Die Rayleigh-Streuung kann in der Röntgentechnik bei niedrigen Photonenenergien (ca. 10-30 keV) von Bedeutung sein, stellt jedoch auch hier nicht die dominante Wechselwirkung dar. Für den Verlauf des Rayleigh-Schwächungskoeffizienten μ_{coh} gilt für Photonenenergien von mehr als ca. 10 keV folgende Näherung [Aic03]:

$$\mu_{coh} \sim \frac{\rho \cdot Z}{E^2}. \quad (2.10)$$

2.2.3 Phasenschub und Brechung

Aus Gl. (2.1) und (2.2) ergibt sich für die Änderung der Phase einer Welle, die auf einem geraden Pfad von \vec{r}_0 nach \vec{r}_1 verläuft (abgeändert aus [Att99]):

$$\begin{aligned} \phi_{tot} &= k \left| \vec{r}_1 - \vec{r}_0 \right| - k \int_{l_{01}} \delta(\vec{r}) ds \\ &= \phi_0 - \phi, \end{aligned} \quad (2.11)$$

wobei $\phi_0 = k \cdot \left| \vec{r}_1 - \vec{r}_0 \right|$ die Phasenmodulation ohne Probe und $\phi = k \int_{l_{01}} \delta(\vec{r}) ds$ der durch die Probe verursachte Phasenschub ist.

^{vi} $Z = 0, 4 \dots 0, 5 \cdot A_{rel} \cdot \text{mol/g}$ für alle Elemente außer Wasserstoff.

Der Phasenschub wird durch elastische Streuung an Elektronen verursacht. Nach [Clo99, Hen86, Att99] (siehe auch [Com35]) lässt sich δ für harte Röntgenstrahlung wie folgt berechnen:

$$\delta = \frac{r_e \lambda^2}{2\pi} \underbrace{\frac{\rho N_a}{A_{rel}}}_{\substack{\text{Teilchen} \\ \text{Volumen}}} (Z + f'(\lambda)), \quad (2.12)$$

wobei:

- r_e [m] der klassische Elektronenradius ($2,82 \cdot 10^{-15}$ m),
- λ [m] die Wellenlänge der Röntgenstrahlung,
- ρ [g/cm³] die Massendichte,
- N_a [1/mol] die Avogadrozahl ($6,022 \cdot 10^{23}$ 1/mol),
- A_{rel} [g/mol] die relative Atommasse,
- Z die Kernladungszahl und
- f' ein wellenlängenabhängiger Dispersionskorrekturfaktor ist.

Im Gegensatz zum optischen Spektralbereich, in dem δ negativ ist, hat δ für die hier relevanten Energien kleine positive Werte. Das bedeutet beispielsweise, dass Röntgenstrahlen verhältnismäßig schwach ($|\delta|$ klein) und im Vergleich zum optischen Spektralbereich in die entgegen gesetzte Richtung ($\delta > 0$) gebrochen werden. Der wellenlängenabhängige Dispersionskorrekturfaktor f' beschreibt die Bindung der Elektronen an den Kern. Er ist Teil des Atomformfaktors, der das Streuvermögen eines Atoms beschreibt, und kann Tabellen entnommen werden [Cro70, Cro81, Bre92].

Außer in der Nähe von Absorptionskanten ist f' im Vergleich zu Z sehr klein [Clo99]. Unter Vernachlässigung von f' ergibt sich für den Phasenschub ϕ nach Gl. (2.11), mit δ aus Gl. (2.12):

$$\phi \sim \frac{\rho}{E} \cdot \frac{Z}{A_{rel}} \stackrel{Z \sim A_{rel}}{\sim} \frac{\rho}{E}. \quad (2.13)$$

Falls ein Röntgenstrahl einen Phasenschub erfährt, der einen Gradienten aufweist, der senkrecht zur Propagationsrichtung ungleich Null ist, wird der Strahl abgelenkt (gebrochen).

Die Winkelablenkung α_{Obj} , die durch ein auf eine Ebene reduziertes Objekt hervorgerufen wird, berechnet sich für eine zur Propagationsrichtung z senkrechten Richtung x zu [Wil96, Pfe06]:

$$\alpha_{Obj} = \frac{\lambda}{2\pi} \cdot \frac{\partial \phi_{Obj}}{\partial x_{Obj}}, \quad (2.14)$$

wobei $\partial \phi_{Obj} / \partial x_{Obj}$ der durch das Objekt in der Objektebene hervorgerufene differentielle Phasenschub in x -Richtung ist.

2.3 Detektion von Röntgenstrahlen

In der Mikrofokus-Röntgentechnik werden normalerweise indirekt konvertierende Detektoren verwendet. Diese zeichnen sich dadurch aus, dass die Röntgenquanten zunächst mit einem Szintillator, z. B. CsI [Tho86], in Licht umgewandelt werden, das dann detektiert wird. Für die in Abschnitt 4 dargestellten Messungen der Brennfleckintensitätsverteilung wurde ein Flat-Panel-Detektor verwendet, bei dem sich ein CsI-Szintillator direkt auf einem 400 mm x 400 mm großen Diodenarray aus amorphem Silizium befindet. Bei den in Abschnitt 3 präsentierten Phasenkontrastmessungen wurde eine CCD-Kamera mittels einer Linsenoptik an einen CsI-Szintillator gekoppelt.

Die Intensität der einfallenden Röntgenstrahlung wird in Form von so genannten Grauwerten gemessen. Diese sind mit einem Offset behaftet^{vii}, der bestimmt und dann von den Messdaten abgezogen wird. In dieser Arbeit werden nur offsetkorrigierte Grauwerte betrachtet.

Die in dieser Arbeit verwendeten Szintillationsdetektoren sind energieintegrierend, d. h. der offsetkorrigierte Grauwert Γ ist (abgesehen von Messfehlern) proportional zur Gesamtenergie der detektierten Röntgenstrahlung:

$$\Gamma \sim \int dE I(E) \cdot \zeta_{sci}(E), \quad (2.15)$$

wobei $\zeta_{sci}(E) \in [0;1]$ die Detektionseffizienz des Szintillators beschreibt. $\zeta_{sci}(E)$ kann durch die Photoabsorption, bzw. für höhere Photonenenergien mit Hilfe des Energieabsorptionskoeffizienten genähert werden [Bar81, Aic031]. Im Gegensatz zum Photoabsorptionskoeffizienten beschreibt der Energieabsorptionskoeffizient nur den Anteil der

^{vii} Dieser Offset wird einerseits durch den thermisch generierten zeitabhängigen Dunkelstrom verursacht, ist aber auch durch einen in der Detektorelektronik fest eingestellten Offset gegeben, der verhindert, dass die Grauwerte durch das Rauschen des Detektors negativ werden.

Energie der Röntgenstrahlung, der im Szintillator deponiert und nicht als charakteristische Strahlung wieder emittiert wird.

In dieser Arbeit wird ein effektives Photonenenergiespektrum $w_{eff}(E)$ [1/eV] definiert, das die Wahrscheinlichkeit, dass ein auf den Detektor treffendes Photon detektiert wird, enthält. Zudem kann die Strahlschwächung, die Objekte im Strahlpfad hervorrufen, die dieselbe Spektralverschiebung für alle betrachteten Detektorpixel und keine signifikanten Beugungs- oder Brechungseffekte verursachen, in $w_{eff}(E)$ integriert werden. Das effektive Spektrum $w_{eff}(E)$ berechnet sich zu:

$$w_{eff}(E) = w(E) \cdot \tau_{bh}(E) \cdot \zeta_{sci}(E), \quad (2.16)$$

wobei $\tau_{bh}(E) \in [0;1]$ die Wahrscheinlichkeit ist, dass ein Röntgenquant von den Objekten, die in das effektive Spektrum $w_{eff}(E)$ integriert werden sollen, weder gestreut noch absorbiert wird und $\zeta_{sci}(E) \in [0;1]$ die Detektionseffizienz des Szintillators ist.

Entsprechend Gl. (2.6), (2.15) und (2.16) kann unter der Annahme, dass gestreute Photonen nicht auf den Detektor treffen, für einen energieintegrierenden Detektor der gemessene Grauwert Γ ausgedrückt werden mit:

$$\Gamma \sim \int dE E \cdot w_{eff}(E) \cdot \kappa^2 \cdot \tau_{tot}, \quad (2.17)$$

wobei τ_{tot} die Wahrscheinlichkeit ist, dass ein Röntgenquant von der Probe weder absorbiert noch gestreut wird (siehe Gl. (2.6)). Bei einer Durchstrahlungsmessung wird der (offsetkorrigierte) Grauwert Γ_{flat} ohne Testobjekt und der (offsetkorrigierte) Grauwert Γ_{data} mit Testobjekt gemessen und das Verhältnis τ_{meas} dieser beiden Größen bestimmt:

$$\tau_{meas}(x_{Det}, y_{Det}) = \frac{\Gamma_{data}(x_{Det}, y_{Det})}{\Gamma_{flat}(x_{Det}, y_{Det})}, \quad (2.18)$$

wobei für die Ebene des Detektors ein Koordinatensystem mit den Variablen x_{Det} und y_{Det} eingeführt wurde und τ_{meas} hier als gemessenes Durchstrahlungsbild bezeichnet wird.

Die Pixel in der Mikrofokus-Röntgentechnik verwendeter Detektoren sind in der Regel unterschiedlich empfindlich. Zudem ist auf Grund des divergenten Strahls die Röntgenintensität ohne Probe im Strahlengang nicht für alle Detektorpixel gleich. Dies wirkt sich multiplikativ auf Zähler und Nenner von Gl. (2.18) aus und fällt damit heraus. Häufig wird die Division nach Gl. (2.18) auch als „Gain-“ oder „Shading-“ Korrektur be-

zeichnet. Die Empfindlichkeit der Detektorpixel hängt (meist in geringem Maße) von der Röntgenintensität ab. Dadurch ergeben sich Abweichungen von dem durch Gl. (2.15) beschriebenen linearen Zusammenhang. Dies kann durch Aufnahme einer Kalibrierkurve korrigiert werden, was auch als „Multi Gain“ Korrektur bezeichnet wird [Per04].

Defekte Pixel werden daran erkannt, dass ihr Grauwert (immer) signifikant von den Grauwerten benachbarter Pixel abweicht. Der Grauwert eines defekten Pixels lässt sich dann durch Zuweisen des Mittelwerts der Grauwerte benachbarter Pixel korrigieren [Hab85].

2.4 Direktvergrößerung

In der Mikrofokus-Röntgentechnik wird mit einer Kegelstrahlprojektionsgeometrie ein vergrößertes Durchstrahlungsbild der Probe gewonnen. Der Vergrößerungsfaktor M ergibt sich durch das Verhältnis des Abstands r_2 zwischen Quelle und Detektor zum Abstand r_1 zwischen Quelle und Probe:

$$M = \frac{r_2}{r_1} \quad (2.19)$$

Die durch den Detektor gegebene Ortsauflösung $\Delta x_{D, Obj}$ in der Objektebene ergibt sich aus der Ortsauflösung $\Delta x_{D, Det}$ Detektors mit:

$$\Delta x_{D, Obj} = \frac{\Delta x_{D, Det}}{M}, \quad (2.20)$$

wobei die Ortsauflösung beispielsweise als die Halbwertsbreite der Point Spread Function definiert werden kann. Zusätzlich beeinträchtigt auch die Brennfleckgröße die Ortsauflösung. Falls der Brennfleck eine Größe – die beispielsweise ebenfalls als die Halbwertsbreite definiert werden kann – von $\Delta x_{F, Fok}$ aufweist, werden alle Punkte der Probe auf Flecke mit einer Größe $\Delta x_{F, Det}$ auf den Detektor abgebildet von [Bar812]:

$$\Delta x_{F, Det} = \Delta x_{F, Fok} (M - 1). \quad (2.21)$$

Damit ergibt sich unter Vernachlässigung der Detektorauflösung eine durch den Brennfleck gegebene Ortsauflösung $\Delta x_{F, Obj}$ in der Objektebene von:

$$\Delta x_{F, Obj} = \Delta x_{F, Fok} \frac{M-1}{M}. \quad (2.22)$$

Gl. (2.22) wurde durch Berücksichtigung der Vergrößerung M des Objekts auf den Detektor aus Gl. (2.21) abgeleitet. Während sich $\Delta x_{D, Obj}$ mit wachsender Vergrößerung verringert, wird $\Delta x_{F, Obj}$ bei hoher Vergrößerung durch den Vergrößerungsfaktor nur geringfügig beeinflusst und es gilt $\Delta x_{F, Obj} \approx \Delta x_{F, Fok}$. Die maximale erzielbare Ortsauflösung ist somit in Näherung durch die Brennfleckgröße gegeben. Falls $\Delta x_{F, Obj} = \Delta x_{D, Obj}$ erreicht ist, kann durch Wahl eines höheren Vergrößerungsfaktors keine wesentliche Verbesserung der Ortsauflösung mehr erzielt werden. Der Einfluss der Detektors und der Quelle auf die Ortsauflösung lässt sich noch genauer durch eine Faltungsoperation beschreiben [Bar812]. Hiervon wird bei der in Abschnitt 4 dargestellten Methode zur Messung der Brennfleckintensitätsverteilung Gebrauch gemacht.

2.5 Tomographie

Aus dem Durchstrahlungsbild τ_{meas} wird nach dem exponentiellen Schwächungsgesetz Gl. (2.6) durch Logarithmierung eine Projektion des Schwächungskoeffizienten $\mu_{tot}(\vec{r})$ der Probe (für eine effektive mittlere Energie) abgeschätzt. Dies stellt eine Näherung dar, da das exponentielle Schwächungsgesetz streng genommen nur für monochromatische Röntgenstrahlung gilt und weiterhin gestreute Röntgenquanten auf den Detektor treffen können. Mit Hilfe von Standardalgorithmen (z.B. gefilterte Rückprojektion [Kak88], iterative Verfahren [Kak88]) lässt sich aus mehreren dieser Projektionen der Schwächungskoeffizient $\mu_{tot}(\vec{r})$ ortsaufgelöst berechnen bzw. nähern.

Aus einem Bild, das den durch die Probe verursachten Phasenschub ϕ zeigt, lässt sich nach Gl. (2.11) eine Projektion des Realteils des Brechungsindex $\delta(\vec{r})$ berechnen. Analog zur Strahlschwächung kann aus mehreren solcher Projektionen mit Hilfe der genannten Standardalgorithmen die Verteilung $\delta(\vec{r})$ berechnet werden. Falls ein polychromatisches Röntgenspektrum verwendet wird, kann bei der Phasenkontrastbildung mit einem Gitterinterferometer den Daten in Analogie zu einer Absorptionsmessung eine effektive Energie zugewiesen werden (siehe Abschnitt 3.1.3 und 3.3.4).

3. Phasenkontrastbildung

3.1 Grundlagen

3.1.1 Vorteile der Phasenkontrastbildung

Nach Gl. (2.8) und (2.13) liefert eine Messung des Phasenschubs im Vergleich zu einer Messung der Strahlschwächung eine höhere Sensitivität für Objekte aus Elementen von niedriger Kernladungszahl, falls die Strahlschwächung hauptsächlich durch Photoabsorption hervorgerufen wird (z.B. bei Silizium bis ca. 55 keV und bei Blei bis ca. 550 keV [Ber06]). Dies lässt erwarten, dass durch eine effektive Messung des Phasenschubs im Vergleich zu einer Absorptionsmessung bei diesen Energien ein höherer Kontrast für Materialien aus Elementen von niedriger Kernladungszahl erzielt werden kann, womit sich diese – insbesondere vor dem Hintergrund von Materialien aus Elementen von hoher Kernladungszahl – besser erkennen und unterscheiden lassen (siehe auch [Mom05]).

Des Weiteren können durch eine Messung des Phasenschubs die Brechungseigenschaften von Röntgenoptiken, wie z. B. Röntgenlinsen, bestimmt werden (siehe Abschnitt 3.4.4).

3.1.2 Partielle Kohärenz

Der Phasenschub von Röntgenstrahlen wird mit Hilfe von Interferenzexperimenten gemessen. Damit Interferenzeffekte beobachtet werden können, müssen die Röntgenstrahlen ausreichend kohärent (d. h. interferenzfähig) sein. Im Folgenden werden verschiedene zur Charakterisierung der Kohärenz übliche Größen diskutiert.

Das Interferenzmuster, das bei der Durchstrahlung von bestimmten Gegenständen wie Beugungsgittern durch eine Röntgenquelle erzeugt wird, entspricht der intensitätsmäßigen Überlagerung der Interferenzmuster mehrerer Punktquellen, die die örtliche Intensitätsverteilung und das Photonenenergiespektrum der Röntgenquelle nachbilden [Cow951].

Als Maß für den Kontrast der Interferenzmuster dient die so genannte Visibility ν [Cow951]:

$$\nu = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}, \quad (3.1)$$

wobei I_{max} die maximale Intensität und I_{min} die minimale Intensität des Interferenzmusters ist. Die Visibility ν kann Werte zwischen 0 und 1 annehmen. Mit Gl. (3.1) lässt sich der Kontrast eines beliebigen Interferenzmusters bestimmen und damit die Interferenzfähigkeit der Röntgenstrahlung einer ausgedehnten und bzw. oder polychromatischen Quelle charakterisieren. In Abschnitt 3.3 wird für das in dieser Arbeit dargestellte Gitterinterferometer die Intensitätsverteilung des Interferenzmusters für unterschiedliche Parameter berechnet. Mit Hilfe der Daten wird abgeleitet, welcher Kontrast in Abhängigkeit der Größe und der Spektralbreite der Quelle bei einer Messung des Interferenzmusters zu erwarten ist.

Eine weitere Größe zur Charakterisierung der Kohärenz von Wellenfeldern stellt der Kohärenzgrad $\left| \gamma_c(\vec{q}_1, \vec{q}_2) \right|$ dar. Dieser beschreibt die Korrelation der Röntgenwellenfunktion u an den Punkten \vec{q}_1 und \vec{q}_2 (Details sind in [Pfe05] zu finden) und lässt sich durch die Visibility ν des Interferenzmusters mit einem geeigneten Interferometer messen. Dabei ist zu unterscheiden, ob die Punkte senkrecht zur Propagationsrichtung (laterale bzw. transversale Kohärenz) oder parallel zur Propagationsrichtung beabstandet sind (longitudinale bzw. chromatische Kohärenz).

Die laterale Kohärenz lässt sich mit einem Interferenzexperiment nach Young (siehe Abb. 3.1) messen [Cow951]. Die Visibility ν des Interferenzmusters auf dem Detektor entspricht dem Kohärenzgrad $\left| \gamma_c(\vec{q}_1, \vec{q}_2) \right|$ [Cow951]^{viii}.

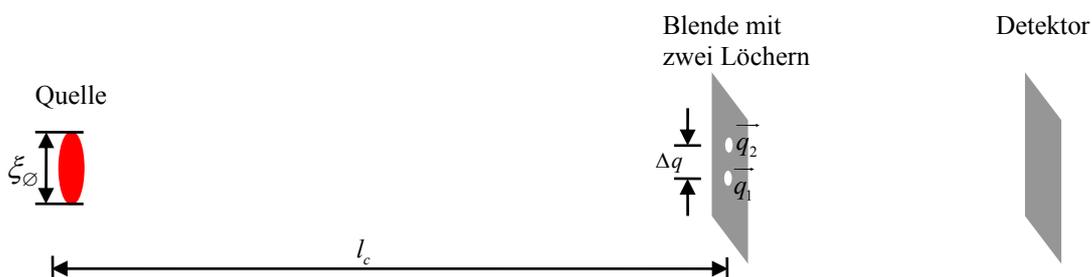


Abb. 3.1: Doppelspaltexperiment nach Young zur Bestimmung der lateralen Kohärenz.

^{viii} Die in [Cow951] dargestellte Herleitung basiert auf den in Abschnitt 3.1.4 dargestellten Formeln zur Fresnelpropagation.

Der Kohärenzgrad als Funktion des Abstandes Δq zwischen \vec{q}_1 und \vec{q}_2 ergibt sich aus der reskalierten normierten Fouriertransformation der Quellintensitätsverteilung [Cow951]. Bei einer kreisförmigen Quelle mit einem Durchmesser ξ_\emptyset mit gleichmäßiger Intensität hat der Kohärenzgrad $\gamma_c(\Delta q)$ die erste Nullstelle bei $\Delta q = \Lambda_c$ mit [Cow951]:

$$\Lambda_c = \lambda \cdot l_c / \xi_\emptyset \quad (3.2)$$

wobei:

- l_c [m] der Abstand zwischen Quelle und der Ebene ist, bei der die transversale Kohärenzlänge bestimmt wird,
- Λ_c [m] als transversale Kohärenzlänge bezeichnet wird,
- λ [m] die Wellenlänge und
- ξ_\emptyset [m] der Quelldurchmesser ist.

Falls der Abstand Δq im Experiment deutlich kleiner als Λ_c gehalten wird, hat das Interferenzmuster einen hohen Kontrast. Im Falle $\Delta q = \Lambda_c$ ist der Kontrast null.

In Analogie zur lateralen Kohärenz lässt sich die longitudinale Kohärenz mit Hilfe eines Michelson-Interferometers messen [Cow951]. Diese dient der Beschreibung der Interferenzfähigkeit von Strahlen, die von derselben Punktquelle stammen und unterschiedliche Weglängen zurückgelegt haben, und hängt von der Spektralbreite der Quelle ab. Bei dem in dieser Arbeit vorgestellten Gitterinterferometer ist die akzeptable Spektralbreite jedoch nicht wie bei einem Michelson-Interferometer durch unterschiedliche zurückgelegte Weglängen der interferierenden Strahlen, sondern durch dispersive Elemente des Aufbaus begrenzt (siehe [Wei052], Abschnitt 3.1.3 und 3.3).

3.1.3 Gitterinterferometrie

In Abb. 3.2 wird das Prinzip des für die differentielle Phasenkontrastbildung verwendeten Gitterinterferometers gezeigt. Das Phasengitter g_1 besteht aus Linien, die einen Phasenschub von π und eine vernachlässigbare Röntgenabsorption verursachen, und wirkt als Strahlteiler. Es teilt die eintreffenden Röntgenstrahlen im Wesentlichen in die Beugungsordnungen +1 und -1. Diese gebeugten Strahlen interferieren. Hierdurch entsteht, wie durch den fraktionalen Talbotteneffekt beschrieben wird, ein Interferenzmuster, das in den zu den Gitterlinien senkrechten Richtungen periodisch ist [Gui04, Pfe05].

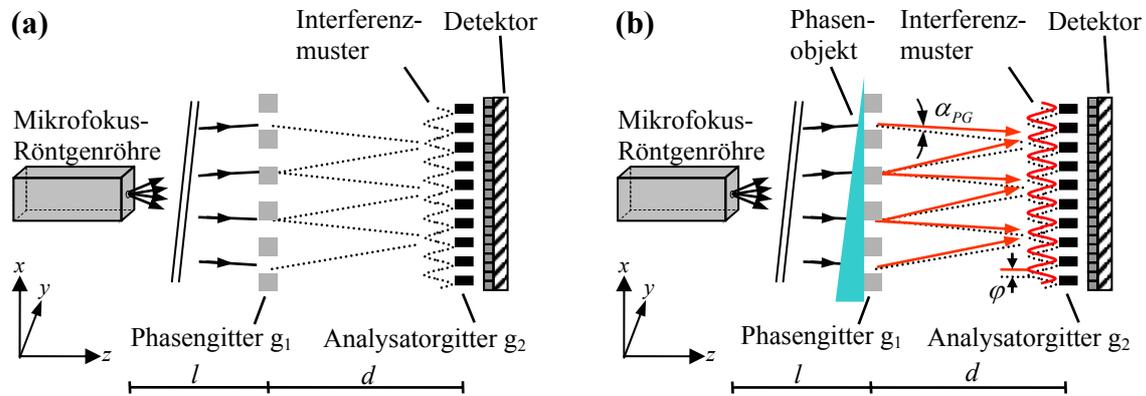


Abb. 3.2: Gitterinterferometer zur differentiellen Phasenkontrastbildung.

- (a) Aufbau ohne Objekt: Das Phasengitter g_1 erzeugt ein Interferenzmuster, das in den zu den Gitterlinien senkrechten Richtungen periodisch ist [Gui04, Pfe05].
- (b) Aufbau mit Objekt: Die Störung der auf das Interferometer einfallenden Röntgenwellen durch das Objekt führt zu einer Verschiebung des Interferenzmusters. Um die Position des Interferenzmusters zu bestimmen, wird dieses mit dem Analysatorgitter g_2 abgetastet (siehe Text).

Bei einer Parallelstrahlgeometrie weist das Interferenzmuster eine maximale Modulation bei fraktionalem Talbotabständen d_m auf von [Sul97]:

$$d_m = m \cdot \frac{p_1^2}{8\lambda}, \quad (3.3)$$

wobei:

- λ [m] die Wellenlänge,
- p_1 [m] die Gitterperiode von g_1 und
- m eine ungerade Ganzzahl ist, die der Ordnung des fraktionalem Talbotabstands entspricht.

Bei einer Kegelstrahlgeometrie ändern sich diese Abstände zu d_m^* [Cow95]:

$$d_m^* = \frac{l}{l - d_m} \cdot d_m. \quad (3.4)$$

Bei einer Parallelstrahlgeometrie hat das Interferenzmuster eine laterale Periode von p_2 [Sul97]:

$$p_2 = \frac{p_1}{2}. \quad (3.5)$$

Bei einer Kegelstrahlgeometrie beträgt die Periode p_2^* des Interferenzmusters in der Ebene des Analysatorgitters g_2 , d. h. bei einem Abstand d hinter g_1 :

$$p_2^* = \frac{l+d}{l} \cdot \frac{p_1}{2}. \quad (3.6)$$

Falls der Abstand zwischen den beiden Gittern d einem fraktionalem Talbotabstand d_m^* für eine Kegelstrahlgeometrie entspricht, lässt sich Gl. (3.6) umformen zu [Wei052]:

$$p_2^* = \frac{l}{l-d_m^*} \cdot \frac{p_1}{2}. \quad (3.7)$$

Wie in Abb. 3.2 (b) dargestellt, führen Störungen der einfallenden Wellen durch ein Objekt im Strahlpfad zu einer Änderung der Beugungswinkel am Gitter. Diese berechnet sich zu [Pfe06]:

$$\alpha_{PG} = \frac{\lambda}{2\pi} \cdot \frac{\partial \phi_{PG}}{\partial x_{PG}}, \quad (3.8)$$

wobei $\partial \phi_{PG} / \partial x_{PG}$ der durch das Objekt hervorgerufene differentielle Phasenschub in der Ebene des Phasengitters ist.

Dadurch wird das Interferenzmuster verschoben um:

$$s = \alpha_{PG} \cdot d. \quad (3.9)$$

Im Bogenmaß ausgedrückt beträgt der Versatz des Interferenzmusters:

$$\varphi = 2\pi \cdot s / p_2^*. \quad (3.10)$$

Nach Gl. (3.8), (3.9) und (3.10) ergibt eine Messung des Versatzes des Interferenzmusters den differentiellen Phasenschub $\partial \phi_{PG} / \partial x_{PG}$ mit:

$$\varphi = \frac{\lambda d}{p_2^*} \cdot \frac{\partial \phi_{PG}}{\partial x_{PG}}. \quad (3.11)$$

Falls der Abstand zwischen den beiden Gittern d einem fraktionalem Talbotabstand d_m^* für eine Kegelstrahlgeometrie entspricht, lässt sich Gl. (3.11) mit Gl. (3.4) und (3.7) umformen zu [Wei052]:

$$\varphi = \frac{\lambda d_m^*}{p_2} \cdot \frac{\partial \phi_{PG}}{\partial x_{PG}}. \quad (3.12)$$

Um die Position des Interferenzmusters zu bestimmen, wird dieses mit dem Analysatorgitter g_2 abgetastet, das stark absorbierende Stege mit der Periode p_2^* aufweist. Dabei wird mit dem Objekt im Strahlpfad eine Serie von Bildern mit unterschiedlichen lateralen Positionen der Gitter zueinander aufgenommen [Wei052]. Man erhält damit für jedes Pixel eine Serie von Grauwerten Γ_{data} . Da sich die Gitterlinien über das Interferenzmuster bewegen, lässt sich eine Oszillation von Γ_{data} beobachten. Dieser Vorgang wird ohne das Objekt wiederholt. Somit wird für jedes Pixel eine weitere Serie von Grauwerten Γ_{flat} gewonnen (siehe Abb. 3.3).

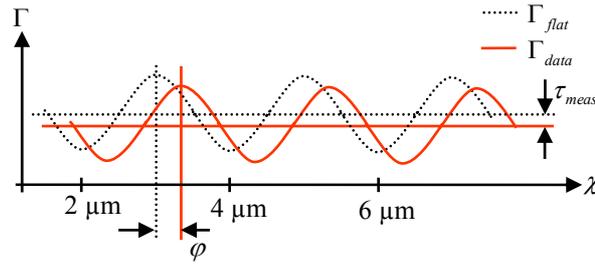


Abb. 3.3: Grauwert Γ eines Detektorpixels als Funktion der Position χ des Analysatorgitters für ein einzelnes Detektorpixel während des Abtastvorgangs mit dem Analysatorgitter. Das Interferenzmuster wird mit und ohne Objekt im Strahlpfad abgetastet. Hierdurch erhält man die Grauwertserien Γ_{data} und Γ_{flat} . Das Verhältnis der Mittelwerte von Γ_{data} und Γ_{flat} ergibt das Durchstrahlungsbild τ_{meas} des Objekts (Gl. (3.13)), wohingegen die Verschiebung φ der Oszillationen proportional zum differentiellen Phasenschub $\partial \phi_{PG} / \partial x_{PG}$ ist (Gl. (3.11) bzw. (3.12)).

Der Grauwert eines Detektorpixels, gemittelt über eine Periode des Musters, entspricht dem Grauwert, den man ohne Interferometer, aber mit der entsprechenden Strahlschwächung durch die Substrate (Wafer) der Gitter etc. messen würde. Somit lässt sich das Durchstrahlungsbild τ_{meas} des Objekts berechnen mit:

$$\tau_{meas} = \frac{\langle \Gamma_{data}(\chi) \rangle_{N \cdot p_2^*}}{\langle \Gamma_{flat}(\chi) \rangle_{N \cdot p_2^*}}, \quad (3.13)$$

wobei χ die Position des Analysatorgitters g_2 ist. Der Mittelwert über eine beliebige Zahl an ganzen Perioden p_2^* des Musters wird mit $\langle \rangle_{N \cdot p_2^*}$ abgekürzt. Aus der Verschiebung der Oszillationen der gemessenen Grauwerte, die der Verschiebung φ des Interferenzmusters entspricht, kann mit Hilfe von Gl. (3.11) bzw. (3.12) der differentielle Phasenschub $\partial\phi_{pG}/\partial x_{pG}$ bestimmt werden. Durch Integration kann aus dem differentiellen Phasenschub der totale Phasenschub gewonnen werden.

Die Verschiebung φ des Interferenzmusters kann mit einer diskreten Fouriertransformation bestimmt werden:

$$\varphi = \arg\left(\mathcal{F}_{\nu_p}\left(\Gamma_{data}(\chi)\right)\right) - \arg\left(\mathcal{F}_{\nu_p}\left(\Gamma_{flat}(\chi)\right)\right), \quad (3.14)$$

wobei \mathcal{F}_{ν_p} die Fourierkomponente bei der Ortsfrequenz $\nu_p = 1/p_2^*$ des Interferenzmusters ist und \arg der Phasenwinkel einer komplexen Zahl ist.

Der laterale Abstand der interferierenden Strahlen beim Phasengitter g_1 beträgt für eine Parallelstrahl- und eine Kegelstrahlgeometrie (abgeleitet aus [Pfe05]):

$$\Delta q_m = mp_1/4, \quad (3.15)$$

wobei p_1 [m] die Gitterperiode von g_1 und m die Ordnung des fraktionalen Talbotabstands ist. Im Falle einer ausgedehnten Quelle muss die Quellgröße ξ_\emptyset in der zu den Gitterlinien senkrechten Richtung so gewählt werden, dass die transversale Kohärenzlänge Λ_c beim Phasengitter g_1 nach Gl. (3.2) deutlich größer als die Entfernung Δq_m der interferierenden Strahlen nach Gl. (3.15) ist. Nur in diesem Fall hat das Interferenzmuster eine hohe Modulation. In Abschnitt 3.3.3 wird die Modulation des Interferenzmusters in Abhängigkeit der Quellgröße berechnet.

Die dargestellte Methode wurde bisher für monochromatische Röntgenstrahlung diskutiert. Sie lässt jedoch auch die Verwendung einer polychromatischen Röntgenquelle zu, weil das Interferenzmuster auch für ein relativ breites Energieintervall eine hohe Modulation aufweist [Wei05]. Die akzeptable Spektralbreite des Gitterinterferometers ist dadurch begrenzt, dass die Talbotabstände d_m^* (Gl. (3.3) und (3.4)), der Phasenschub der Stege des Phasengitters g_1 und die Absorption der Stege des Analysatorgitters g_2 von der Photonenenergie E abhängen [Wei052]. In Abschnitt 3.3 wird die Effizienz des Interferometers in Abhängigkeit der Photonenenergie E untersucht. Eine einfache Methode, um eine Messung, die mit einem polychromatischen Röntgenspektrum durchgeführt wurde, quantitativ auszuwerten, besteht darin, dieser eine effektive Energie E_{eff} zuzuweisen [Pfe06]. In Abschnitt 3.3.4 wird dieser Ansatz numerisch begründet.

3.1.4 Propagation von Wellenfeldern

In Abschnitt 3.3 wird das Interferenzmuster hinter dem Phasengitter g_1 für verschiedene Anwendungsfälle simuliert. Hierzu wird die Wellenfunktion $u(x, y)$ in verschiedenen Ebenen, die parallel zu g_1 sind, berechnet. Im Folgenden werden die hierzu notwendigen Propagationsformeln dargestellt.

Mit dem Rayleigh-Sommerfeld-Integral [Goo68] lässt sich die Wellenfunktion $u(x, y)$ entlang der z -Achse von der Ebene L_1 zur nächsten Ebene L_2 propagieren:

$$u_2(x_2, y_2) = \frac{k}{2\pi i} \iint dx_1 dy_1 u_1(x_1, y_1) \frac{e^{ikr}}{r} \cos(\vec{n}_1, \vec{r}), \quad (3.16)$$

wobei:

- $k = 2\pi/\lambda$ die Wellenzahl im Vakuum,
- $u_1(x_1, y_1)$ die Wellenfunktion bei der Position (x_1, y_1) in L_1 ,
- $u_2(x_2, y_2)$ die Wellenfunktion bei der Position (x_2, y_2) in L_2 ,
- \vec{n}_1 der Normalenvektor von L_1 und
- \vec{r} ein Vektor ist, der (x_1, y_1) und (x_2, y_2) verbindet, und die Länge $r = |\vec{r}|$ hat.

Dabei wird angenommen, dass die Wellenfunktion u_1 innerhalb eines bestimmten Gebiets (z.B. des Lochs einer Lochblende) ungestört ist und dass außerhalb dieses Gebiets (z.B. der Blende der Lochblende) $u_1 = 0$ ist.

Falls der Abstand D zwischen den Ebenen L_1 und L_2 viel größer ist als der Teil von u_1 , der ungleich Null ist und viel größer als der betrachtete Teil von u_2 , können die folgenden Annahmen gemacht werden, um Gl. (3.16) weiter zu vereinfachen [Goo68]:

- $\cos(\vec{n}_1, \vec{r}) \approx 1$: Diese Näherung ist zu 5 % genau, falls der Winkel (\vec{n}_1, \vec{r}) kleiner als 18° ist.
- Fresnelnäherung: Der Abstand r wird in 2. Ordnung genähert mit: $r \approx D + \left[(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 \right] / 2D$, wobei D der Abstand zwischen den Ebenen L_1 und L_2 ist. Eine ausreichende Bedingung für die Gültigkeit dieser Gleichung ist $D^3 \gg \left[(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 \right]_{\max}^2 \cdot \pi / 4\lambda$. Diese Bedingung kann für kleine Propagationsabstände der in dieser Arbeit dargestellten Interferenzmuster verletzt sein. Die Fresnelnäherung bleibt jedoch häufig gültig, obwohl die zuvor genannte Bedingung verletzt ist, weil nach dem Prinzip der stationären Phasen

(Stationary Phase Principle, [Goo68, Bor02]) der wesentliche Beitrag zum Integral aus einem kleinen Bereich in der Nähe des Punktes $(x_1 = x_2, y_1 = y_2)$ stammt.

Unter diesen Annahmen lässt sich Gl. (3.16) zu einer Faltungsoperation reduzieren [Goo68]:

$$u_2(x, y) = u_1(x, y) \otimes \frac{1}{i\lambda D} \exp\left(i \frac{k}{2D} (x^2 + y^2)\right), \quad (3.17)$$

wobei \otimes für die Faltungsoperation steht.

3.2 Versuchsaufbau

3.2.1 Aufbau für die Experimente

Der für die Experimente verwendete Versuchsaufbau ist in Abb. 3.4 dargestellt.

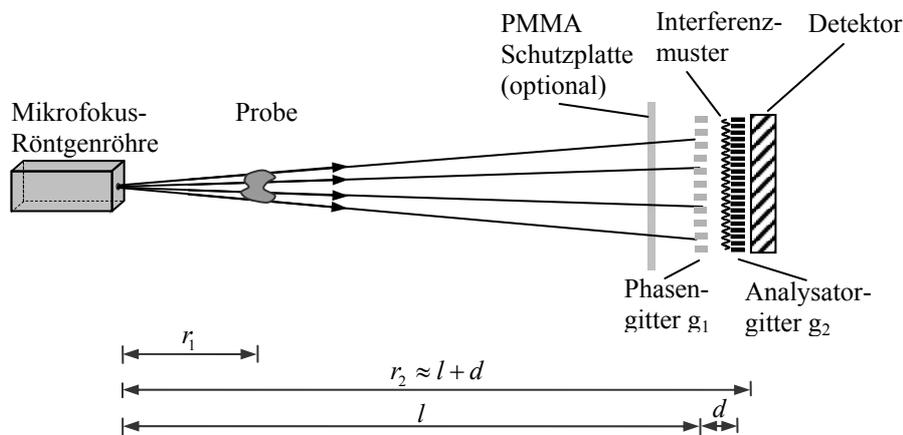


Abb. 3.4: Aufbau zur differentiellen Phasenkontrastbildung mit Projektionsvergrößerungsgeometrie

Eine Mikrofokus-Röntgenröhre der Firma Hamamatsu mit einem W-Target und einer Fokusgröße ξ_{DIN} von $8\ \mu\text{m}$ (Herstellerangaben, basierend auf DIN EN 12543-5) wurde verwendet. Diese Röntgenquelle wurde bei einer Anodenspannung von $50\ \text{kV}$ und einer Röhrenleistung von $5\ \text{Watt}$ betrieben.

Das Interferometer ist für eine Photonenenergie von $E_0 = 17,5\ \text{keV}$ ausgelegt. Bei dieser Energie schieben die $23\ \mu\text{m}$ hohen Si-Stege des Phasengitters g_1 die Phase der Röntgenwellen um π . Zudem wurden die fraktionalen Talbotabstände für diese Energie berechnet.

Das Analysatorgitters g_2 weist $24\ \mu\text{m}$ hohe Stege aus Gold mit einer Gitterperiode von $2\ \mu\text{m}$ auf. Der Abstand zwischen Quelle und Detektor betrug $r_2 = 1770\ \text{mm}$ und entspricht in Näherung dem Abstand $l + d$ zwischen Quelle und Analysatorgitter g_2 . Das Tastverhältnis (Verhältnis der Linienbreite zur Periode des Gitters) von g_1 und g_2 beträgt ca. $0,5$.

Experimentell wurden zwei unterschiedliche Abstände d zwischen Phasen- und Analysatorgitter untersucht. Hierzu wurde die Position des Phasengitters g_1 , d. h. der Abstand l zwischen der Röntgenquelle und g_1 variiert. Die Gitterperiode und die Position von g_2 wurden nicht verändert, insbesondere wegen der relativ aufwendigen Herstellung von

Analysatorgittern. Somit muss nach Gl. (3.6) bzw. (3.7) bei Untersuchung eines anderen Zwischengitterabstandes d die Periode p_1 des Phasengitters variiert werden. Hierdurch ändert sich wiederum leicht die Größe des Interferenzmusters. Um p_1 zu variieren, waren zwei unterschiedliche Phasengitter verfügbar. Diese hatten eine Gitterperiode p_1 von $3,94 \mu\text{m}$ bzw. $3,82 \mu\text{m}$ und waren für eine Anwendung bei einem Zwischengitterabstand entsprechend dem ersten ($m=1$) und dem dritten ($m=3$) fraktionalen Talbotabstand (für eine Photonenenergie von $17,5 \text{ keV}$) konzipiert.

Als Detektor diente eine CCD Kamera, die mit einer Objektivlinse an einen $600 \mu\text{m}$ dicken CsI-Szintillator der Fa. Hamamatsu angekoppelt wurde. Dieser unkonventionelle Aufbau wurde wegen der in diesem Fall einfacheren Ansteuerung als Prototyp verwendet. Die Ortsauflösung von ca. $100 \mu\text{m}$ war durch den Szintillator gegeben, wohingegen eine minimale Pixelgröße von $50 \mu\text{m}$ möglich war.

Um einer Beschädigung des Interferometers durch Unachtsamkeit beim Experimentieren vorzubeugen, befand sich bei den in Abschnitt 3.4.1, 3.4.2 und 3.4.3 dargestellten Messungen zudem eine ca. 5 mm dicke Polymethylmethacrylat (PMMA) Schutzplatte im Strahlpfad vor dem Interferometer, bei den in Abschnitt 3.4.4 dargestellten Messungen an Röntgenlinsen jedoch nicht. Durch die PMMA-Schutzplatte verschiebt sich die mittlere Photonenenergie geringfügig, d. h. um weniger als 1 keV (bei einem W-Spektrum für 50 kV Anodenspannung, welches die Absorption der beiden $0,28 \text{ mm}$ dicken Si-Wafer der Gitter beinhaltet [Ank00, Hub95]).

3.2.2 Aufbau für die Simulationen

Der den Simulationsrechnungen zugrunde gelegte Versuchsaufbau lehnt sich weitgehend an den tatsächlichen Versuchsaufbau an. Das Interferometer hat dieselbe Designenergie von $E_0 = 17,5 \text{ keV}$ und das Tastverhältnis von g_1 und g_2 beträgt $0,5$.

Zur Berechnung des Interferenzmusters für polychromatische Röntgenstrahlung wurde ein effektives Photonenenergiespektrum $w_{eff}(E)$ nach Gl. (2.16) verwendet. Dieses basiert auf einem tabellierten Photonenenergiespektrum für Wolfram als Anodenmaterial bei einer Beschleunigungsspannung von 50 kV [Ank00]. In das effektive Photonenenergiespektrum $w_{eff}(E)$ nach Gl. (2.16) wurden zusätzlich die Detektionseffizienz des Szintillators [Hub95] und die durch diverse Objekte im Strahlengang hervorgerufene Strahlaufhärtung [Hub95] integriert (siehe Abb. 3.5). Es wurde angenommen, dass sich keine PMMA-Schutzplatte im Strahlengang befindet. Das effektive Photonenenergiespektrum $w_{eff}(E)$ nimmt sein Maximum bei ca. 24 keV und seine Halbwerte bei 16 bzw. 40 keV an.

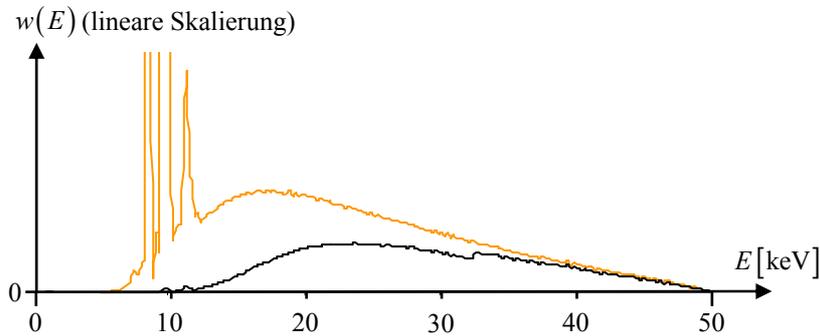


Abb. 3.5: Photonenenergiespektrum (Wahrscheinlichkeitsdichte der Energie eines emittierten Photons) für Wolfram als Anodenmaterial bei einer Anodenspannung von 50 kV.

- (—) Spektrum $w(E)$, bei dem nur die Selbstabsorption der Anode, das 1 mm dicke Be Austrittsfenster der Röntgenröhre und 1689 mm Luft im Strahlpfad betrachtet wird.
- (—) Effektives Spektrum $w_{\text{eff}}(E)$ entsprechend Gl. (2.16), das auch die Detektionseffizienz des 600 μm dicken CsI Szintillators, die Strahlaufhärtung durch die beiden 280 μm dicken Si-Wafer der Gitter, eine 1 μm dicke Goldschicht auf dem Analysatorgitter [Dav07] und das 0,5 mm dicke Szintillatorsubstrat aus amorphem Kohlenstoff enthält; Spektrum aus [Ank00]; Schwächungs-/Absorptionskoeffizienten aus [Hub95].

Zur Berechnung des Interferenzmusters für eine ausgedehnte Röntgenquelle wurde angenommen, dass die örtliche Intensitätsverteilung der Röntgenquelle einer Gaußverteilung mit einer Halbwertsbreite von $\xi_{FWHM} = 7,5 \mu\text{m}$ folgt. Dies entspricht einer Quellgröße von $\xi_{DIN} = 8 \mu\text{m}$, wenn diese unter idealisierten Bedingungen nach DIN EN 12543-5 bestimmt wird, und damit den Herstellerangaben der für die Phasenkontrastmessungen verwendeten Röntgenröhre.

Bei der experimentellen Untersuchung verschiedener Zwischengitterabstände wurde die Position und die Periode p_1 des Phasengitters g_1 verändert. Nach Gl. (3.4), (3.6) und (3.7) ändern sich dadurch die Abmessungen des Interferenzmusters.

Um basierend auf einem einzelnen Bild des Interferenzmusters verschiedene Zwischengitterabstände d zu untersuchen, wurde bei den Simulationen der Abstand $l = 1689 \text{ mm}$ zwischen der Quelle und g_1 sowie die Periode $p_1 = 4 \mu\text{m}$ von g_1 konstant gehalten und die Position und die Gitterperiode p_2^* des Analysatorgitters g_2 nach Gl. (3.6) bzw. (3.7) variiert. Diese Abweichungen der Abmessungen des für die Simulationen angenommenen Aufbaus vom realen Aufbau haben nur einen geringfügigen Einfluss auf die Abmessungen des Interferenzmusters nach Gl. (3.3) - (3.7), keinen Einfluss jedoch auf die beobachteten Effekte.

3.3. Simulationen

Im Folgenden wird das Interferenzmuster hinter dem Phasengitter g_1 an Hand von Simulationsrechnungen untersucht [3,6]. Dies wird schrittweise durchgeführt: Zunächst wird die Intensitätsverteilung für eine monochromatische Punktquelle bei unterschiedlichen Energien diskutiert (Abschnitt 3.3.2). Anschließend wird dann das Interferenzmuster für ein polychromatisches Photonenenergiespektrum und eine ausgedehnte Quelle untersucht (Abschnitt 3.3.3). Die Ergebnisse für monochromatische Röntgenstrahlung dienen unter anderem zur Erklärung der im polychromatischen Fall beobachteten Effekte. Als Grundlage für die in Abschnitt 3.4 dargestellten quantitativen Phasenmessungen wird schließlich basierend auf Simulationsdaten dargestellt, wie sich Messdaten, die mit polychromatischer Röntgenstrahlung gewonnen wurden, quantitativ interpretieren lassen (Abschnitt 3.3.4).

3.3.1 Durchführung der Simulationsrechnungen

Die Simulation beginnt bei einer Punktquelle. Das Wellenfeld in der Ebene des Phasengitters g_1 lässt sich mit geringem Rechenaufwand mit Hilfe von Gl. (3.16) berechnen, da sich die Integration über die Quellebene auf einen einzelnen Term reduzieren lässt. Das Phasengitter g_1 wird auf eine Ebene reduziert und mit Hilfe von Gl. (2.2) mit Brechungsindizes aus [Cha95] beschrieben. Das Wellenfeld in den Ebenen hinter g_1 ergibt sich aus Gl. (3.17), die sich effizient mit einer schnellen Fouriertransformation (Fast Fourier Transform, FFT) implementieren lässt. Um Rundungsfehler gering zu halten, werden so wenige Propagationsschritte wie möglich verwendet. Deshalb werden alle Ebenen der Intensitätsverteilung hinter g_1 mit einem Propagationsschritt von g_1 aus berechnet. Aus der Wellenfunktion $u(x, y, z)$ lässt sich die Intensität (Energiedichte) $I(x, y, z)$ mit Hilfe von Gl. (2.3) bestimmen. Eine Implementierung in C++ von Gl. (3.16), (3.17), (2.2) und (2.3) sowie einer Materialdatenbank mit Brechungsindizes nach [Cha95] wurde freundlicherweise von Christian Schroer, TU-Dresden, zur Verfügung gestellt.

Die ortsaufgelöste Intensitätsverteilung des Interferenzmusters hinter dem Phasengitter g_1 ist, abgesehen von einer lateralen und longitudinalen Streckung durch den divergenten Strahl nach Gl. (3.4), (3.6) und (3.7), periodisch in den Richtungen senkrecht zu den Gitterlinien. Somit lässt sich die Gültigkeit der Fresnelnäherung für geringe Propagationsabstände durch Vergleich der Interferenzmuster für kleine Propagationsabstände mit denen für große Propagationsabstände prüfen.

Eine ausgedehnte sowie eine polychromatische Quelle kann mit Hilfe von vielen monochromatischen Punktquellen simuliert werden, die die spektrale und räumliche Intensitätsverteilung der Quelle nachbilden. Da die einzelnen Quellen in keinerlei Phasenbe-

ziehung zu einander stehen, entspricht die Summe der Intensitätsverteilungen $I(x, y)$ der Interferenzmuster dieser monochromatischen Quellen der Intensitätsverteilung für eine ausgedehnte oder polychromatische Quelle [Cow951].

Um aus der Röntgenintensität einen Grauwert abzuleiten, den man mit dem Detektor messen würde, wird das in Abb. 3.5 dargestellte, nach Gl. (2.16) berechnete effektive Photonenenergiespektrum $w_{eff}(E)$ [1/eV] verwendet.

In Analogie zu Gl. (2.17) kann für einen energieintegrierenden Detektor der gemessene Grauwert Γ berechnet werden mit:

$$\Gamma(x, y) \propto \int dE E \cdot w_{eff}(E) \cdot I_{norm}(E, x, y), \quad (3.18)$$

wobei $I_{norm}(E, x, y)$ die Intensitätsverteilung des Interferenzmusters bei der Detektorebene für eine Punktquelle mit normierter Intensität mit der Energie E ist.

Für eine ausgedehnte Quelle lässt sich die Grauwertverteilung Γ_{ext} aus der Grauwertverteilung Γ_{point} für eine Punktquelle mit folgendem Ausdruck berechnen (in Analogie zu [Wei06]):

$$\Gamma_{ext}(x, y) = \Gamma_{point}(x, y) \otimes \left(f \left(-x \cdot \frac{l}{d}, -y \cdot \frac{l}{d} \right) \right), \quad (3.19)$$

wobei $f(x, y)$ die räumliche Quellintensitätsverteilung, l der Abstand zwischen der Quelle und dem Phasengitter g_1 und d der Abstand zwischen dem Phasengitter g_1 und dem Detektor ist.

3.3.2 Interferenzmuster monochromatischer Punktquellen

3.3.2.1 Interferenzmuster

In Abb. 3.6 wird das Interferenzmuster hinter dem Si-Phasengitter g_1 für eine monochromatische Punktquelle mit einer Energie E , die mit der Designenergie E_0 des Phasengitters übereinstimmt, dargestellt. Die Abbildung zeigt, dass bei den fraktionalen Talbotabständen von ungerader Ordnung rechteckige Intensitätsvariationen mit einem Breitenverhältnis der Minima und Maxima von 1:1 beobachtet werden können. Die Periode p_2^* des Musters entspricht in der Nähe des Phasengitters g_1 in etwa der halben Periode von g_1 und wächst mit dem Abstand von g_1 auf Grund der divergenten Ke-

gelstrahlgeometrie an (siehe Gl. (3.6) und (3.7)). Bei den fraktionalen Talbotabständen von gerader Ordnung weist die Intensitätsverteilung nahezu keine laterale Modulation auf.

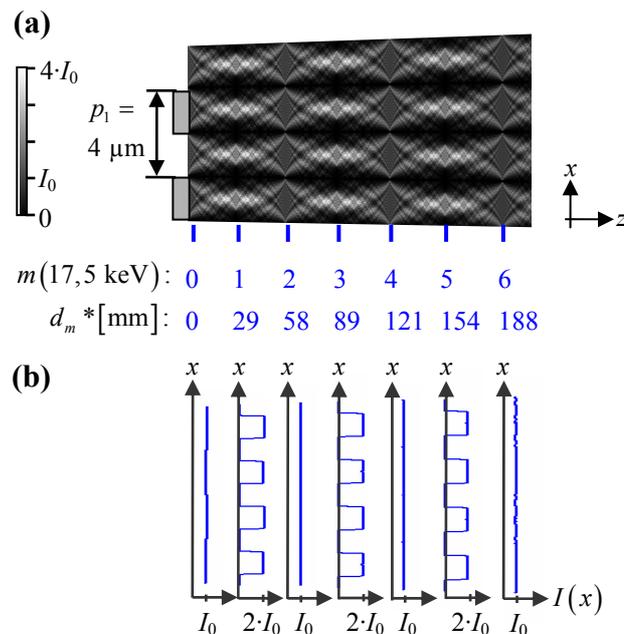


Abb. 3.6: Simuliertes Interferenzmuster für ein Si-Phasengitter bei einer monochromatischen Punktquelle mit einer Photonenenergie $E = 17,5 \text{ keV}$, die mit der Designenergie $E_0 = 17,5 \text{ keV}$ des Phasengitters übereinstimmt.

- (a) Farbkodiertes Bild der Intensitätsverteilung;
 (b) Intensität I als Funktion der transversalen Koordinate x bei den fraktionalen Talbotabständen;
 (—) fraktionale Talbotabstände; die fraktionalen Talbotabstände d_m^* und deren Ordnungen m sind angegeben.

Die einfallende Röntgenintensität bei der Ebene des Phasengitters wird mit I_0 abgekürzt.

In Abb. 3.7 wird das Interferenzmuster hinter einem Phasengitter, das für $E_0 = 17,5 \text{ keV}$ ausgelegt ist, für eine Energie der einfallenden Photonen von $E = 23,3 \text{ keV}$ dargestellt.

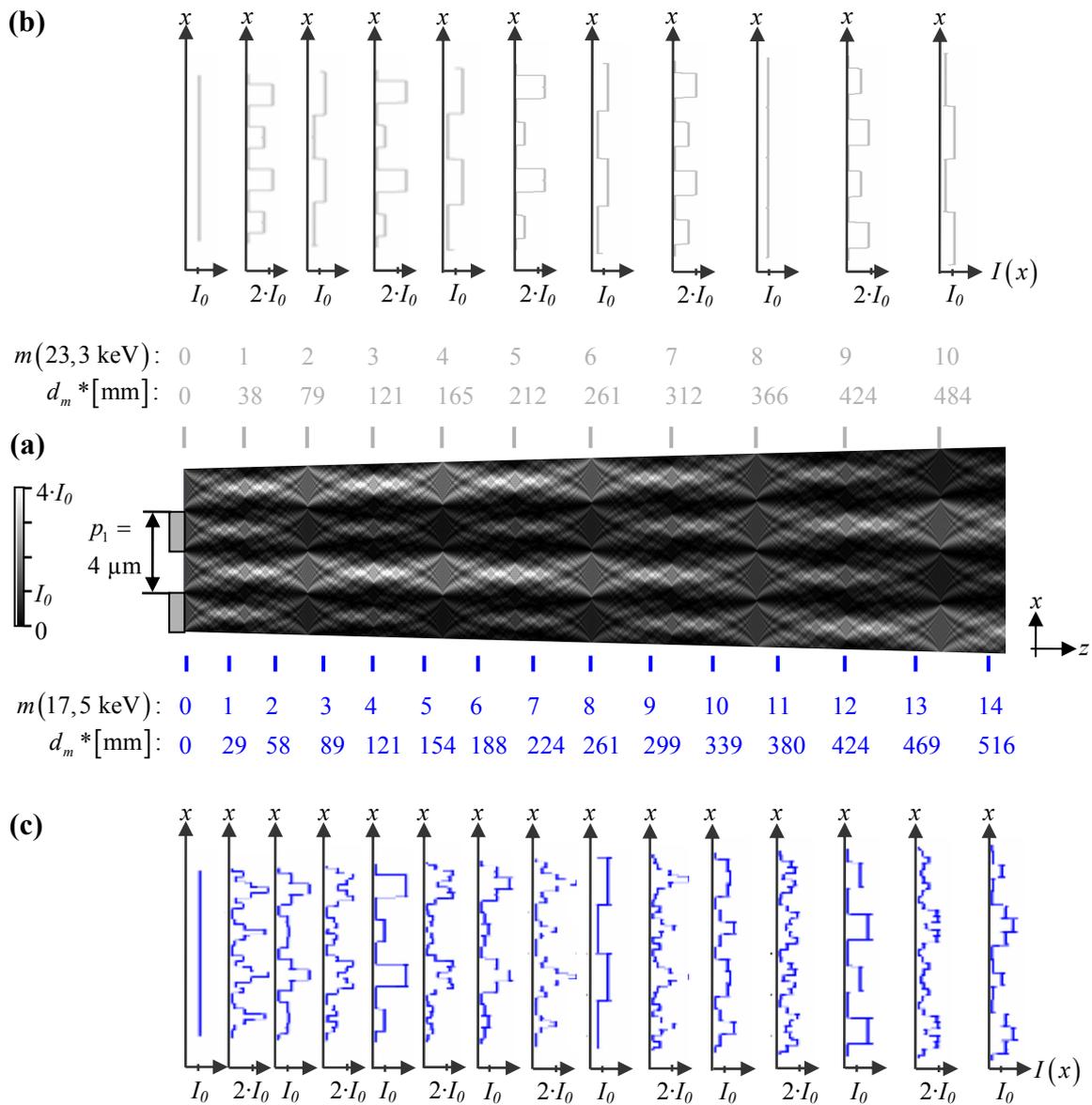


Abb. 3.7 : Simuliertes Interferenzmuster hinter einem Si-Phasengitter. Das Phasengitter ist für eine Photonenenergie von $E_0 = 17,5 \text{ keV}$ ausgelegt, wohingegen die Energie der einfallenden Photonen $E = 23,3 \text{ keV}$ beträgt.

(a) Farbkodierte Intensitätsverteilung;

(—) fraktionale Talbotabstände, die für eine Energie von $E = 23,3 \text{ keV}$ berechnet wurden;

(—) fraktionale Talbotabstände für $E_0 = 17,5 \text{ keV}$; die fraktionalen Talbotabstände d_m^* und deren Ordnungen m sind angegeben.

(b) Intensität $I(x)$ als Funktion der transversalen Koordinate x bei den fraktionalen Talbotabständen für $E = 23,3 \text{ keV}$;

(c) $I(x)$ bei den fraktionalen Talbotabständen für $E_0 = 17,5 \text{ keV}$.

Die einfallende Röntgenintensität bei der Ebene des Phasengitters wird mit I_0 abgekürzt.

Bei dem in Abb. 3.7 dargestellten Interferenzmuster können im Vergleich zu dem in Abb. 3.6 gezeigten Muster folgende drei Effekte beobachtet werden:

- (i) Das Interferenzmuster ist in Propagationsrichtung z gestreckt (siehe Abb. 3.7 (a)), da die fraktionalen Talbotabstände nach Gl. (3.3) proportional zur einfallenden Röntgenphotonenenergie sind.
- (ii) Das Interferenzmuster ist verzerrt (siehe Abb. 3.7 (a, b)). Dies liegt daran, dass der Phasenschub der Stege des Phasengitters, das für $E_0 = 17,5$ keV ausgelegt ist, nur ungefähr $0,75 \pi$ bei Röntgenstrahlung mit einer Energie von $E = 23,3$ keV beträgt.
- (iii) Abgesehen von einer longitudinalen und transversalen Streckung, die durch die Kegelstrahlgeometrie verursacht wird (Gl. (3.4), (3.6) und (3.7)), und einer seitlichen Verschiebung um p_2^* , ist das Muster periodisch in Abständen d_m^* (berechnet für die Energie E der einfallenden Photonen) mit $m = 8 \cdot \mathbb{N}$, wobei \mathbb{N} eine natürliche Zahl ist. Dieses Verhalten wird als (**nicht**-fraktionaler) Talbot Effekt bezeichnet [Gui04].

Das Interferenzmuster weist auch bei den fraktionalen Talbotabständen, die für $E_0 = 17,5$ keV berechnet wurden, einen hohen Kontrast auf (siehe Abb. 3.7 (c)).

3.3.2.2 Abtastung mit einem Analysatorgitter

Um den Kontrast des Interferenzmusters quantitativ zu charakterisieren, wurde das Abtasten des Musters mit dem Analysatorgitter simuliert (nach Gl. (2.6) mit Schwächungskoeffizienten aus [Bre92]) und die Visibility ν für die Oszillationen der auf ein Detektorpixel fallenden Röntgenintensität (in Analogie zu den in Abb. 3.3 dargestellten Grauwertoszillationen) nach Gl. (3.1) bestimmt.

In Abb. 3.8 (a-c) wird durch den grünen Graph (ooo,—) die auf diese Weise bestimmte Visibility $\nu(E)$ für ein Interferometer, das für eine Photonenenergie von $E_0 = 17,5$ keV ausgelegt ist, als Funktion der Energie einer monochromatischen punktförmigen Röntgenquelle gezeigt. Als Abstand zwischen Phasen- und Analysatorgitter wurde der erste (Abb. 3.8 (a)), dritte (Abb. 3.8 (b)) bzw. fünfzehnte (Abb. 3.8 (c)) fraktionale Talbotabstand gewählt. Es wurde angenommen, dass ein ideales Analysatorgitter mit einem Tastverhältnis von 0,5 und Stegen, die die einfallenden Röntgenstrahlen zu 100 % schwächen, verwendet wird.

Bei $E = E_0 = 17,5$ keV nimmt $\nu(E)$ bei allen fraktionalen Talbotabständen nahezu den Wert eins an. Die Graphen zeigen, dass die Interferenzmuster für einen weiten Energiebereich um die Designenergie E_0 des Interferometers einen hohen Kontrast aufweisen, außer bei einigen Nullstellen und deren Umgebung. Das Verhalten der Kurven wird durch die Effekte bestimmt, die zuvor für das in Abb. 3.7 dargestellte Interferenzmuster diskutiert wurden:

- (i) Bei Variation der Energie E der einfallenden Photonen wird das Interferenzmuster in der Propagationsrichtung z gestreckt. Da der Abstand zwischen Phasen- und Analysatorgitter nicht geändert wird, wird das Interferenzmuster normalerweise nicht bei den ungeraden fraktionalen Talbotabstände für die Energie E der einfallenden Photonen abgetastet. In Abhängigkeit der Energie E der einfallenden Photonen erniedrigt sich hierdurch die Visibility ν . Beispielsweise wird bei einem Abstand zwischen Phasen- und Analysatorgitter von 89 mm, was bei einer Photonenenergie von $E_0 = 17,5$ keV dem dritten fraktionalen Talbotabstand entspricht, eine Visibility nahe Null beobachtet, falls die Energie der einfallenden Photonen $E = 26,25$ keV beträgt (siehe Abb. 3.8 (b), grüner Graph (ooo,—)). Das liegt daran, dass bei $E = 26,25$ keV der zweiten fraktionale Talbotabstand 89 mm beträgt. Eine bestimmte Streckung des Interferenzmusters in Propagationsrichtung verursacht eine größere Verschiebung bei größeren Abständen vom Phasengitter. Somit liegen die Nullstellen von $\nu(E)$ mit wachsendem Abstand zwischen dem Phasen- und Analysatorgitter immer dichter (siehe Abb. 3.8 (a-c), grüner Graph (ooo,—)).
- (ii) Falls sich die Energie E der einfallenden Photonen von der Designenergie des Interferometers E_0 unterscheidet, ist das Interferenzmuster verzerrt. Dadurch erniedrigt sich auch die Visibility ν . Beispielsweise wird bei allen fraktionalen Talbotabständen eine Visibility nahe Null beobachtet, falls der durch die Stege des Phasengitters verursachte Phasenschub $\mathbb{N}_0 \cdot 2\pi$ beträgt, wobei \mathbb{N}_0 eine natürliche Zahl oder Null ist. Dies ist der Fall für Photonenenergien von ca. 4,375 keV, 8,75 keV und für $E \rightarrow \infty$ (siehe Abb. 3.8 (a-c), grüne Graphen (ooo,—)). Falls der durch das Phasengitter verursachte Phasenschub $(\mathbb{N}_0 \cdot 2 + 1) \cdot \pi$ beträgt und das Muster bei den fraktionalen Talbotabständen von ungerader Ordnung für die Energie der einfallenden Photonen E gescannt wird, ist die Visibility ν nahezu eins, z.B. für Photonenenergien E von ungefähr 5,83 keV und 17,5 keV (siehe Abb. 3.8 (a-c), grüne Graphen (ooo,—)).

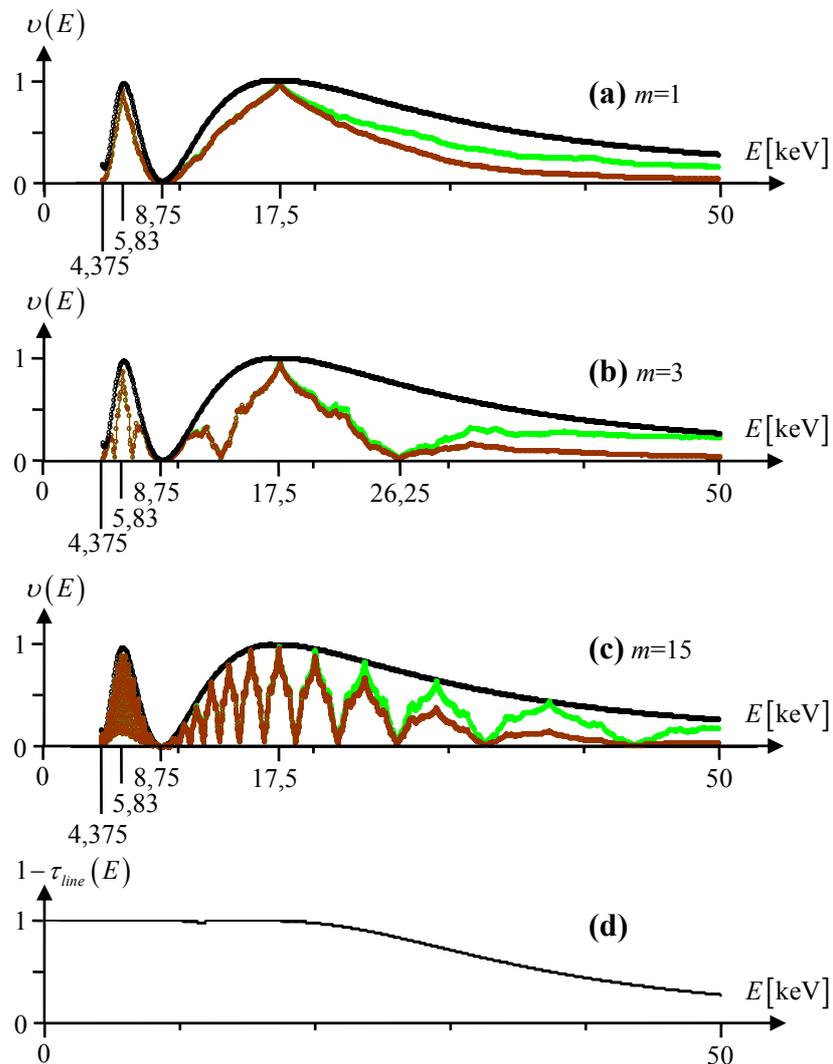


Abb. 3.8: Visibility $v(E)$ des simulierten Interferenzmusters als Funktion der Energie E der einfallenden Röntgenquanten für verschiedene Analysatorgitter und verschiedene Abstände zwischen Phasen- und Analysatorgitter.

- (a) erster fraktionaler Talbotabstand ($m = 1$);
- (b) dritter fraktionaler Talbotabstand ($m = 3$);
- (c) fünfzehnter fraktionaler Talbotabstand ($m = 15$);
- (ooo,—) mit einem idealen Analysatorgitter abgetastet, dessen Stege die einfallende Röntgenstrahlung zu 100 % absorbieren, fraktionale Talbotabstände für die Designenergie $E_0 = 17,5$ keV des Interferometers berechnet;
- (ooo,—) mit einem idealen Analysatorgitter abgetastet, fraktionale Talbotabstände für die Energie E der einfallenden Photonen berechnet;
- (ooo,—) mit einem Analysatorgitter abgetastet, das $24 \mu\text{m}$ hohe Goldstege aufweist, fraktionale Talbotabstände für die Designenergie $E_0 = 17,5$ keV des Interferometers berechnet;
- (d) Absorption $1 - \tau_{line}(E)$ von $24 \mu\text{m}$ Gold als Funktion der Photonenenergie E [Bre92].

Diese beiden Effekte überlagern sich. In Abb. 3.8 (a-c) wird durch die schwarze Kurve (ooo,—) die Visibility $\nu(E)$ gezeigt, die zu erwarten wäre, wenn das Analysatorgitter bei Variation der Photonenenergie E so verschoben würde, dass es immer bei einem fraktionalen Talbotabstand von ungerader Ordnung für die Photonenenergie E ist. Sie bildet eine Einhüllende für die unter Annahme eines festen Abstands zwischen Phasen- und Analysatorgitter berechnete Visibility $\nu(E)$ (Abb. 3.8 (a-c), grüne Graphen (ooo,—)). Dies zeigt, dass die Visibility bei den fraktionalen Talbotabständen von ungerader Ordnung maximal ist.

Nach obiger Darstellung sollte die schwarze Einhüllende (ooo,—) bei $E = 4,375$ keV den Wert 0 aufweisen, da der durch das Phasengitter g_1 verursachte Phasenschub 4π beträgt und somit die durch die Stege von g_1 transmittierten Röntgenstrahlen mit den durch die Lücken von g_1 transmittierten Röntgenstrahlen in Phase sind. Dies ist aber nicht der Fall (siehe Abb. 3.8 (a-c)). Zu solchen Abweichungen der simulierten Daten von dem auf Grund der beiden zuvor diskutierten Effekte zu erwartenden Verhalten kommt es, da die Visibility $\nu(E)$ für diskrete Energiepunkte berechnet wird und da die Stege des simulierten Si-Phasengitters – insbesondere bei niedrigen Photonenenergien – eine gewisse Röntgenabsorption zeigen, wodurch das Muster verzerrt wird.

3.3.2.3 Einfluss der Absorption der Stege des Analysatorgitters

Die Diskussion wurde bisher für ein ideales Analysatorgitter g_2 durchgeführt. Die Stege dieses Gitters absorbieren die einfallenden Röntgenstrahlen zu 100 %. In Abb. 3.8 (a-c) wird durch die braunen Graphen (ooo,—) die Visibility ν für ein Analysatorgitter mit $24\ \mu\text{m}$ hohen Goldstegen dargestellt und in Abb. 3.8 (d) die Absorption $1 - \tau_{line}$ von $24\ \mu\text{m}$ Gold als Funktion der Photonenenergie E . Die Daten zeigen, dass sich die Visibility reduziert, falls die Stege des Analysatorgitters die einfallenden Röntgenstrahlen nicht vollständig absorbieren.

Eine analytische Beschreibung dieses Effekts lässt sich durch Betrachtung der beiden Grenzfälle des Abtastprozesses des Interferenzmusters mit dem Analysatorgitter g_2 herleiten: (i) die Analysatorgitterpositionen χ_{min} , bei denen sich die absorbierenden Stege des Analysatorgitters an der Position der Maxima des Interferenzmusters befinden und bei denen die Minima Γ_{min} der Grauwertoszillationen beobachtet werden, und (ii) die Analysatorgitterpositionen χ_{max} , bei denen sich die absorbierenden Stege des Analysatorgitters bei den Minima des Interferenzmusters befinden und bei denen die Maxima Γ_{max} der Grauwertoszillationen beobachtet werden. Es wird angenommen, dass das Analysatorgitter ein Tastverhältnis von 0,5 aufweist und dass sich die Analysatorgitterpositionen χ_{min} in der Mitte zwischen den Analysatorgitterpositionen χ_{max} befinden. In diesem Fall sind die Stege des bei χ_{min} positionierten Analysatorgitters genau an der-

selben Position wie die Lücken des bei χ_{max} positionierten Analysatorgitters. Zudem haben sie dieselbe Breite. Somit lassen sich die Maxima $I_{max}(\tau_{line})$ und die Minima $I_{min}(\tau_{line})$ der Oszillationen der auf ein Detektorpixel fallenden Röntgenintensität während des Abtastprozesses für ein Analysatorgitter mit Stegen, die einen Anteil von τ_{line} der einfallenden Röntgenquanten transmittieren (d.h. nicht absorbieren; Streuung wird vernachlässigt), berechnen mit:

$$I_{max}(\tau_{line}) = I_{max}(\tau_{line} = 0) + \tau_{line} \cdot I_{min}(\tau_{line} = 0), \quad (3.20)$$

$$I_{min}(\tau_{line}) = I_{min}(\tau_{line} = 0) + \tau_{line} \cdot I_{max}(\tau_{line} = 0), \quad (3.21)$$

wobei $I_{max}(\tau_{line} = 0)$ und $I_{min}(\tau_{line} = 0)$ die entsprechenden Intensitäten für ein ideales Analysatorgitter sind.

Hiermit lässt sich folgende Beziehung aus Gl. (3.1) ableiten:

$$\nu(\tau_{line}) = \frac{1 - \tau_{line}}{1 + \tau_{line}} \cdot \nu(\tau_{line} = 0), \quad (3.22)$$

wobei $\nu(\tau_{line})$ die Visibility für ein Analysatorgitter mit Stegen ist, die eine Röntgen-Transmission von τ_{line} aufweisen, und $\nu(\tau_{line} = 0)$ die Visibility für ein ideales Analysatorgitter. Bei dieser Berechnung wurde die durch Streuung verursachte Strahlschwächung der Gitterstege vernachlässigt. Dies stellt eine gute Näherung dar, da bei Materialien von hoher Kernladungszahl die Strahlschwächung bis zu sehr hohen Röntgenphotonenenergien (z.B. bis ca. 500 keV bei Gold [Ber06]) durch Photoabsorption dominiert wird.

Das in Abb. 3.8 dargestellte Verhalten wird durch Gl. (3.22) gut vorhergesagt. Die Visibility für ein Analysatorgitter mit 24 μm hohen Goldstegen wurde mit Gl. (3.22) aus den in Abb. 3.8 dargestellten Simulationsdaten für ein ideales Analysatorgitter berechnet. Das Ergebnis weicht von der ebenfalls in Abb. 3.8 dargestellten direkt durch Simulation der Abtastung mit dem Goldgitter bestimmten Visibility um maximal 0,008 ab.

3.3.3 Interferenzmuster ausgedehnter und polychromatischer Quellen

3.3.3.1 Interferenzmuster

Das Interferenzmuster für das in Abb. 3.5 dargestellte effektive Photonenenergiespektrum wurde durch inkohärente Überlagerung der Interferenzmuster mehrerer monoenergetischer Röntgenquellen nach Gl. (3.18) simuliert. Es ist in Abb. 3.9 (a) dargestellt. Mit Hilfe von Gl. (3.19) wurde aus den Daten das Interferenzmuster für eine ausgedehnte polychromatische Quelle mit einer Halbwertsbreite von $\xi_{FWHM} = 7,5 \mu\text{m}$ abgeleitet. Dieses wird in Abb. 3.9 (b) gezeigt. Da die Bilder nach Gl. (3.18) mit einem effektiven Spektrum, das die Detektoreffizienz und Strahlaufhärtung enthält, berechnet wurden, stellen diese die Interferenzmuster in der Form von Grauwerten dar, die die Röntgenstrahlung bei dem verwendeten Detektor hervorrufen würde.

Abb. 3.9 zeigt qualitativ, dass die im monochromatischen Fall stark ausgeprägten Intensitätsfluktuationen bei einem realistischen Photonenenergiespektrum in Propagationsrichtung nahezu verschwinden. Das liegt daran, dass die fraktionalen Talbotabstände nach Gl. (3.3) von der Energie abhängen. Somit werden für ein polychromatisches Photonenenergiespektrum mehrere Interferenzmuster mit unterschiedlichen fraktionalen Talbotabständen überlagert. Hierdurch heben sich die Intensitätsfluktuationen in Propagationsrichtung nahezu vollständig auf. Dies bedeutet, dass bei einem breiten polychromatischen Photonenenergiespektrum die Zwischengitterabstände, bei denen das Interferenzmuster in transversaler Richtung einen hohen lateralen Kontrast aufweist, nicht auf die fraktionalen Talbotabstände für die Designenergie E_0 des Interferometers beschränkt sind.

Des Weiteren zeigt Abb. 3.9 qualitativ, dass das Interferenzmuster bei einem realistischen Photonenenergiespektrum in transversaler Richtung einen relativ hohen Kontrast beibehält. Dies ist für eine gute Kombinierbarkeit des Interferometers mit polychromatischer Röntgenstrahlung entscheidend.

Zudem zeigt Abb. 3.9 (b) qualitativ, dass der laterale Kontrast des Interferenzmusters bei einer ausgedehnten Quelle mit wachsendem Abstand d vom Phasengitter abnimmt.

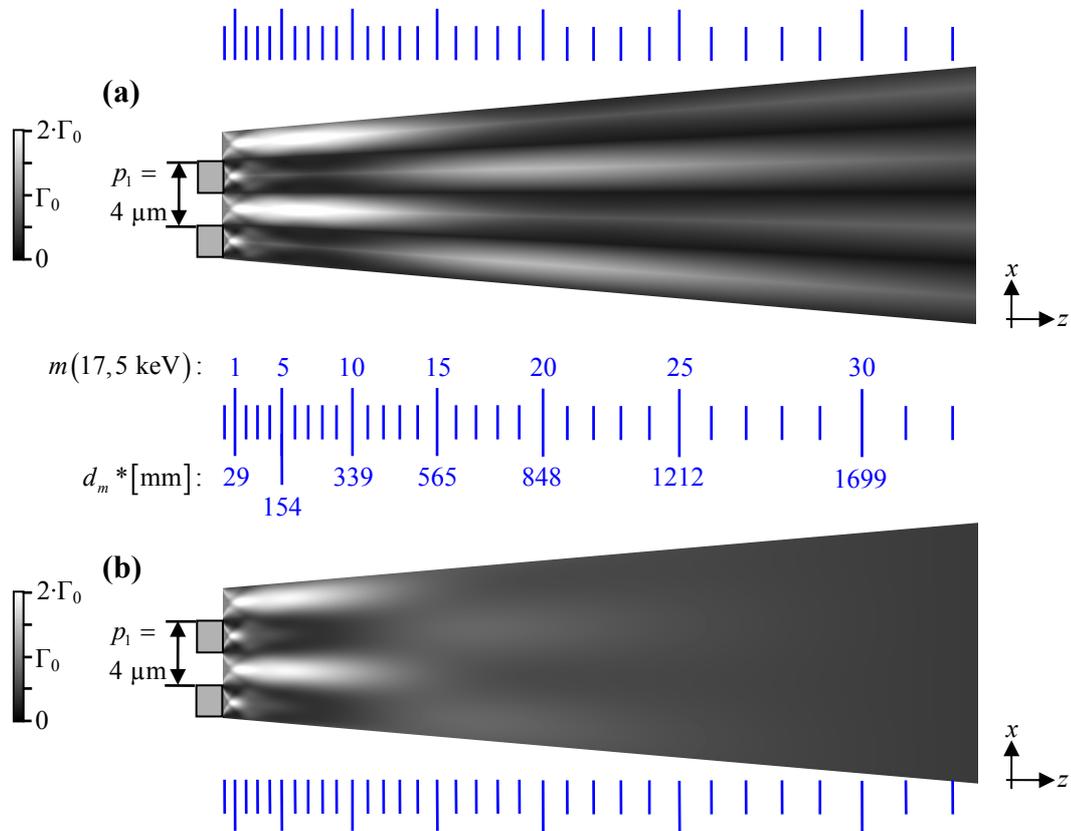


Abb. 3.9: Simuliertes Interferenzmuster hinter dem Phasengitter g_1 für das polychromatische Photonenenergiespektrum $w_{eff}(E)$. Das Phasengitter g_1 ist für eine Photonenenergie von $E_0 = 17,5$ keV ausgelegt. Die Bilder zeigen das Interferenzmuster in der Form von Grauwerten, die die Röntgenstrahlung bei dem verwendeten Detektor hervorrufen würde (siehe Text). Der entsprechende Grauwert bei der Ebene des Phasengitters g_1 wird mit Γ_0 abgekürzt.

- (a) Interferenzmuster für eine Punktquelle und
 (b) Interferenzmuster für eine ausgedehnte Quelle, deren Intensitätsverteilung einer Gaußverteilung mit einer Halbwertsbreite von $\xi_{FWHM} = 7,5 \mu\text{m}$ folgt.
 (—) Fraktionale Talbotabstände für die Designenergie des Interferometers von $E_0 = 17,5$ keV. Die fraktionalen Talbotabstände d_m^* und deren Ordnungen m sind angegeben.

3.3.3.2 Abtastung mit einem Analysatorgitter

Um den lateralen Kontrast des in Abb. 3.9 dargestellten Interferenzmusters quantitativ zu bestimmen, wurde der Abtastprozess mit dem Analysatorgitter simuliert und die Visibility ν_{poly} der so erhaltenen Grauwertoszillationen in Analogie zu Gl. (3.1) bestimmt mit:

$$\nu_{poly} = \frac{\Gamma_{max} - \Gamma_{min}}{\Gamma_{max} + \Gamma_{min}}, \quad (3.23)$$

wobei ν_{poly} die Visibility für polychromatische Röntgenstrahlung ist und Γ_{max} bzw. Γ_{min} der maximale bzw. minimale Wert der bei dem Abtastvorgang mit dem Analysatorgitter beobachteten Oszillationen des Grauwertes eines Detektorpixels (wie in Abb. 3.3 dargestellt) ist. In Abb. 3.10 wird die so bestimmte Visibility $\nu_{poly}(d)$ als Funktion des Abstandes d vom Phasengitter dargestellt.

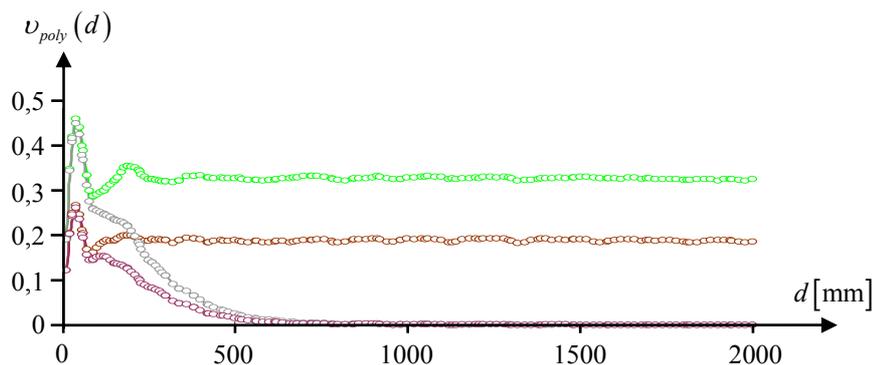


Abb. 3.10: Visibility $\nu_{poly}(d)$ des Interferenzmusters für das polychromatische Photonenenergiespektrum $w_{eff}(E)$ als Funktion des Abstandes d vom Phasengitter für eine Punktquelle und eine ausgedehnte Quelle, deren Form einer Gaußverteilung mit einer Halbwertsbreite von $\xi_{FWHM} = 7,5 \mu\text{m}$ folgt, abgetastet mit einem idealen Analysatorgitter mit Linien, die die einfallende Röntgenstrahlung zu 100 % schwächen, und mit einem realen Analysatorgitter mit $24 \mu\text{m}$ hohen Goldlinien (simulierte Daten).

- (—,ooo) Punktquelle, ideales Analysatorgitter;
- (—,ooo) Punktquelle, reales Analysatorgitter;
- (—,ooo) ausgedehnte Quelle, ideales Analysatorgitter;
- (—,ooo) ausgedehnte Quelle, reales Analysatorgitter.

Aus den simulierten Daten wurde für ein Analysatorgitter mit $24 \mu\text{m}$ hohen Goldstegen eine Visibility von $\nu = 0,24$ bzw. $\nu = 0,14$ für den ersten bzw. dritten fraktionalen Talbotabstand (berechnet für $E_0 = 17,5 \text{ keV}$) bestimmt. Dies stimmt mit den gemessenen

Werten von $\nu \approx 0,25$ bzw. $\nu \approx 0,15$ für den im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Versuchsaufbau (ohne die PMMA Schutzplatte im Strahlpfad) gut überein.

3.3.3.3 Mathematische Beschreibung und Erklärung

Um die in Abb. 3.10 dargestellten Ergebnisse zu erklären, wurde die Visibility ν_{poly} für das polychromatische Photonenenergiespektrum $w_{eff}(E)$ aus der Visibility $\nu(E)$ für eine monochromatische Röntgenquellen als Funktion von deren Energie berechnet. Hierzu wurde angenommen, dass das Maximum Γ_{max} und das Minimum Γ_{min} der Grauwertoszillationen eines Detektorpixels für eine polychromatische Röntgenquelle mit Gl. (3.18) aus den entsprechenden Maxima $I_{max}(E)$ und Minima $I_{min}(E)$ für monochromatische Röntgenquellen berechnet werden können. Das bedeutet, dass die Analysatorgitterpositionen, bei denen $I_{max}(E)$ und $I_{min}(E)$ beobachtet werden, nicht von der Photonenenergie E abhängen.

Mit diesen Annahmen lässt sich, wie in Anhang A dargestellt wird, aus Gl. (3.1), (3.18), (3.20), (3.21) und (3.23) der folgende Zusammenhang herleiten:

$$\nu_{poly} = \frac{\int dE E \cdot w_{eff}(E) \cdot \nu(E) \cdot (1 + \tau_{line}(E))}{\int dE E \cdot w_{eff}(E) (1 + \tau_{line}(E))}, \quad (3.24)$$

wobei ν_{poly} die Visibility für das polychromatische Photonenenergiespektrum $w_{eff}(E)$ ist und $\nu(E)$ die Visibility für die Photonenenergie E ist. Die in Abb. 3.10 dargestellten Ergebnisse werden durch Gl. (3.24) gut vorhergesagt: Die Visibility ν_{poly} für polychromatische Röntgenstrahlung, die mit Gl. (3.24) aus den Daten $\nu(E)$ (Abb. 3.8 (a-c)) berechnet wurde, weicht von den in Abb. 3.10 dargestellten Daten um nicht mehr als 0,009 ab.

Aus Gl. (3.24) geht hervor, dass der hohe laterale Kontrast des Interferenzmusters für eine polychromatische Röntgenquelle (siehe Abb. 3.9 und 3.10) eine direkte Konsequenz aus dem hohen Kontrast im monochromatischen Fall (siehe Abb. 3.8 (a-c)) ist.

Die grünen und braunen Graphen (—, ooo, —, ooo) in Abb. 3.10 zeigen, dass bei einer polychromatischen Punktquelle die Visibility ν nicht mit wachsendem Zwischengitterabstand abfällt. Dies wird erklärt durch Gl. (3.9) und die Tatsache, dass das Integral von $\nu(E)$ über ein passendes Energieintervall nicht signifikant abfällt, wenn der Zwischengitterabstand erhöht wird, obwohl sich $\nu(E)$ innerhalb der schwarzen Einhüllenden schneller verändert (siehe Abb. 3.8 (a-c)).

Der Abfall der Visibility des Interferenzmusters mit wachsendem Zwischengitterabstand d bei einer ausgedehnten Quelle wird durch die grauen und violetten Graphen (—, ooo, —, ooo) in Abb. 3.10 charakterisiert. Unter der Annahme eines sinusförmigen Interferenzmusters und einer Quelle, deren Form einer Gaußverteilung folgt, gilt folgender Zusammenhang [Wei06]:

$$v_{ext} = v_{point} \cdot \exp\left(-\left(1,887 \cdot \frac{\xi_{FWHM} \cdot d}{l \cdot p_2^*}\right)^2\right), \quad (3.25)$$

wobei v_{point} die Visibility für eine Punktquelle ist und v_{ext} die Visibility für eine ausgedehnte Quelle, deren Intensitätsverteilung einer Gaußverteilung mit einer Halbwertsbreite ξ_{FWHM} folgt.

Die in Abb. 3.10 dargestellten Ergebnisse werden durch Gl. (3.25) mit hoher Genauigkeit vorausgesagt: Mit Gl. (3.25) wurde die Visibility für die ausgedehnte Röntgenquelle aus den Simulationsdaten (grüne und braune Graphen (—, ooo, —, ooo) in Abb. 3.10) für die Punktquelle berechnet. Die hierdurch gewonnenen Werte weichen von den direkt durch Abtastung des simulierten Interferenzmusters für die ausgedehnte Quelle mit dem Analysatorgitter gewonnenen Werten (graue und violette Graphen (—, ooo, —, ooo) in Abb. 3.10) um maximal 0,008 ab.

3.3.3.4 Konsequenz: Mögliche Verbesserung des Aufbaus

Es wurde keine generelle Beschränkung des Zwischengitterabstands durch die spektrale Bandbreite $\Delta E/E$ festgestellt. Dies entspricht nicht den Vorhersagen von Weitkamp et al. [Wei05] und bedeutet, dass gegenwärtige Interferometer ein großes Potenzial für Verbesserungen aufweisen: Wie beispielsweise die in Abschnitt 3.4.1 und 3.4.2 dargestellten Messergebnisse zeigen, ist bei gegenwärtigen Interferometern der Versatz φ des Interferenzmusters, der das primäre Messsignal darstellt, klein, mit typischen Werten kleiner als $0,1 \pi$. Dadurch lässt sich nur ein moderates Signal- zu Rauschverhältnis für Phasenmessungen erzielen. Nach Gl. (3.11) und Gl. (3.12), lässt sich der Versatz des Interferenzmusters durch Wahl eines größeren Zwischengitterabstands erhöhen. Dies wird in Abschnitt 3.4.2 experimentell verifiziert. Die zuvor dargestellten Simulationsergebnisse zeigen klar, dass dieser Ansatz durch die Quellgröße, jedoch im Allgemeinen nicht durch die Breite des Photonenenergiespektrums beschränkt ist.

Aus Gl. (3.25) geht hervor, dass die akzeptable Quellgröße mit wachsendem Zwischengitterabstand d reduziert wird. Der begrenzten Quellgröße kann jedoch häufig Rechnung getragen werden: Zum Beispiel ist für den in der Simulationsstudie angenomme-

nen Aufbau eine Quellgröße von $\xi_{FWHM} = 12,6 \mu\text{m}$ bzw. $\xi_{FWHM} = 2,5 \mu\text{m}$ erforderlich, um $\nu_{ext} = 0,7 \cdot \nu_{point}$ für den dritten bzw. fünfzehnten fraktionalen Talbotabstand zu erzielen. Dies sind realistische Quellgrößen für kommerziell verfügbare Mikrofokus-Röntgenröhren.

Der maximal messbare Versatz des Interferenzmusters kann jedoch dadurch begrenzt sein, dass der Brechungswinkel der Röntgenstrahlen am Objekt und somit der Versatz des Interferenzmusters von der Energie abhängen: Hierdurch kann das Interferenzmuster bei hohem Versatz verschmiert werden und an lateralem Kontrast verlieren. Zudem lässt sich ein Versatz des Interferenzmusters von $\mathbb{N} \cdot 2\pi + \varphi$, wobei \mathbb{N} eine natürliche Zahl ist, nicht von einem Versatz von φ unterscheiden, wodurch ebenfalls der maximale sinnvolle Versatz des Interferenzmusters begrenzt sein kann.

3.3.4 Quantitative Auswertung von Phasenkontrastmessungen

3.3.4.1 Mathematischer Ansatz

Die Simulationen zeigen klar, dass ein breites Energieintervall zur Messung des differentiellen Phasenschubs beiträgt. Um die Daten nach Gl. (3.11), (3.12) und (3.14) auswerten zu können, wird diesen normalerweise eine effektive Energie E_{eff} zugewiesen [Pfe06]. Im Folgenden wird dieser Ansatz analytisch begründet, indem eine Beziehung zwischen dem Versatz φ_{poly} des Interferenzmusters für das polychromatische Photonenenergiespektrum $w_{eff}(E)$ und dem Versatz $\varphi(E_0)$ des Interferenzmusters für die Designenergie E_0 des Phasengitters g_1 hergeleitet wird.

Zur Bestimmung des differentiellen Phasenschubs wird das Interferenzmuster mit einem Analysatorgitter abgetastet, wobei man für jedes Detektorpixel eine Funktion $\Gamma_{data}(\chi)$ des Grauwerts von der Analysatorgitterposition χ erhält. Das Interferenzmuster für eine polychromatische Röntgenquelle kann als eine Überlagerung der Muster mehrerer monochromatischer Quellen verstanden werden. Somit kann $\Gamma_{data}(\chi)$ in Analogie zu Gl. (3.18) berechnen mit:

$$\Gamma_{data}(\chi) \sim \int dE E \cdot w_{eff}(E) \cdot I_{norm}(E, \chi), \quad (3.26)$$

wobei $I_{norm}(E, \chi)$ die Röntgenintensität, die auf das betrachtete Detektorpixel trifft, als Funktion der Analysatorgitterposition χ und der Photonenenergie E einer monochromatischen Röntgenquelle mit normierter Gesamtintensität ist.

Die Phase der Grauwertoszillationen $\Gamma_{data}(\chi)$ gibt Aufschluss über den differentiellen Phasenschub. Sie wird nach Gl. (3.14) mit einer Fouriertransformation bestimmt. Durch Einsetzen von Gl. (3.26) in Gl. (3.14) erhält man:

$$\varphi_{poly} = \arg\left(\mathcal{F}_{v_p}\left(\int dE E \cdot w_{eff}(E) \cdot I_{norm}(E, \chi)\right)\right). \quad (3.27)$$

Dabei wurde in Gl. (3.14) der Term $\arg\left(\mathcal{F}_{v_p}\left(\Gamma_{flat}(\chi)\right)\right)$, der den Offset des Versatzes des Interferenzmusters beschreibt, vernachlässigt, da dieser für die nachfolgenden Berechnungen konstant ist.

Das lineare Verhalten der Fouriertransformation [Goo681]:

$$\mathcal{F}(\alpha \cdot a(x) + \beta \cdot b(x)) = \alpha \cdot \mathcal{F}(a(x)) + \beta \cdot \mathcal{F}(b(x)), \quad (3.28)$$

wird verwendet um Gl. (3.27) umzuschreiben zu:

$$\varphi_{poly} = \arg\left(\int dE E \cdot w_{eff}(E) \cdot \mathcal{F}_{v_p}\left(I_{norm}(E, \chi)\right)\right). \quad (3.29)$$

Im Folgenden werden der Absolutwert und die Phase von $\mathcal{F}_{v_p}\left(I_{norm}(E, \chi)\right)$ separat bestimmt.

In Analogie zu Auswertelgorithmen für propagationsbasierte Methoden [Wil98] wird angenommen, dass das Brechungsindexdekrement δ proportional zu $1/E^2$ ist. Dies stellt außer in der Nähe von Absorptionskanten eine sehr gute Näherung dar ([Clo99], Gl. (2.12) und darauf folgender Text). Somit ist der Versatz φ des Interferenzmusters (bei fester z-Position des Analysatorgitters) auch proportional zu $1/E^2$ (siehe Gl. (3.8)-(3.10) und (2.13)) und die Phase von $\mathcal{F}_{v_p}\left(\Gamma_{data}(E, \chi)\right)$ berechnet sich zu:

$$\arg\left(\mathcal{F}_{v_p}\left(\Gamma_{data}(E, \chi)\right)\right) = \varphi(E) = \varphi(E_0) \cdot \frac{E_0^2}{E^2}. \quad (3.30)$$

Der Absolutwert

$$\left|\mathcal{F}_{v_p}\left(I_{norm}(E, \chi)\right)\right| = \Upsilon(E) \quad (3.31)$$

wird basierend auf einer Simulation des Interferenzmusters und der anschließenden Abtastung dieses Muster mit dem Analysatorgitter g_1 bestimmt. Die Funktion $\Upsilon(E)$ beschreibt in Abhängigkeit der Photonenenergie E , zu welchem Grad die lateralen Intensitätsvariationen detektiert werden.

Durch Einsetzen von Gl. (3.30) und Gl. (3.31) in Gl. (3.29) ergibt sich:

$$\varphi_{poly} = \arg \left(\int dE E \cdot w_{eff}(E) \cdot \Upsilon(E) \cdot \exp \left(i \cdot \varphi(E_0) \cdot \frac{E_0^2}{E^2} \right) \right). \quad (3.32)$$

Gl. (3.32) ist die Beziehung zwischen dem Versatz $\varphi(E_0)$ des Interferenzmusters für die Designenergie E_0 des Phasengitters g_1 und dem Versatz φ_{poly} des Interferenzmusters für das polychromatische Energiespektrum $w_{eff}(E)$, die benötigt wird, um die Messdaten quantitativ auszuwerten. Gl. (3.32) zeigt, dass das Produkt $E \cdot w_{eff}(E) \cdot \Upsilon(E)$ beschreibt, wie stark ein bestimmtes Energieintervall zum Messergebnis beiträgt.

In Analogie zur Visibility hängen $\Upsilon(E)$ und $E \cdot w_{eff}(E) \cdot \Upsilon(E)$ vom Abstand zwischen Phasen- und Analysatorgitter ab.

Die Größe einer ausgedehnten Quelle hat keinen Einfluss auf den Kurvenverlauf von $\Upsilon(E)$, solange die räumliche Quellintensitätsverteilung nicht von der Photonenenergie abhängt. Dies kann dadurch erklärt werden, dass sich der Einfluss der ausgedehnten Quelle auf das Interferenzmuster durch eine Faltung des Interferenzmusters mit der entsprechend reskalierten Quellintensitätsverteilung berechnen lässt (siehe [Wei06] und Gl. (3.19)). Da dieser Faltungsprozess einer punktwweisen Multiplikation im Fourierraum entspricht, ändert sich $\Upsilon(E)$ um einen Faktor, der nicht von der Photonenenergie abhängt, solange die räumliche Quellintensitätsverteilung nicht von der Photonenenergie abhängt.

Ein reales Objekt schiebt nicht nur die Phase der einfallenden Röntgenstrahlung, sondern schwächt auch die Intensität der Röntgenstrahlung in Abhängigkeit der Photonenenergie. Dieser Effekt kann in $\Upsilon(E)$ integriert werden. Daher hängt der Faktor $E \cdot w_{eff}(E) \cdot \Upsilon(E)$ von der durch die Probe verursachten Strahlschwächung $1 - \tau(E)$ und somit evtl. vom betrachteten Bildausschnitt ab.

3.3.4.2 Bestimmung der Korrekturfaktoren

Durch Simulation des Interferenzmusters und dessen Abtastung mit dem Analysatorgitter g_2 , wurden für den bei den Simulationen angenommenen Aufbau unter der Annahme eines reinen Phasenobjektes $\Upsilon(E)$ und $E \cdot w_{eff}(E) \cdot \Upsilon(E)$ für Photonenenergien von 4,4 keV bis 50 keV für den ersten und dritten fraktionalen Talbotabstand berechnet. Das Ergebnis ist in Abb. 3.11 dargestellt.

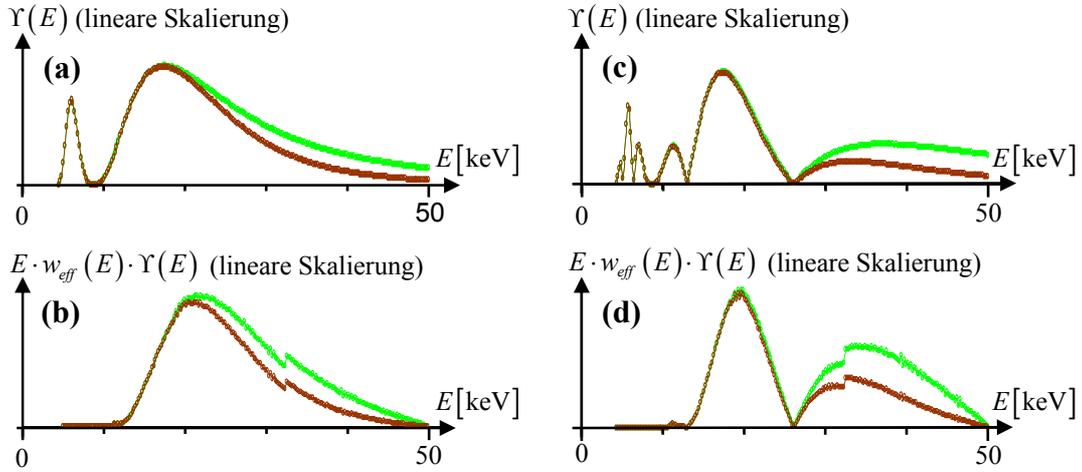


Abb. 3.11: Funktion $Y(E)$, die in Abhängigkeit der Photonenenergie E beschreibt, zu welchem Ausmaß das Interferenzmuster detektiert wird, und das Produkt $E \cdot w_{eff}(E) \cdot Y(E)$, das den entsprechenden Beitrag zum Messergebnis charakterisiert. Die Daten wurden für eine Designenergie des Interferometers von $E_0 = 17,5$ keV berechnet.

- (—,ooo) Simulierte Daten für ein ideales Analysatorgitter mit Stegen, die die einfallende Röntgenstrahlung zu 100 % absorbieren;
- (—,ooo) simulierte Daten für ein reales Analysatorgitter mit 24 μm hohen Goldstegen;
- (a) $Y(E)$ für den ersten fraktionalen Talbotabstand;
- (b) $E \cdot w_{eff}(E) \cdot Y(E)$ für den ersten fraktionalen Talbotabstand;
- (c) $Y(E)$ für den dritten fraktionalen Talbotabstand;
- (d) $E \cdot w_{eff}(E) \cdot Y(E)$ für den dritten fraktionalen Talbotabstand.

Basierend auf diesen Daten wurde der Versatz des Interferenzmusters φ_{poly} für das polychromatische Energiespektrum $w_{eff}(E)$ als Funktion von $\varphi(E_0)$ berechnet. In Abb. 3.12 werden die Ergebnisse in Form eines Korrekturfaktors η dargestellt, der definiert ist durch:

$$\varphi(E_0) = \eta(\varphi_{poly}) \cdot \varphi_{poly} \quad (3.33)$$

Dieser Korrekturfaktor kann verwendet werden, um die Messdaten, die mit polychromatischen Röntgenstrahlen gewonnen wurden, quantitativ auszuwerten.

Für viele aktuelle Messungen, wie beispielsweise für die im Rahmen dieser Arbeit dargestellten Messungen, hat φ_{poly} kleine Werte von typischerweise wenigen Grad. In diesem Fall ist der Korrekturfaktor η nahezu konstant und der Messung kann eine effektive Energie E_{eff} zugeordnet werden:

$$E_{eff} = \sqrt{\eta(\varphi_{poly})} \cdot E_0, \quad (3.34)$$

$$\varphi_{poly} = \varphi(E_{eff}). \quad (3.35)$$

Dabei wurde erneut in Analogie zu [Wil98] angenommen, dass δ und damit der Versatz φ des Interferenzmusters (bei fester z-Position des Analysatorgitters) proportional zu $1/E^2$ sind.

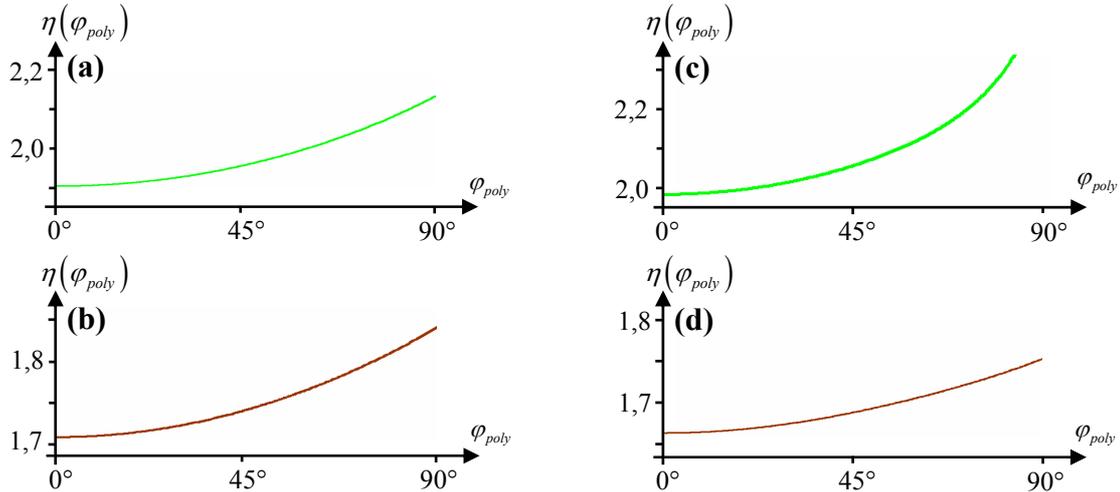


Abb. 3.12: Korrekturfaktor $\eta(\varphi_{poly})$, der den Versatz des Interferenzmusters $\varphi(E_0)$ für monochromatische Röntgenstrahlung mit einer Energie $E_0 = 17,5$ keV, die der Designenergie des Interferometers entspricht, und den Versatz des Interferenzmusters φ_{poly} , für das polychromatische Energiespektrum w_{eff} , entsprechend Gl. (3.33) zu einander in Bezug setzt und von φ_{poly} selbst abhängt (simulierte Daten).

- (a, —) η für den ersten fraktionalen Talbotabstand, ideales Analysatorgitter (mit Stegen, die die einfallende Röntgenstrahlung zu 100 % absorbieren);
- (b, —) η für den ersten fraktionalen Talbotabstand, reales Analysatorgitter (mit $24 \mu\text{m}$ hohen Stegen aus Gold);
- (c, —) η für den dritten fraktionalen Talbotabstand, ideales Analysatorgitter;
- (d, —) η für den dritten fraktionalen Talbotabstand, reales Analysatorgitter.

Diese Berechnungen zeigen klar, dass $\varphi(E_0)$ aus φ_{poly} berechnet werden kann. Für einen bestimmten Aufbau wird der Korrekturfaktor η idealerweise durch eine Messung des differentiellen Phasenschubes einer Kalibrierprobe, deren Form bekannt ist, bestimmt. Die Kalibrierprobe muss eine ähnliche Änderung des Spektrums hervorrufen, wie die zu untersuchende Probe. Der Korrekturfaktor η kann auch, wie zuvor dargestellt, basierend auf numerischen Simulationen bestimmt werden. Jedoch können in diesem Fall alle Unterschiede zwischen dem echten Versuchsaufbau und dem für die Simulationsrechnungen angenommenen Aufbau einen Fehler des durch Simulation bestimmten Korrekturfaktors η hervorrufen. Der Korrekturfaktor η enthält den Versatz $\varphi(E)$ des Interferenzmusters, gewichtet mit einem Parameter $\Upsilon(E)$, der die detektierte Modulation des Interferenzmusters beschreibt. Somit kann eine Abschätzung dieses Faktors mit Hilfe eines Durchstrahlungsbilds – das durch den Schwächungskoeffizienten τ_{tot} , aber nicht durch $\varphi(E)$ oder $\Upsilon(E)$ bestimmt ist – nur eine grobe Schätzung des Korrekturfaktors η bzw. der effektiven Energie E_{eff} liefern.

Basierend auf der Messung des differentiellen Phasenschubes eines Paraboloids aus Beryllium mit einer maximalen Dicke von einem Millimeter (siehe Abschnitt 3.4.4) wurde für den im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Versuchsaufbau (ohne PMMA Schutzplatte im Strahlpfad) eine effektive Energie von $E_{eff} = 21$ keV für den dritten fraktionalen Talbotabstand und einen kleinen Versatz φ_{poly} des Interferenzmusters bestimmt.

Für den ähnlichen Aufbau, der für die Simulationsrechnungen angenommen wurde, wurde eine effektive Energie von $E_{eff} = 22,6$ keV für einen kleinen Versatz φ_{poly} des Interferenzmusters unter der Annahme eines reinen Phasenobjektes bestimmt. Falls die zusätzliche Strahlaufhärtung durch 1 mm Be im Strahlpfad in den Berechnungen mit einbezogen wird, wird die berechnete effektive Energie um 0,054 keV erhöht, was normalerweise vernachlässigbar ist. Die Abweichungen der durch Simulationsrechnungen bestimmten Werte von denen, die für den echten Aufbau gemessen wurden, werden Unterschieden zwischen dem echten und dem in der Simulationsstudie angenommenen Aufbau zugeordnet.

3.4 Experimente

Im Folgenden werden zunächst grundlegende methodische Experimente dargestellt. Es wird gezeigt, wie sich die Direktvergrößerung in der differentiellen Phasenkontrastbildung auf die Messwerte auswirkt (Abschnitt 3.4.1) und wie sich das primäre Messsignal durch Variation des Zwischengitterabstandes verbessern lässt (Abschnitt 3.4.2). Anschließend werden Anwendungsbeispiele präsentiert (Abschnitt 3.4.3 und 3.4.4).

3.4.1 Einfluss des Vergrößerungsfaktors auf die Messdaten

Um herauszufinden, wie sich die Direktvergrößerung in der differentiellen Phasenkontrastbildung auf die Messwerte auswirkt, wurde ein zylinderförmiger Polymethylmethacrylat (PMMA) Stab mit einem Durchmesser von 2,1 mm als Testobjekt bei verschiedenen Vergrößerungsfaktoren $M = r_2/r_1$ (siehe Abb. 3.4) von 2 bis 14 untersucht [1,6]. Der Abstand d zwischen Phasen- und Analysatorgitter entsprach dem ersten fraktionalen Talbotabstand d_1^* . Der Stab wurde so ausgerichtet, dass die Zylinderachse parallel zu den Linien des Phasengitters war.

Der durch den Stab verursachte Versatz φ des Interferenzmusters, der nach Gl. (3.11) bzw. (3.12) proportional zum differentiellen Phasenschub $\partial\phi_{PG}/\partial x_{PG}$ in der Ebene des Phasengitters ist, wurde nach Gl. (3.14) bestimmt.

In Abb. 3.13 (a) ist der Versatz $\varphi(x)$ des Interferenzmusters entlang einer geraden Linie, die senkrecht zur Achse des Zylinders verläuft, aufgetragen. Die Daten zeigen, dass φ und damit $\partial\phi_{PG}/\partial x_{PG}$ vom Vergrößerungsfaktor $M = r_2/r_1$ abhängen.

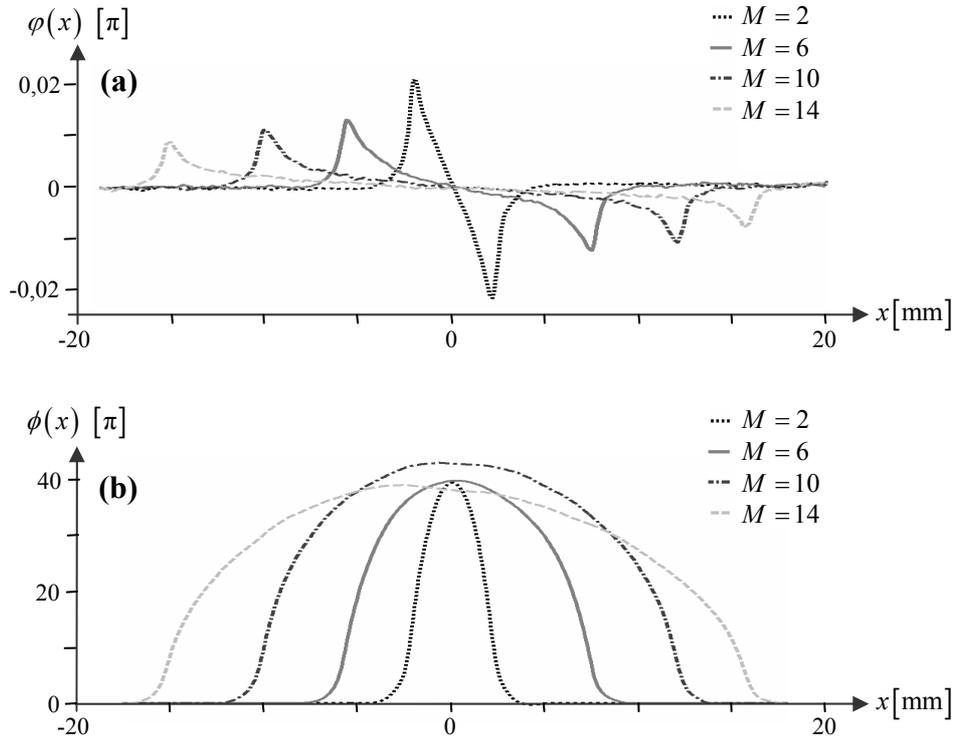


Abb. 3.13: Gemessener Versatz $\varphi(x)$ des Interferenzmusters (a) und daraus berechneter totaler Phasenschub $\phi(x)$ (b) für einen zylinderförmigen PMMA-Stab mit einem Durchmesser von 2,1 mm für verschiedene Vergrößerungsfaktoren M . Der Abstand d zwischen Phasen- und Analysatorgitter entsprach dem ersten fraktionalen Talbotabstand d_1^* für die Designenergie des Interferometers von 17,5 keV.

Dieser Effekt wird im Folgenden analytisch beschrieben. Der durch das Objekt hervorgerufene totale Phasenschub wird durch $\phi_{Obj}(x_{Obj})$ bei der Objektposition und durch $\phi_{PG}(x_{PG})$ bei der Position des Phasengitters abgekürzt. Diese beiden Funktionen sind durch $\phi_{Obj}(x_{Obj}) = \phi_{PG}(x_{PG})$ miteinander verknüpft, wobei $x_{Obj} = x_{PG} \cdot r_1/l$ ist (r_1 : Abstand Quelle-Objekt, l : Abstand Quelle-Phasengitter). Somit folgt der differenzielle Phasenschub dem Zusammenhang:

$$\frac{\partial \phi_{PG}}{\partial x_{PG}} = \frac{r_1}{l} \cdot \frac{\partial \phi_{Obj}}{\partial x_{Obj}}. \quad (3.36)$$

Somit ist $\partial \phi_{PG} / \partial x_{PG}$ proportional zu r_1 und verringert sich mit wachsender Vergrößerung $M = r_2/r_1$.

Um Gl. (3.36) zusätzlich geometrisch zu erklären, wird in Abb. 3.14 der Strahlengang beim Durchgang durch eine Probe (durchgezogene Linie) und ohne die Probe (gestrichelte Linien) dargestellt. Der Winkel α_{Obj} , um den die durch die Probe transmittieren

Röntgenstrahlen abgelenkt werden, ist nach Gl. (2.14) proportional zu dem durch das Objekt bei der Objektebene verursachten differentiellen Phasenschub $\partial\phi_{Obj}/\partial x_{Obj}$ und unabhängig vom Vergrößerungsfaktor M .

Der grau gestrichelte Strahl ($\bullet\bullet\bullet$) trifft, falls sich keine Probe im Strahlengang befindet, an der Stelle x_1 auf das Phasengitter g_1 . Durch das Objekt wird der Strahl gebrochen (---) und trifft dann an einer anderen Stelle x_2 auf g_1 . Der Winkel α_{PG} zwischen dem gebrochenen (---) und dem ungestörten Strahl ($\bullet\bullet\bullet$), der auch bei x_2 auf g_1 trifft, hängt von r_1 ab und ist kleiner als α_{Obj} .

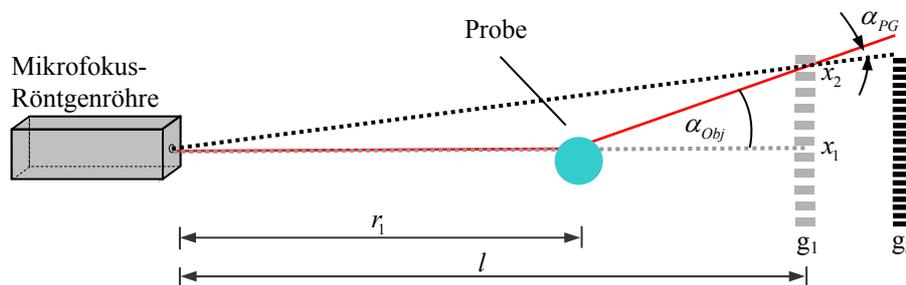


Abb. 3.14: Geometrische Herleitung einer Korrelation zwischen $\Delta\alpha_{PG}$ und $\Delta\alpha_{Obj}$. Gestrichelte Linien ($\bullet\bullet\bullet$, $\bullet\bullet\bullet$): Strahlpfad ohne Probe; rote Linie (---): Strahlpfad mit Probe.

Aus den in Abb. 3.14 dargestellten Geometrieverhältnissen ergibt sich:

$$\alpha_{PG} = \frac{r_1}{l} \cdot \alpha_{Obj}. \quad (3.37)$$

Gl. (3.36) lässt sich mit Gl. (3.8) und (2.14) aus Gl. (3.37) ableiten und wurde somit geometrisch erklärt.

Mit Gl. (3.11) bzw. (3.12) wurde aus dem Versatz φ des Interferenzmusters der differentielle Phasenschub berechnet. Aus diesem wiederum wurde durch Integration der totale Phasenschub ϕ bestimmt und in Abb. 3.13 (b) dargestellt. Die effektive Energie, die dabei in Gl. (3.11) bzw. (3.12) eingeht, wurde nach [Pfe06] (siehe auch Abschnitt 3.3.4) an Hand der durch das Objekt verursachten Strahlschwächung abgeschätzt: Durch Vergleich der bei dem Aufbau durch den PMMA-Stab verursachten Strahlschwächung von 8,5 % mit tabellierten Werten [Hen93] ergibt sich eine effektive Photonenenergie von 23,6 keV. Der für die Mitte des Stabes gemessene totale Phasenschub, stimmt für alle Vergrößerungsfaktoren M gut mit dem berechneten Wert von 38π (Gl. (2.11) und [Hen93]) überein.

3.4.2 Steigerung der Empfindlichkeit des Aufbaus

Die Ergebnisse zeigen, dass sich das primäre Messsignal – der Versatz φ des Interferenzmusters – mit steigender Vergrößerung verringert. Das bedeutet, dass das Interferometer bei höherer Vergrößerung weniger empfindlich ist. Wie in Abschnitt 3.3.3 diskutiert wurde, lässt sich φ nach Gl. (3.11) bzw. (3.12) erhöhen, indem man den Abstand d zwischen dem Phasen- und dem Analysatorgitter vergrößert.

Um dies zu demonstrieren, wurde die zuvor beschriebene Messung mit einem Abstand d zwischen Phasen- und Analysatorgitter, der dem dritten fraktionalen Talbotabstand d_3^* für die Designenergie $E_0 = 17,5$ keV des Interferometers entspricht, wiederholt [1,6]. Hierfür wurde ein anderes Phasengitter mit einer auf den größeren Zwischengitterabstand angepassten Periode und sonst unveränderten Parametern eingesetzt. Die Messergebnisse für einen Vergrößerungsfaktor von $M = 2$ sind in Abb. 3.15 dargestellt.

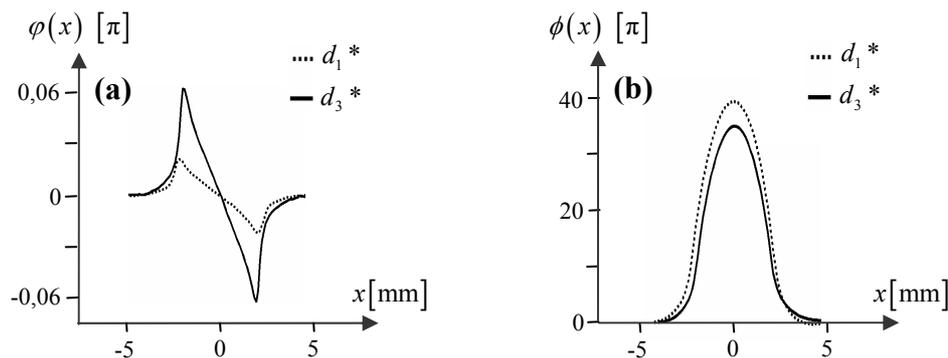


Abb. 3.15: (a) Gemessener Versatz $\varphi(x)$ des Interferenzmusters und (b) daraus berechneter totaler Phasenschub für einen zylinderförmigen PMMA-Stab mit einem Durchmesser von 2,1 mm für einen Vergrößerungsfaktor von $M=2$. Als Abstand zwischen Phasen- und Analysatorgitter wurde der erste (d_1^*) und dritte (d_3^*) fraktionale Talbotabstand für die Designenergie des Interferometers von $E_0 = 17,5$ keV gewählt.

In Übereinstimmung mit Gl (3.11) bzw. (3.12) ist für d_3^* das primäre Messsignal φ dreimal so groß wie für d_1^* (Abb. 3.15 (a)), wohingegen der daraus berechnete Phasenschub im Rahmen der Messgenauigkeit identisch ist (Abb. 3.15 (b)).

Als Maß für das Rauschen der Messdaten wurde die Standardabweichung σ_φ mehrerer benachbarter Pixel von $\varphi(x)$, die denselben Erwartungswert von Null haben, analysiert. σ_φ ist für d_3^* um ca. einen Faktor 1,7 höher als für d_1^* . Dies ist offenbar durch die geringere Visibility des Interferenzmusters von 0,15 für d_3^* im Vergleich zu 0,25

für d_1^* bedingt. Insgesamt jedoch ist das Signal- zu Rauschverhältnis φ/σ_φ für d_3^* um mehr als einen Faktor 1,7 höher als für d_1^* .

3.4.3 Phasenkontrasttomographie

Wie in Abschnitt 3.3.4, 3.4.1 und 3.4.2 gezeigt, ermöglicht der vorgestellte Aufbau zur Phasenkontrastbildung die quantitative Bestimmung des totalen Phasenschubs. Aus diesem kann nach Gl. (2.11) eine Projektion des Dekrements $\delta(\vec{r})$ des Brechungsindex berechnet werden. Wie in Abschnitt 2.5 dargestellt, kann mit mehreren solchen Projektionen die Verteilung $\delta(\vec{r})$ berechnet werden. Um dies zu demonstrieren, wurde mit dem zuvor dargestellten Aufbau eine Phasenkontrasttomographie einer Wespe aufgenommen [1,6].

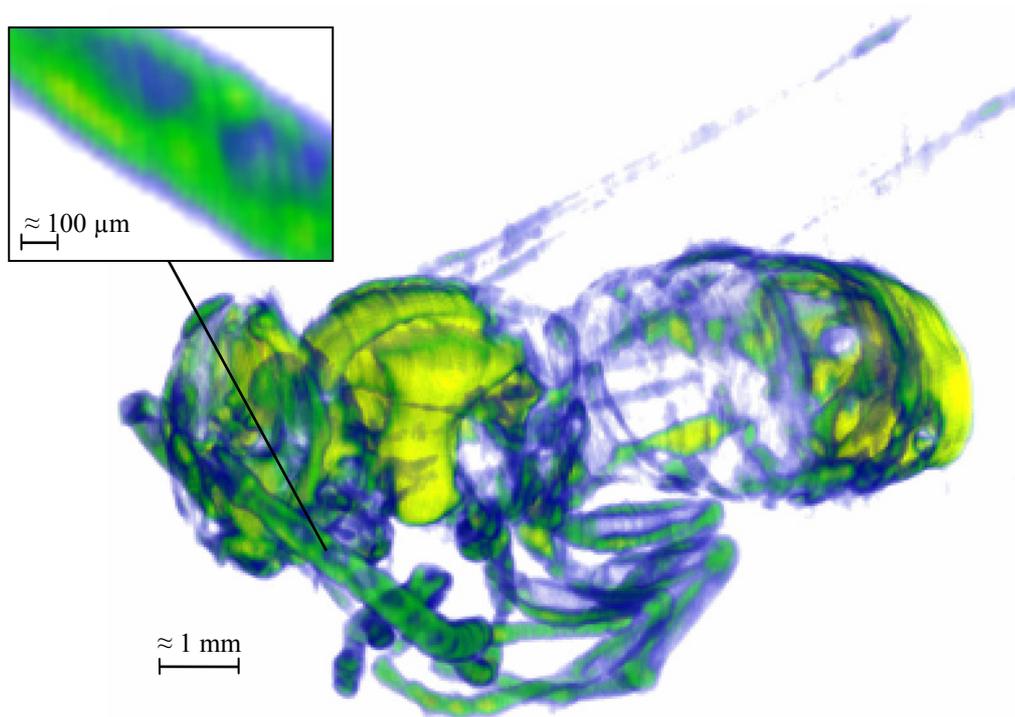


Abb. 3.16: Phasenkontrasttomographie einer Wespe. Das Bild zeigt eine Schwellenwert-Darstellung der dreidimensionalen Verteilung des Brechungsindex-Dekrements δ .

Es wurden 360 Projektionen über einen Winkelbereich von 180° bei einer Vergrößerung von $M = 3,5$ aufgenommen. Die Gesamtbelichtungszeit betrug ca. 33 h. Die Rekonstruktion wurde mit gefilterter Rückprojektion [Kak88] durchgeführt. Dabei wurde der Integrationsprozess, der nötig ist, um aus dem differentiellen Phasenschub den totalen

Phasenschub zu berechnen, in den Rekonstruktionsalgorithmus integriert [Pfe07, Far88]. Hierdurch verkürzt sich die zur Auswertung notwendige Rechenzeit.

Eine Schwellenwert-Darstellung der dreidimensionalen Verteilung des Dekrements δ des Brechungsindex ist in Abb. 3.16 dargestellt. Das Ergebnis zeigt, dass Details aufgelöst werden können, die kleiner als die bei dieser Messung ca. 100 μm großen Detektorpixel sind.

3.4.4 Qualitätsprüfung von Röntgenlinsen

Der Versatz φ des Interferenzmusters ist direkt proportional zu dem Winkel, um den die Röntgenstrahlung durch die Probe abgelenkt wird. Dieser ist ein ideales Maß zur Charakterisierung der Brechungseigenschaften von refraktiven Röntgenlinsen [2,7].

3.4.4.1 Refraktive Röntgenlinsen

Obwohl harte Röntgenstrahlen nur schwach gebrochen werden, wurde 1996 erstmalig eine erfolgreiche Anwendung einer refraktiven Röntgenlinse publiziert [Sni96]. Dies eröffnete ein neues Feld der Röntgenoptik. Um die schwache Brechung zu kompensieren, haben diese Linsen eine starke Krümmung. Zudem können sie in großer Zahl hinter einander gestapelt werden. Diese Anordnung wird als „Compound Refractive Lens“ (CRL) bezeichnet.

Refraktive Röntgenlinsen spielen eine wichtige Rolle in der Röntgenoptik, insbesondere bei Synchrotronstrahlungsquellen. In der „Full Field Microscopy“ wird das Durchstrahlungsbild eines Objektes mit Hilfe von Röntgenlinsen auf den Detektor vergrößert. Eine weitere Anwendung stellt die Röntgenrastermikroskopie [Len99, Sch02, Len05] dar, bei der die Linsen den einfallenden Strahl auf die Probe fokussieren und ein sekundäres Signal wie die Fluoreszenz, die Absorption oder ein Streumuster aufgezeichnet wird. Zudem werden Röntgenlinsen zur Strahlkonditionierung [Len05] bei Synchrotronstrahlungsquellen eingesetzt, beispielsweise zur Fokussierung oder zur Kollimierung.

Das Funktionsprinzip einer refraktiven Röntgenlinse ist in Abb. 3.17 dargestellt. Für sichtbares Licht ist der Realteil des Brechungsindex in Materie größer als im Vakuum. Bei Röntgenstrahlen ist dieses Verhältnis umgekehrt. Deshalb ist eine fokussierende Röntgenlinse konkav geformt. Im Folgenden wird ein Koordinatensystem angenommen, das zur Linsenachse ausgerichtet ist und bei dem x und y die transversalen

Achsen sind und z die Propagationsrichtung ist. Der Winkel α_{lens} , um den die durch die Linse treffenden Röntgenstrahlen in x -Richtung abgelenkt (gebrochen) werden, ist durch Gl. (2.14) gegeben. In Analogie dazu kann der Brechungswinkel in einer beliebigen Richtung in der x - y Ebene beschrieben werden. Wie in Abb. 3.17 dargestellt ist, muss der Winkel α_{lens} und damit der differentielle Phasenschub $\partial\phi_{lens}/\partial x_{lens}$ in der Linsenebene direkt proportional zur x -Position sein, damit die Linse die einfallenden Röntgenstrahlen auf den Brennpunkt fokussiert. Dies bedeutet, dass die Linse parabelförmig sein muss. Bei sichtbarem Licht kann dies oft durch eine Kugelform genähert werden. Wegen der starken Krümmung der Linse würde dies im Falle einer Röntgenlinse jedoch zu nicht akzeptablen sphärischen Aberrationen führen.

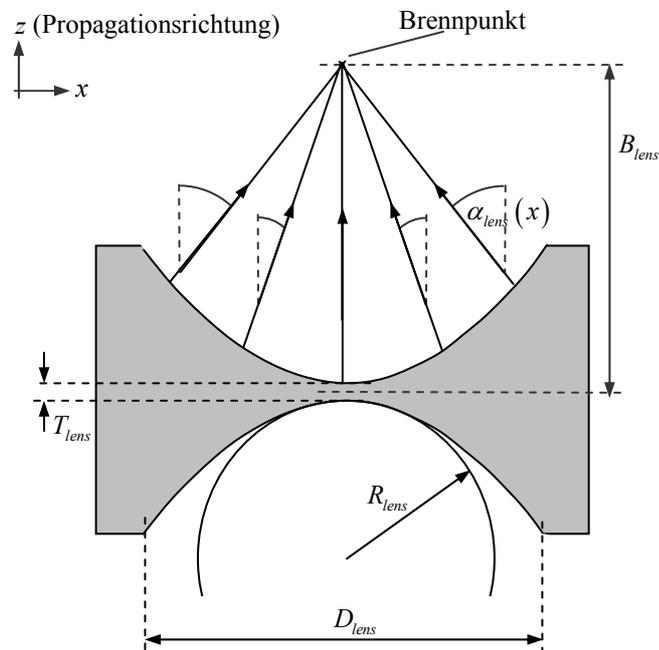


Abb. 3.17: Strahlpfad der Röntgenstrahlung durch eine fokussierende Röntgenlinse. B_{lens} : Fokallänge der Linse; R_{lens} : Krümmungsradius am Scheitelpunkt der Parabeln:

Bei einer einzelnen Linse kann die Brennweite B_{lens} aus dem Krümmungsradius R_{lens} der Linse im Scheitelpunkt der Paraboloide berechnet werden [Len99]:

$$B_{lens} = \frac{R_{lens}}{2\delta}, \quad (3.38)$$

wobei δ das Brechungsindex-Dekrement des Linsenmaterials ist.

Derzeit wird die Qualitätsprüfung von Röntgenlinsen häufig an Synchrotronstrahlungsquellen durchgeführt. Hierzu wird das Durchstrahlungsbild eines Testobjektes mit Hilfe einer „Compound Refractive Lens“ (CRL) auf einen Detektor vergrößert [Len99, Len991, Sch02]. Die Ortsauflösung und die Verzerrungen des Durchstrahlungsbilds stellen ein Maß für die Qualität der CRL dar.

Um den Produktionsprozess zu verbessern, wäre jedoch eine präzise Messung der Brechungseigenschaften einer einzelnen Röntgenlinse wertvoll. Zudem wäre es vorteilhaft, die Eigenschaften der Linse direkt bei den Produktionsstätten prüfen zu können, ohne dazu Synchrotronstrahlzeit zu benötigen. Hierzu eignet sich der in dieser Arbeit vorgestellte Aufbau zur Phasenkontrastbildgebung.

3.4.4.2 Messung des Strahlablenkwinkels

Zu Demonstrationszwecken wurde eine defekte Röntgenlinse untersucht [2,7]. Diese wurde an der TU Aachen aus polykristallinem Beryllium mit Hilfe eines Presswerkzeuges hergestellt. Hierzu werden zwei konvexe rotationssymmetrische Paraboloiden simultan von beiden Seiten in das Beryllium gepresst [Len99, Len991]. Normalerweise werden dabei die Paraboloiden so tief in das Beryllium gepresst, dass der Abstand T_{lens} zwischen deren Scheitelpunkten $30\ \mu\text{m}$ beträgt. In diesem Fall beträgt der Durchmesser D_{lens} der Eindrücke ungefähr $880\ \mu\text{m}$. Bei der defekten Linse jedoch betrug T_{lens} ungefähr $350\ \mu\text{m}$ und D_{lens} ungefähr $750\ \mu\text{m}$.

Mit dem in dieser Arbeit vorgestellten Gitterinterferometer wurde der ortsaufgelöste Strahlablenkwinkel der durch die Röntgenlinse transmittierten Röntgenstrahlen bestimmt. Die Rotationsachse der Linse wurde mit Hilfe eines Lasers (mittig und parallel) zur optischen Achse des Aufbaus ausgerichtet. Dies dient dazu, Aberrationen zu vermeiden, die auf Grund der starken Krümmung der Linse sonst auch bei einer intakten Röntgenlinse auftreten würden. Für die Untersuchung wurde eine Projektionsvergrößerung von $M = r_1/r_2 = 6,3$ gewählt. Somit ergibt sich eine durch den Szintillator begrenzte Ortsauflösung von ca. $16\ \mu\text{m}$.

Der Strahlablenkwinkel $\alpha_{lens, m}$ der Linse in Richtung einer beliebig festgelegten diametralen Achse x wurde nach Gl. (3.12), (3.36) und (2.14) aus dem Versatz φ des Interferenzmusters bestimmt. Er ist in Abb. 3.18 (a) als Funktion von x und y dargestellt. Damit die einfallenden Röntgenstrahlen auf den Brennpunkt fokussiert werden, muss der gemessene Strahlablenkwinkel $\alpha_{lens, m}$ direkt proportional zu x_{lens} sein. In Abb. 3.18 (b) wird ein Linienplot entlang der x -Achse von $\alpha_{lens, m}$ mit dem linearen Sollverhalten $\alpha_{lens, t}$ verglichen, das mit Hilfe eines Fits an den mittleren Teil der Mess-

daten bestimmt wurde. Die in Abb. 3.18 (c) orts aufgelöst und in Abb. 3.18 (d) als Linienplot entlang der x -Achse dargestellte Abweichung $\Delta\alpha_{lens} = \alpha_{lens, m} - \alpha_{lens, t}$ zwischen Ist- und Sollwert kann zur Charakterisierung von Linsenfehlern verwendet werden.

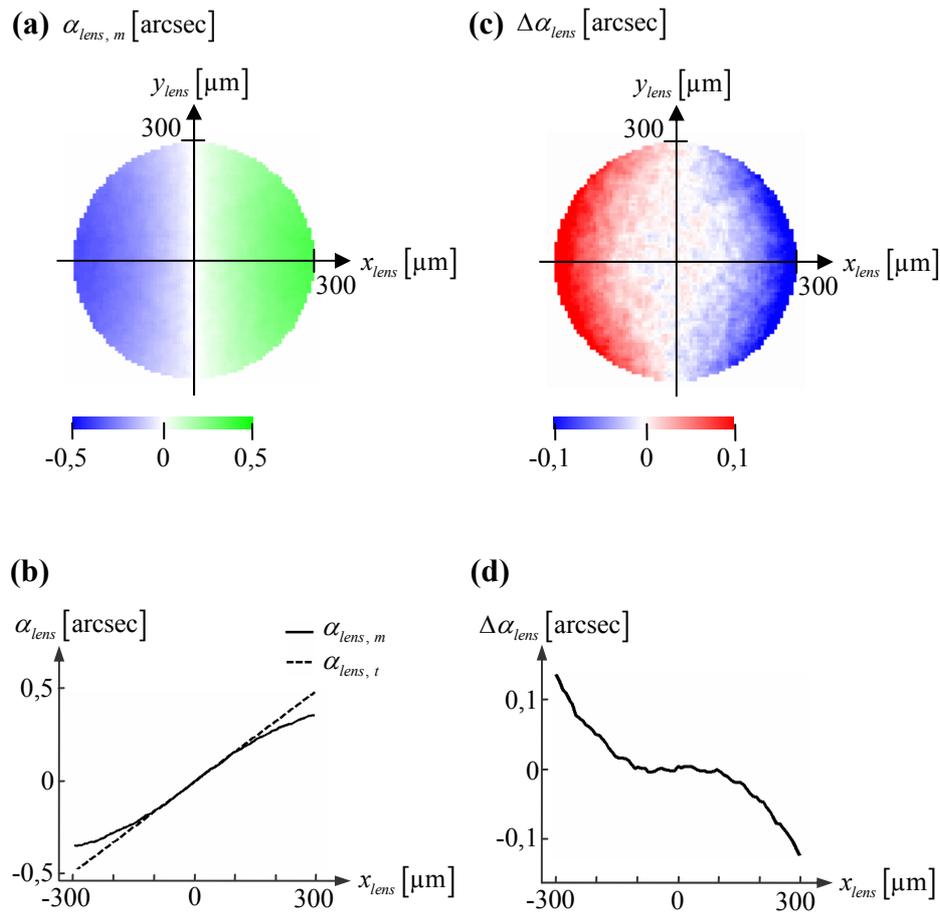


Abb. 3.18: Charakterisierung der Brechungseigenschaften einer fokussierenden Röntgenlinse aus Beryllium, basierend auf dem Strahlablenwinkel.

- (a) Gemessener Strahlablenwinkel $\alpha_{lens, m}$ in x -Richtung;
- (b) Vergleich eines Linienplots von $\alpha_{lens, m}$ entlang der x -Achse zum Sollwert $\alpha_{lens, t}$;
- (c) Abweichung $\Delta\alpha_{lens} = \alpha_{lens, m} - \alpha_{lens, t}$ zwischen Ist- und Sollwert, orts aufgelöst dargestellt;
- (d) $\Delta\alpha_{lens}$ als Linienplot entlang der x -Achse dargestellt.

Die in Abb. 3.18 (a) und (c) gezeigten Bilder unterliegen Rauschen, das basierend auf weiteren Bildern charakterisiert wurde, die mit denselben Einstellungen, jedoch ohne die Linse im Strahlpfad aufgenommen wurden. Die Standardabweichung $\sigma_{\alpha_{lens, m}}$ des gemessenen Strahlablenwinkels für eine große Anzahl verschiedener Pixel, für die der Strahlablenwinkel denselben Erwartungswert von Null hat, betrug $\sigma_{\alpha_{lens, m}} \approx 0,008$ arcsec für die Pixelgröße von $50 \mu\text{m}$. Für jeden Punkt der Linienplots in

Abb. 3.18 (b) und (d) wurden neun Datenpunkte in y -Richtung gemittelt. Hierdurch verringert sich das Rauschen zu $\sigma_{\alpha_{lens,m}} \approx 0,003$ arcsec.

Die Daten können mit Hilfe der geometrischen Optik interpretiert werden, wobei durch die Apertur der Linse hervorgerufene Beugungseffekte vernachlässigt werden. Beispielsweise ergibt der Sollwert $\alpha_{lens,t}$ von 0,16 Bogensekunden (arcsec) bei $x = 100 \mu\text{m}$ eine Brennweite B_{lens} von 129 m. Dieses Ergebnis ist nach Gl. (3.38) für den Sollwert der Linsenkrümmung von $R = 200 \mu\text{m}$ für eine effektive Energie von $E_{eff} = 21 \text{ keV}$ zu erwarten. Die maximale Abweichung $\Delta\alpha_{lens} = \alpha_{lens,m} - \alpha_{lens,t}$ für $|x| \leq 100 \mu\text{m}$ ist $\pm 0,004$ arcsec, was in der Größenordnung des Rauschens von $\sigma_{\alpha_{lens,m}} \approx 0,003$ arcsec liegt. Für $\Delta\alpha_{lens} = 0,004$ arcsec trifft der abgelenkte Strahl bei einem Abstand von $2,5 \mu\text{m}$ vom Brennpunkt auf die Brennebene. Bei einem Abstand von $300 \mu\text{m}$ von der optischen Achse wurde jedoch eine Abweichung $\Delta\alpha_{lens}$ von ungefähr 0,13 arcsec bestimmt. In diesem Fall trifft der abgelenkte Strahl bei einem Abstand von $81 \mu\text{m}$ vom Brennpunkt auf die Brennebene. Dies ist für Anwendungen in der Bildgebung oder zur Strahlfokussierung nicht akzeptabel.

Die in Abb. 3.18 dargestellten Daten charakterisieren den Strahlablenkungswinkel α in x -Richtung. Eine zweidimensionale Charakterisierung des Linsenprofils kann durch Messung orthogonaler Richtungen gewonnen werden. Um den Strahlablenkwinkel in y -Richtung zu bestimmen, wurde die Linse um 90° um die optische Achse gedreht und die Messung wiederholt.

Aus dem differentiellen Phasenschub in x - und y -Richtung lässt sich der differentielle Phasenschub in beliebiger radialer Richtung ableiten mit:

$$\begin{aligned} \frac{\partial\phi}{\partial r} &= \frac{\partial\phi}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial r} + \frac{\partial\phi}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial r} \\ &= \frac{\partial\phi}{\partial x} \cdot \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}} + \frac{\partial\phi}{\partial y} \cdot \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}} \end{aligned} \quad (3.39)$$

Abb. 3.19 zeigt die Differenz $\Delta\gamma_{lens} = \gamma_{lens,m} - \gamma_{lens,t}$ zwischen Ist- und Sollwert des Strahlablenkwinkels in radialer Richtung. Der Istwert $\gamma_{lens,m}$ wurde mit Hilfe von Gl. (3.39) berechnet und anschließend geglättet. Dadurch verbessert sich das Rauschen zu $\sigma_{\gamma_{lens,m}} \approx 0,004$ arcsec. Die Abbildung zeigt, dass $\Delta\gamma_{lens}$ nahezu rotationssymmetrisch ist. Die Interpretation der Daten erfolgt in Analogie zu den in Abb. 3.18 dargestellten Ergebnissen. Beispielsweise trifft ein Strahl, der innerhalb der innersten Höhenlinie bei 0,012 arcsec durch die Linse transmittiert wird, bei einem Abstand von maximal $7,5 \mu\text{m}$ vom Brennpunkt auf die Brennebene.

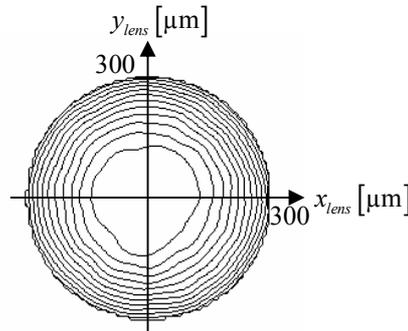


Abb. 3.19: Charakterisierung der Brechungseigenschaften einer fokussierenden Röntgenlinse aus Beryllium, basierend auf dem Strahlablenkwinkel. Die Abbildung zeigt die Abweichung $\Delta\gamma_{lens} = \gamma_{lens, m} - \gamma_{lens, t}$ des gemessenen Strahlablenkwinkels in radialer Richtung vom Sollwert. Die Höhenlinien entsprechen einer Abweichung $|\Delta\gamma_{lens}|$ von 0,012 arcsec, 0,024 arcsec, 0,036 arcsec, etc.

In Analogie lässt sich der gemessene Strahlablenkwinkel $\mathcal{G}_{lens, m}$ in Rotationsrichtung aus den Daten ableiten. Jedoch wurde für die untersuchte Linse keine Information oberhalb des Rauschens von $\sigma_{\mathcal{G}_{lens, m}} \approx 0,004$ arcsec in $\mathcal{G}_{lens, m}$ gefunden.

3.4.4.3 Ableitung des totalen Phasenschubs

Der totale Phasenschub $\phi_{lens, m}$ wurde aus den Messdaten für eine effektive Energie von $E_{eff} = 21$ keV abgeleitet. Der Vergleich eines Linienplots entlang der x -Achse von $\phi_{lens, m}$ zum Sollwert $\phi_{lens, t}$ in Abb. 3.20 (a) zeigt außerhalb des Bereichs $|x| \leq 100 \mu\text{m}$ starke Abweichungen der beiden Funktionen von einander. Die Differenz $\Delta\phi_{lens} = \phi_{lens, m} - \phi_{lens, t}$ zwischen Ist- und Sollwert ist in Abb. 3.20 (b) dargestellt. Dem totalen Phasenschub kann eine Materialdicke zugeordnet werden. Beispielsweise wurde für $|x| \leq 100 \mu\text{m}$ ein maximaler Fehler $\Delta\phi_{lens}$ des totalen Phasenschubes von $\pm 0,013 \pi$ bestimmt. Dies entspricht einem Fehler der Linsendicke von $\pm 0,5 \mu\text{m}$. Bei größeren Abständen vom Mittelpunkt steigt der Fehler stark an und Fehler $\Delta\phi_{lens}$ des totalen Phasenschubs, die größer als π sind und somit einem Fehler der Linsendicke von mehr als $38 \mu\text{m}$ entsprechen, können beobachtet werden.

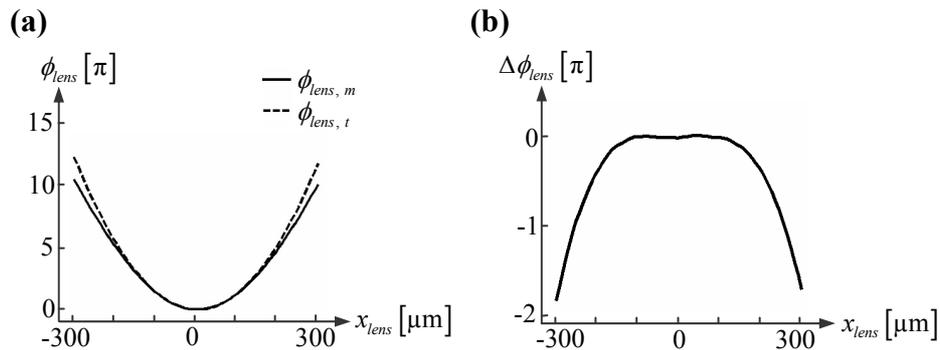


Abb. 3.20: Charakterisierung der Brechungseigenschaften einer fokussierenden Röntgenlinse, basierend auf dem totalen Phasenschub ϕ_{lens} , den Röntgenstrahlen erfahren, die durch die Linse transmittiert werden. $\phi_{lens, m}$ kann eine Linsendicke zugeordnet werden.

- (a) Gemessener totaler Phasenschub $\phi_{lens, m}$ und Sollwert $\phi_{lens, t}$;
 (b) Differenz $\Delta\phi_{lens} = \phi_{lens, m} - \phi_{lens, t}$ zwischen Ist- und Sollwert.

3.4.4.4 Einfluss des Photonenenergiespektrums

Ein Fehler in der angenommenen effektiven Energie E_{eff} verursacht einen multiplikativen Fehler des gemessenen totalen Phasenschubs $\phi_{lens, m}$, wohingegen der Strahlablenkwinkel (z.B. $\alpha_{lens, m}$) korrekt bestimmt wird. Somit hat ein Fehler der angenommenen effektiven Energie E_{eff} keinen Einfluss auf die Charakterisierung von Linsenfehlern basierend auf dem Strahlablenkwinkel.

Das Photonenenergiespektrum und damit dessen effektive Energie E_{eff} ändern sich durch absorbierende Objekte im Strahlpfad (Strahlaufhärtung). Dies könnte Messfehler verursachen, die die Form von α_{lens} beeinflussen. Eine Simulation der Interferenzeffekte mit Hilfe von Fresnelpropagation (Abschnitt 3.3.4) ergab eine Änderung der effektiven Energie E_{eff} von 0,054 keV durch 1 mm Be im Strahlpfad. Dies entspricht einem Fehler des gemessenen Strahlablenkwinkels von deutlich weniger als 1 %. Diese Werte zeigen klar, dass die bei der untersuchten Linse festgestellten Abweichungen des gemessenen Brechungswinkels vom Sollwert nur zu einem geringen Ausmaß durch Strahlaufhärtung beeinflusst wurden.

3.5 Zusammenfassung

Der vorgestellte neuartige Aufbau zur hochauflösenden Phasenkontrastbildung mit Mikrofokus-Röntgenröhren stellt eine Kombination aus einem Gitterinterferometer und einer vergrößernden Projektionsgeometrie dar. Es wurden Simulationsrechnungen, methodische Experimente und Anwendungsbeispiele präsentiert.

Die Ergebnisse der Simulationsrechnungen zeigen, dass das Interferenzmuster für ein realistisches polychromatisches Photonenenergiespektrum im Vergleich zu einem monochromatischen Spektrum einen hohen lateralen Kontrast beibehält. Dieser ist für die gute Kombinierbarkeit des Interferometers mit polychromatischen Röntgenquellen entscheidend. Des Weiteren zeigen die Simulationsergebnisse, dass – im Gegensatz zu früheren Annahmen [Wei052] – für ein realistisches Interferometer der Bereich der nutzbaren Zwischengitterabstände d durch die Quellgröße, aber im Allgemeinen nicht durch die Breite des Photonenenergiespektrums begrenzt ist und sich somit deutlich vergrößern lässt. Da der laterale Versatz φ des Interferenzmusters (primäres Messsignal) bei Wahl eines größeren Zwischengitterabstandes d erhöht wird, bedeutet dies, dass Interferometer mit weiter verbessertem Signal-zu-Rauschverhältnis für Phasenmessungen eingesetzt werden können. Diese Ergebnisse für polychromatische Röntgenquellen konnten als direkte Konsequenz der Eigenschaften der Interferenzmuster für monochromatische Röntgenquellen dargestellt und damit begründet werden.

Um Messungen, die mit einem polychromatischen Photonenenergiespektrum durchgeführt wurden, quantitativ auszuwerten, wurde schließlich ein Zusammenhang zwischen dem Versatz des Interferenzmusters (primäres Messsignal) für monochromatische ($\varphi(E)$) und polychromatische Röntgenstrahlung (φ_{poly}) hergeleitet. Dieser Zusammenhang ist im allgemeinen Fall nicht linear, kann aber für einen kleinen Versatz φ_{poly} linear genähert werden. Falls φ_{poly} klein ist, lassen sich basierend auf diesem Zusammenhang die Daten durch Zuweisen einer effektiven Energie E_{eff} quantitativ auswerten. Falls φ_{poly} groß ist, kann φ_{poly} zu $\varphi(E_0)$ für eine beliebig festgelegte Energie E_0 durch einen Korrekturfaktor $\eta(\varphi_{poly})$ in Bezug gesetzt werden, der wiederum selbst von φ_{poly} abhängt. Sowohl die effektive Energie E_{eff} als auch der Korrekturfaktor $\eta(\varphi_{poly})$ lassen sich durch eine Messung des differentiellen Phasenschubes einer geeigneten Kalibrierprobe bestimmen.

Erstmalig wurde experimentell gezeigt und mathematisch sowie physikalisch begründet, dass sich der laterale Versatz φ des Interferenzmusters (primäres Messsignal) und der daraus bestimmte differentielle Phasenschub mit wachsendem Vergrößerungsfaktor verringern. Zudem wurde experimentell bestätigt, dass sich das primäre Messsignal

durch Wahl eines größeren Zwischengitterabstandes erhöhen lässt und dass hierdurch das Signal- zu Rauschverhältnis der Phasenkontrastaufnahmen verbessert werden kann.

Als Anwendungsbeispiel wurde die Phasenkontrasttomographie einer Wespe aufgenommen. Da die Phasenkontrastbildgebung auch für Materialien, die aus Elementen von niedriger Kernladungszahl bestehen, sehr empfindlich ist, stellen biologische Proben ein äußerst interessantes Anwendungsgebiet für dieses Verfahren dar. Darüber hinaus wurden die Brechungseigenschaften einer refraktiven Röntgenlinse aus Beryllium untersucht. Mit der dargestellten Methode wird der durch die Probe hervorgerufene Ablenkwinkel der Röntgenstrahlung direkt gemessen. Somit eignet sich die Methode ideal zur Charakterisierung der Brechungseigenschaften und damit zur Qualitätsprüfung von Röntgenlinsen.

4. Abbildung der Brennfleckintensitätsverteilung

4.1 Grundlagen

4.1.1 Mathematischer Ansatz

Im Folgenden wird der Einfluss des ausgedehnten Brennflecks und der Point Spread Function (PSF) des Detektors auf das Durchstrahlungsbild durch eine Faltungsoperation dargestellt [4]. Basierend darauf wird gezeigt, wie sich die Brennfleckintensitätsverteilung aus dem gemessenen Durchstrahlungsbild eines geeigneten Testobjekts durch Bildentfaltungsalgorithmen berechnen lässt.

Es werden folgende Annahmen gemacht:

- Die Probe ist in Propagationsrichtung geringfügig ausgedehnt. Somit werden alle Teile der Probe mit derselben Vergrößerung auf den Detektor abgebildet.
- Die Intensitätsverteilung des Brennflecks liegt in einer Ebene, die ebenfalls parallel zum Detektor ist. Dies ist beispielsweise bei einem Transmissionstarget der Fall, jedoch nicht bei einem Direktstrahltarget (siehe Abschnitt 2.1). Falls diese Bedingung nicht erfüllt ist, hängt der Einfluss des ausgedehnten Brennflecks auf die Bildschärfe von der Bildposition (x_{Det}, y_{Det}) ab und lässt sich somit nicht durch eine ortsunabhängige Faltungsoperation beschreiben.
- Für alle Photonenenergien ist die Intensitätsverteilung des Brennflecks gleich. Dies wurde von Baumann et al. [Bau88] exemplarisch an einer Feinfocus FMF-160 Mikrofokus-Röntgenröhre verifiziert und setzt insbesondere voraus, dass sich der Schichtaufbau des Targets nicht mit der Position ändert. Basierend auf dieser Annahme werden zunächst nur energieunabhängige Effekte diskutiert.
- Die Schärfe des aufgenommenen Durchstrahlungsbilds wird nicht nur durch den ausgedehnten Fokus der Röntgenröhre, sondern auch durch den Detektor beeinträchtigt. Dies lässt sich mathematisch durch eine Faltung mit der Point Spread Function (PSF) des Detektors beschreiben. Ansonsten verhält sich der Detektor „ideal“, d. h. er liefert eine lineare Messung der Röntgen-Intensitätsverteilung entsprechend Gl. (2.15)-(2.18) (gefaltet mit der Detektor-PSF).
- Es wird nur die durch das Objekt verursachte Strahlschwächung betrachtet, Beugungseffekte und das Auftreffen gestreuter Photonen auf den Detektor werden vernachlässigt. Beugungseffekte können vernachlässigt werden, da handelsübliche Flat-Panel Detektoren eine Ortsauflösung von mindestens 100 μm besitzen, wohin-

gegen die durch Beugungseffekte hervorgerufenen Intensitätsvariationen typischerweise nur eine Ausdehnung von wenigen Mikrometern [Clo991, Sni95] aufweisen. Da die Strukturen des Testobjekts aus Materialien von hoher Kernladungszahl bestehen, ist bei den angewendeten Photonenenergien die Strahlschwächung durch Photoabsorption dominiert und es wird ein im Vergleich zur Absorption sehr geringer Anteil der Röntgenquanten gestreut [Ber06].

Abb. 4.1 zeigt den angenommenen Versuchsaufbau. Die Röntgenquelle, das Objekt und der Detektor befinden sich in verschiedenen Ebenen, für die verschiedene Koordinatensysteme mit den Variablen (x_{Fok}, y_{Fok}) , (x_{Obj}, y_{Obj}) und (x_{Det}, y_{Det}) verwendet werden.

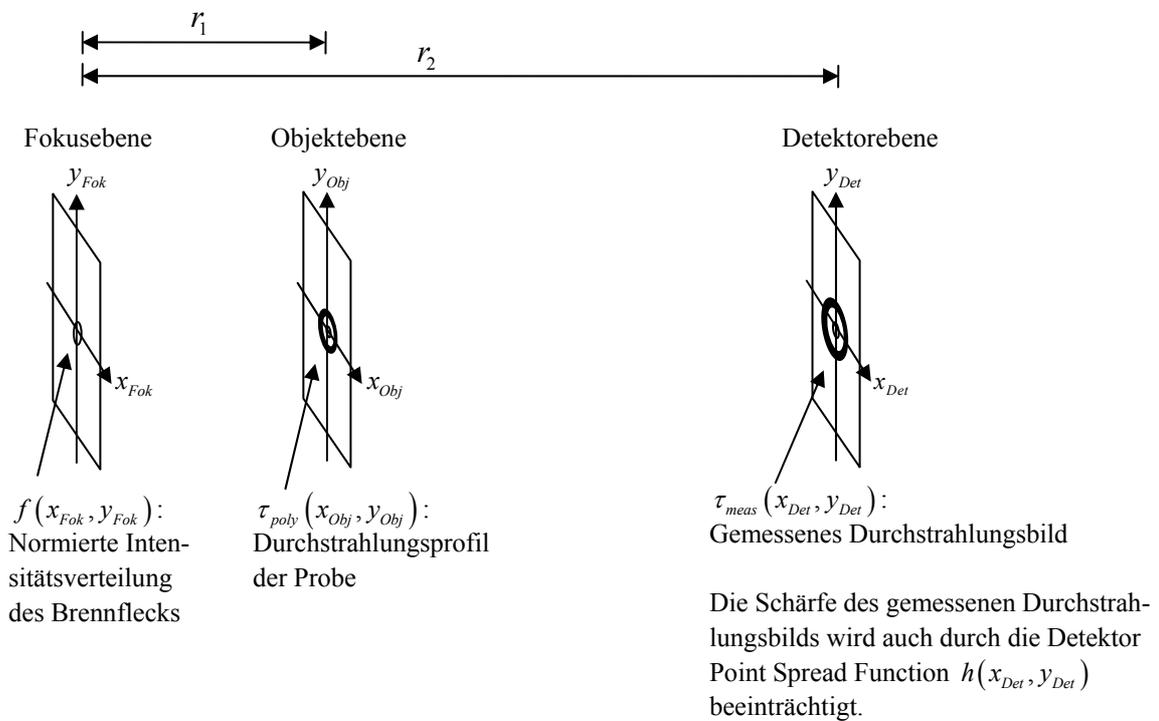


Abb. 4.1: Modellhafter Versuchsaufbau zur Berechnung des Einflusses der ausgedehnten Quelle und der Detektorauflösung auf die Bildschärfe.

Das in Propagationsrichtung geringfügig ausgedehnte Objekt wird auf eine zum Detektor parallele Ebene reduziert und durch die Funktion τ_{poly} beschrieben, die im Rahmen dieser Arbeit als Durchstrahlungsprofil der Probe bezeichnet wird. τ_{poly} entspricht einem rauschfreien Durchstrahlungsbild (nach Gl. 2.18), welches man mit einem bis auf die nicht hundertprozentige Detektionseffizienz $\zeta_{sci}(E) \in [0;1]$ idealen Detektor bei der Objektebene messen würde, falls keinerlei gestreute Photonen auf den Detektor treffen. τ_{poly} lässt sich durch Einsetzen von Gl. (2.17) in (2.18) berechnen zu:

$$\tau_{poly}(x_{Obj}, y_{Obj}) = \frac{\int dE E \cdot w_{eff}(E) \cdot \tau_{tot}(E, x_{Obj}, y_{Obj})}{\int dE E \cdot w_{eff}(E)}. \quad (4.1)$$

Das gemessene Durchstrahlungsbild τ_{meas} berechnet sich dann zu (abgeändert aus [Bar812]):

$$\tau_{meas}(x_{Det}, y_{Det}) = \widehat{f}(x_{Det}, y_{Det}) \otimes \widehat{\tau_{poly}}(x_{Det}, y_{Det}) \otimes h(x_{Det}, y_{Det}) + n_{add}(x_{Det}, y_{Det}), \quad (4.2)$$

mit:

$$\widehat{f}(x_{Det}, y_{Det}) = f(x_{Fok}, y_{Fok}), \quad \begin{pmatrix} x_{Det} \\ y_{Det} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_{Fok} \\ y_{Fok} \end{pmatrix} \cdot (1-M), \quad (4.3)$$

$$\widehat{\tau_{poly}}(x_{Det}, y_{Det}) = \tau_{poly}(x_{Obj}, y_{Obj}), \quad \begin{pmatrix} x_{Det} \\ y_{Det} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_{Obj} \\ y_{Obj} \end{pmatrix} \cdot M, \quad (4.4)$$

wobei:

- (x_{Fok}, y_{Fok}) , (x_{Obj}, y_{Obj}) und (x_{Det}, y_{Det}) die Variablen der Koordinatensysteme der Fokus-, Objekt-, und Detektorebene sind und
- \otimes die Faltungsoperation,
- $M = r_2/r_1$ der Vergrößerungsfaktor des Aufbaus,
- $\tau_{poly}(x_{Obj}, y_{Obj})$ das Durchstrahlungsprofil des Testobjekts nach Gl. (4.1),
- $\widehat{\tau_{poly}}(x_{Det}, y_{Det})$ das Durchstrahlungsprofil des Testobjekts um den Faktor M vergrößert,
- $\tau_{meas}(x_{Det}, y_{Det})$ das gemessene Durchstrahlungsbild nach Gl. (2.18),

- $f(x_{Fok}, y_{Fok})$ die auf $\iint dx_{Fok} dy_{Fok} f(x_{Fok}, y_{Fok}) = 1$ normierte Intensitätsverteilung des Brennflecks^{ix},
- $\widehat{f}(x_{Det}, y_{Det})$ die normierte Intensitätsverteilung $f(x_{Fok}, y_{Fok})$ des Fokus um den Faktor $M - 1$ vergrößert und um 180° gedreht,
- $h(x_{Det}, y_{Det})$ die Point Spread Function des Detektors (es gilt: $\iint dx_{Det} dy_{Det} h(x_{Det}, y_{Det}) = 1$) und
- $n_{add}(x_{Det}, y_{Det})$ ein Term ist, der das additive Rauschen beschreibt.

Zu einem gewissen Ausmaß kann ein Faltungsprozess durch Verwendung von Bildentfaltungsalgorithmen rückgängig gemacht werden [Jan97]. Dies kann genutzt werden, um die (reskalierte normierte) Intensitätsverteilung \widehat{f} des Brennflecks aus dem gemessenen Durchstrahlungsbild τ_{meas} zu berechnen, indem man τ_{meas} mit dem Durchstrahlungsprofil τ_{poly} des Testobjekts und der Detektor-PSF h entfaltet (siehe Gl. (4.2)) [4].

Bei der Herleitung von Gl. (4.2) wurde unter anderem vorausgesetzt, dass die Brennfleckintensitätsverteilung in einer Ebene liegt, die parallel zum Detektor verläuft. Bei Verwendung eines Direktstrahlargets ist dies nicht der Fall. Somit lässt sich die hier dargestellte Methode ohne zusätzliche Modifikationen im Normalfall nur auf Röntgenröhren mit Transmissionstarget anwenden. Für hohe Ortsauflösungen optimierte High-End Mikrofokus-Röntgenröhren haben für gewöhnlich ein Transmissionstarget.

Zudem wurde vorausgesetzt, dass die Brennfleckintensitätsverteilung nicht signifikant von der betrachteten Photonenenergie abhängt [Bau88]. In diesem Fall ist $f(x_{Fok}, y_{Fok})$ nicht nur proportional zur Intensität der (in Richtung des Detektors) emittierten Röntgenstrahlung (Anzahl der emittierten Photonen pro Zeit- und Flächeneinheit gewichtet mit E), sondern auch zur Zahl der emittierten Photonen pro Zeit- und Flächeneinheit.

4.1.2 Bildentfaltungsalgorithmen

Zur Bildentfaltung stehen diverse Algorithmen zur Verfügung [Jan97]. Zur Fokusbildung wurde ein Wienerfilter [Rus95, Jan971] und – als Beispiel für einen iterativen Algorithmus – ein Richardson-Lucy-Algorithmus [Han97] getestet.

^{ix} Die Brennfleckintensitätsverteilung kann auch von der Richtung, in die die Photonen emittiert werden, abhängen. Hier wird natürlich die Photonenemission in Richtung des Detektors betrachtet.

4.1.2.1 Wienerfilter

Der Wienerfilter wird an Hand folgender Faltungsoperation des Bildes $g_{ideal}(x, y)$ mit der Point Spread Function (PSF) $p(x, y)$ erklärt, die so weit wie möglich rückgängig gemacht werden soll:

$$g_{blurred}(x, y) = p(x, y) \otimes g_{ideal}(x, y) + n_{add}(x, y), \quad (4.5)$$

wobei:

- $g_{blurred}$ das Bild, das entfaltet werden soll,
- p die Point Spread Function (PSF), mit der entfaltet werden soll,
- g_{ideal} das ideale (scharfe) Bild, das durch die Entfaltung genähert werden soll, und
- n_{add} ein Term ist, der additives Rauschen beschreibt.

Die (reskalierte normierte) Intensitätsverteilung \hat{f} des Brennflecks soll bestimmt werden, indem das gemessene Durchstrahlungsbild τ_{meas} mit dem vergrößerten Durchstrahlungsprofil $\widehat{\tau_{poly}}$ des Objektes und der Detektor-PSF h entfaltet wird (siehe Gl. (4.2)). In diesem Fall ist:

$$g_{blurred} = \tau_{meas}, \quad (4.6)$$

$$p = \widehat{\tau_{poly}} \otimes h, \quad (4.7)$$

$$g_{ideal} = \hat{f}. \quad (4.8)$$

Nach dem Faltungstheorem [Goo681] entspricht eine Faltung im Ortsraum einer punktwweisen Multiplikation im Fourierraum. Zudem ist die Fouriertransformation linear [Goo681]. Somit lässt sich Gl. (4.5) umschreiben zu:

$$G_{blurred}(u, v) = P(u, v) \cdot G_{ideal}(u, v) + N_{add}(u, v), \quad (4.9)$$

wobei $G_{blurred}$, P , G_{ideal} und N_{add} die Fouriertransformierten von $g_{blurred}$, p , g_{ideal} und n_{add} sind. P wird als Optical Transfer Function (OTF) bezeichnet und $|P|$ als Modulation Transfer Function (MTF). Die einzelnen Punkte der Fouriertransformierten eines Bildes entsprechen dessen Ortsfrequenzen. Die Multiplikation mit der OTF im Fourierraum entspricht somit einer Gewichtung bzw. Filterung der Ortsfrequenzen und die MTF beschreibt, wie stark die jeweiligen Ortsfrequenzen des Bilds übertragen werden.

In Analogie zu Gl. (4.6) – (4.8) gilt für die Brennfleckmessung:

$$G_{blurred} = \mathbb{T}_{meas}, \quad (4.10)$$

$$P = \widehat{\mathbb{T}_{poly}} \cdot H, \quad (4.11)$$

$$G_{ideal} = \widehat{F}, \quad (4.12)$$

wobei \mathbb{T}_{meas} , $\widehat{\mathbb{T}_{poly}}$, H und \widehat{F} die Fouriertransformierten von τ_{meas} , τ_{poly} , h und \widehat{f} sind.

Ortsfrequenzen von G_{ideal} , bei denen der Absolutbetrag $|N_{add}(u, v)|$ des Rauschterms deutlich kleiner als $|P(u, v) \cdot G_{ideal}(u, v)|$ ist, lassen sich durch einfache Division nähern mit $G_{deblurred}(u, v) = G_{blurred}(u, v) / P(u, v)$ (siehe Gl. 4.9). Dies ist jedoch nicht möglich für Ortsfrequenzen von G_{ideal} , bei denen $|N_{add}(u, v)| \gg |P(u, v) \cdot G_{ideal}(u, v)|$ ist. $G_{blurred}$ enthält bei diesen Ortsfrequenzen nahezu keine Informationen über G_{ideal} , sondern im Wesentlichen nur Rauschen. Bei Ortsfrequenzen, bei denen zudem $|N_{add}(u, v)| \gg |P(u, v)|$ ist, führt die Division $G_{blurred}(u, v) / P(u, v)$ zu einer extremen Verstärkung des Rauschens $N_{add}(u, v)$.

Bei einem Wienerfilter werden Ortsfrequenzen, bei denen $G_{blurred}$ nahezu keine Informationen über G_{ideal} enthält, gedämpft und eine übermäßige Verstärkung des Rauschens verhindert. Der Wienerfilter ist gegeben durch [Rus95]^x:

$$G_{deblurred}(u, v) = \underbrace{\frac{G_{blurred}(u, v)}{P_{assumed}(u, v)}}_{\text{Inverser Filter}} \cdot \underbrace{Z(u, v)}_{\text{Dämpfungsterm}}, \quad (4.13)$$

$$Z(u, v) = \frac{1}{1 + \frac{C(u, v)}{|P_{assumed}(u, v)|^2}}, \quad (4.14)$$

$$C(u, v) = \frac{\langle |N_{add}(u, v)|^2 \rangle}{|G_{ideal}(u, v)|^2}, \quad (4.15)$$

^x Diese Darstellung des Wienerfilters entspricht nicht exakt der von Russ [Rus95]. Sie wurde verwendet, um die in Abschnitt 4.2.6 für die Brennfleckmessung dargestellte Abschätzung von $C(u, v)$ zu erleichtern.

wobei:

- $G_{deblurred}(u, v)$ die Fouriertransformierte des entfalteten Bildes $g_{deblurred}(x, y)$,
- $P_{assumed}(u, v)$ die OTF (Fouriertransformierte der PSF), mit der entfaltet wird,
- $Z(u, v)$ ein Dämpfungsterm und
- $C(u, v)$ eine Funktion der Ortsfrequenzen ist.
- Die eckigen Klammern $\langle \rangle$ stellen das Ensemblemittel dar.

Im Idealfall, bei dem P exakt bekannt ist, gilt $P_{assumed} = P$.

Für die Brennfleckmessung gilt:

$$g_{deblurred} = \widehat{f_{calc}}, \quad (4.16)$$

$$G_{deblurred} = \widehat{F_{calc}}, \quad (4.17)$$

wobei $\widehat{f_{calc}}$ die durch Entfaltung berechnete Näherung der (reskalierten normierten) Brennfleckintensitätsverteilung \widehat{f} ist und $\widehat{F_{calc}}$ die Fouriertransformierte von $\widehat{f_{calc}}$ ist.

Der Wienerfilter minimiert die mittlere quadratische Abweichung des entfalteten Bildes vom Sollwert, falls das Rauschen der Messdaten einer Gaußverteilung folgt und unabhängig vom Erwartungswert der Messdaten ist [Rus95, Jan971].

Um die Funktionsweise des Wienerfilters besser verständlich zu machen, wird die Kombination aus Gl. (4.14) und (4.15) umgeschrieben zu:

$$Z(u, v) = \frac{1}{1 + \frac{\langle |N_{add}(u, v)|^2 \rangle}{|P(u, v) \cdot G_{ideal}(u, v)|^2}}. \quad (4.18)$$

Der Dämpfungsterm $Z(u, v)$ entspricht somit einem ortsfrequenzabhängigen Intensitätsvergleich von Rauschen $N_{add}(u, v)$ und verwertbarem Signal $P(u, v) \cdot G_{ideal}(u, v)$. Bei Ortsfrequenzen, bei denen $|P(u, v) \cdot G_{ideal}(u, v)|^2 \gg |N_{add}(u, v)|^2$, nimmt $Z(u, v)$ einen Wert nahe 1 an und der Wienerfilter entspricht einem inversen Filter. Ortsfrequenzen, bei denen $|N_{add}(u, v)|^2 \gg |P(u, v) \cdot G_{ideal}(u, v)|^2$, werden gedämpft, da $Z(u, v)$ in diesem Fall einen Wert nahe 0 annimmt.

In fast allen Fällen kann $C(u, v)$ nicht entsprechend Gl. (4.15) berechnet werden, da $|G_{ideal}(u, v)|^2$ nicht bekannt ist (Ziel der Entfaltung ist, $G_{ideal}(u, v)$ zu nähern). Meist wird $C(u, v)$ durch eine Konstante abgeschätzt.

Durch Einsetzen von Gl. (4.9) in (4.13) ergibt sich:

$$G_{deblurred}(u, v) = G_{ideal}(u, v) \cdot Z(u, v) \cdot \frac{P(u, v)}{P_{assumed}(u, v)} + N_{add}(u, v) \cdot \frac{Z(u, v)}{P_{assumed}(u, v)}. \quad (4.19)$$

Durch Rücktransformation von Gl. (4.19) in den Realraum erhält man:

$$\begin{aligned} g_{deblurred}(x, y) = & g_{ideal}(x, y) \otimes \zeta(x, y) \otimes \mathcal{F}^{-1} \left(\frac{P(u, v)}{P_{assumed}(u, v)} \right) \\ & + n_{add}(x, y) \otimes \mathcal{F}^{-1} \left(\frac{Z(u, v)}{P_{assumed}(u, v)} \right), \end{aligned} \quad (4.20)$$

wobei ζ die invers Fouriertransformierte von Z und \mathcal{F}^{-1} die inverse Fouriertransformation ist.

Der Vergleich von Gl. (4.19) und (4.20) mit Gl. (4.9) und (4.5) zeigt, dass $\zeta(x, y) \otimes \mathcal{F}^{-1} \left(\frac{P(u, v)}{P_{assumed}(u, v)} \right)$ der PSF und $\left| Z(u, v) \cdot \frac{P(u, v)}{P_{assumed}(u, v)} \right|$ der MTF des entfalteten Bildes $g_{deblurred}$ entspricht (siehe auch [Car87]). Falls P exakt bekannt ist, gilt $P_{assumed} = P$ und der Term $\frac{P(u, v)}{P_{assumed}(u, v)}$ entfällt.

4.1.2.2 Richardson-Lucy-Algorithmus

Als Beispiel für einen iterativen Algorithmus wurde die Anwendung eines Richardson-Lucy-Algorithmus in Betracht gezogen. Bei diesem fließt die Randbedingung, dass das entfaltete Bild nicht negativ sein darf, in die Rekonstruktion ein. Der Richardson-Lucy-Algorithmus konvergiert gegen die Maximum-Likelihood-Lösung für Poisson-Rauschen (bei dem die Standardabweichung proportional zur Wurzel der Anzahl gezählter Photonen ist) [Han97].

4.2 Umsetzung

Um das dargestellte Verfahren zur Bestimmung der Brennfleckintensitätsverteilung umzusetzen, müssen passende Testobjekte ausgewählt sowie hergestellt werden (Abschnitt 4.2.2) und mit diesen bei unterschiedlichen Röhrenparametern Durchstrahlungsbilder τ_{meas} erzeugt werden (Abschnitt 4.2.3). Zudem sind die Detektor-PSF h (Abschnitt 4.2.4) und das vergrößerte Durchstrahlungsprofil τ_{poly} des Testobjekts zu bestimmen (Abschnitt 4.2.5). Dann kann nach Gl. (4.2) aus τ_{meas} durch Entfaltung mit h und τ_{poly} die (reskalierte normierte) Brennfleckintensitätsverteilung \hat{f} genähert werden (Abschnitt 4.2.6).

4.2.1 Aufbau

Für die nachfolgend dargestellten Messungen wurde eine Mikrofokus-Röntgenröhre der Fa. phoenix|x-ray Systems + Services GmbH, Typ: XS 160 T-NF mit Transmissionstaraget verwendet. Als Detektor diente ein Flat-Panel Detektor der Fa. Perkin Elmer, Typ: RID 1620 AJ mit 2048 x 2048 Pixeln von 200 μm Größe. Um die Rechenzeit möglichst kurz zu halten, wurde für die Messungen normalerweise nur ein 1024 x 1024 Pixel großer Bildausschnitt im mittleren Bereich des Detektors verwendet.

4.2.2 Wahl und Herstellung des Testobjekts

Als Testobjekte („Auflösungstestmuster“) wurden Fresnelzonenplatten verwendet (siehe Abb. 4.2). Die abwechselnd stark und schwach absorbierenden Ringe sind bei Radien R_a begrenzt von [Hec023]:

$$R_a = R_1 \cdot \sqrt{a}, \quad (4.21)$$

wobei R_1 der innerste Radius und a eine natürliche Zahl ist.

Für die Wahl von Fresnelzonenplatten als Testmuster war ausschlaggebend, dass deren Rotationssymmetrie die Versuchsdurchführung wesentlich erleichtert: Um das um den Faktor M vergrößerte Durchstrahlungsprofil τ_{poly} des Testobjektes berechnen zu können, muss dessen genaue Position und Ausrichtung bestimmt werden. Bei der Fresnelzonenplatte entfällt die Bestimmung des Winkels um deren Rotationsachse.

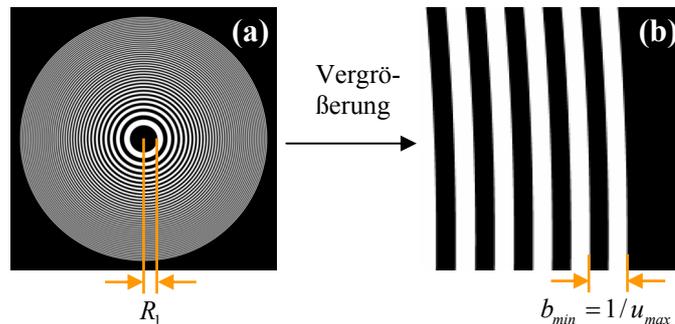


Abb. 4.2: Fresnelzonenplatte (verwendetes Testobjekt); (a) Übersicht; (b) Vergrößerung der feinsten Details um den Faktor 24; die abwechselnd stark und schwach absorbierenden Ringe sind schwarz (stark absorbierend) bzw. weiß (schwach absorbierend) dargestellt.

R_1 : Innerster Radius;

b_{min} : Breite des feinsten Linienpaars;

u_{max} : Ortsfrequenz, die dem feinsten Linienpaar entspricht;

Die Fresnelzonenplatten wurden freundlicherweise von K. Jefimovs, Laboratory for Micro- and Nanotechnology (LMN), Paul Scherrer Institut (PSI), Villigen bei Zürich, zur Verfügung gestellt. Durch reaktives Ionenätzen wurden in eine Molybdänschicht auf einem Si-Wafer 40 ringförmige ca. 1 μm tiefe Gräben geätzt. Als Ätzmaske diente eine Chromschicht, die mittels Elektronenstrahlolithographie stellenweise entfernt wurde. Um Foki von verschiedener Größe untersuchen zu können, wurden mehrere Proben produziert. Davon wurden Testobjekte mit einer Breite b_{min} des feinsten Linienpaars von 1,8 μm , 4,9 μm und 9,8 μm verwendet.

Fresnelzonenplatten lassen sich auch als Röntgenlinsen einsetzen. Bei dem in dieser Arbeit dargestellten Verfahren wird die Fresnelzonenplatte jedoch als Auflösungstestmuster verwendet. Bei den angewendeten Photonenenergien von mind. ca. 15 keV und einer Gegenstandsweite (Abstand zwischen Röhrenbrennfleck und Zonenplatte) von ca. 2 mm ist die Brennweite der feinsten verwendeten Zonenplatte mit $R_1=16 \mu\text{m}$ um mehr als drei Größenordnungen zu groß, um den Röhrenbrennfleck auf den Detektor abzubilden [Hec023].

4.2.3 Messung des Durchstrahlungsbilds

Bei der Messung des Durchstrahlungsbilds wurde der Vergrößerungsfaktor immer so gewählt, dass das Abbild des Testobjektes einen Durchmesser von ca. 950 Pixeln aufweist. Hierdurch lässt sich besonders einfach für alle Messungen nach demselben Schema eine Ortsauflösung angeben (Abschnitt 4.3.1). Zudem wurde, um die Bestim-

mung von Position und Ausrichtung des Testobjektes zu erleichtern, dieses mit Hilfe eines Lasers auf ca. $0,3^\circ$ genau parallel zum Detektor ausgerichtet.

Da die Empfindlichkeit der Detektorpixel geringfügig von der Röntgenintensität abhängt, wurden die Bilder Γ_{flat} zur Gain-Korrektur nach Gl. (2.18) bei Änderung des Targetstroms oder der Röhrenspannung neu bestimmt. Bei zeitabhängigen Messungen wurde eine Kalibrierkurve aufgenommen und eine „Multi-Gain-Korrektur“ angewendet (siehe auch Abschnitt 2.3 und [Per04]). Diese relativ sorgfältige Gain-Korrektur war auf Grund des schwachen Kontrasts der $1\ \mu\text{m}$ hohen Mo-Ringe des Testobjekts von ca. 3,2 % bei 50 kV bzw. 1,6 % bei 100 kV Anodenspannung erforderlich.

Damit bei der Abbildung des Testobjektes eine bessere Bildqualität erzielt werden kann, wurde eine Lochblende auf dem Target angebracht (siehe Abschnitt 2.1). Dadurch konnte das Testobjekt jedoch nicht näher als ca. 2 mm an den Brennfleck heran gebracht werden. Um das feinste verwendete Testobjekt, das eine Linienpaarbreite von $1,8\ \mu\text{m}$ aufwies, auf eine Detektorfläche mit ca. 950 Pixeln Durchmesser abzubilden, war daher ein Quell-Detektorabstand von ca. 1500 mm notwendig. Hierdurch ergab sich für das feinste verwendete Testobjekt eine relativ hohe Belichtungszeit für die Datenbilder von bis zu 70 min.

4.2.4 Bestimmung der Detektor-PSF

Die Point Spread Function (PSF) des Detektors wurde nach gängigen Methoden [Sam98, Clo99] aus dem Durchstrahlungsbild einer direkt vor dem Detektor angebrachten (Vergrößerung $M \approx 1$) Kupferkante ermittelt: Der Verlauf der Grauwerte über die Kante entspricht der Edge Spread Function (ESF) des Detektors [Sam98]. Durch Ableitung lässt sich aus der Detektor-ESF die Line Spread Function (LSF) des Detektors berechnen [Sam98, Clo99]. Die LSF stellt eine Projektion der PSF dar. Somit kann die als rotationssymmetrisch angenommene Detektor-PSF h mittels gängiger Rückprojektionsmethoden aus der LSF gewonnen werden [Clo99]. In dieser Arbeit wurde dies mittels gefilterter Rückprojektion [Kak88] bewerkstelligt.

4.2.5 Bestimmung des vergrößerten Durchstrahlungsprofils

Damit das vergrößerte Durchstrahlungsprofil $\widehat{\tau}_{poly}(x_{Det}, y_{Det})$ des Testobjekts berechnet werden kann, müssen die Geometriedaten sowie die Lage und die Ausrichtung des Testobjekts bekannt sein. Die Geometriedaten sind bereits bekannt. Da das Testobjekt rotationssymmetrisch ist und parallel zum Detektor ausgerichtet wurde, entfällt die Be-

stimmung der Drehwinkel um alle drei Raumachsen. Falls das vergrößerte Durchstrahlungsprofil τ_{poly} des Testobjektes gegenüber dem gemessenen Transmissionsbild τ_{meas} in der Bildebene verschoben ist, ändert sich die daraus durch Entfaltung berechnete Intensitätsverteilung des Brennflecks nicht. Sie ist nach dem Shift-Theorem [Goo681] lediglich in der Bildebene verschoben. Somit entfällt auch die Bestimmung der Position des Testobjektes in der Detektorebene.

Es muss daher nur der Vergrößerungsfaktor bestimmt werden. Hierzu wurde ein zusätzliches Transmissionsbild des Testobjektes mit dem kleinsten erzielbaren Brennfleck (z. B. bei einer niedrigen Röhrenleistung von ca. 2 bis 4 W) erzeugt, falls die Transmissionsmessung von τ_{meas} nicht bereits bei diesen Einstellungen durchgeführt wurde. Zwischen den beiden Messungen wurde der Aufbau nicht verändert und insbesondere das Testobjekt nicht bewegt.

Vor der iterativen Bestimmung des Vergrößerungsfaktors wurden folgende Vorbereitungen getroffen:

1. Von dem Transmissionsbild wurde der Grauwert abgezogen, der den Mittelwert zwischen maximaler und minimaler Transmission durch das Testobjekt darstellt.
2. Am Rand des Testobjektes ist wegen des ausgedehnten Brennflecks die Modulation der Ringe sehr klein und stark von Messfehlern überlagert. Diese Bereiche wurden manuell bestimmt und auf Null gesetzt, so dass danach das Transmissionsbild nur noch Ringe mit abwechselnd positiven und negativen Grauwerten enthält.
3. Es wurde manuell eine erste Abschätzung des Vergrößerungsfaktors vorgenommen.

Dann wurde der Vergrößerungsfaktor iterativ korrigiert:

4. Das Transmissionsbild wurde simuliert: Basierend auf Gl. (4.21) wurde die Pixel den stark oder schwach absorbierenden Ringen des Testmusters zugeordnet und diesen die Grauwerte von +1 oder -1 zugewiesen.
5. Mit Hilfe einer Kreuzkorrelation [Pre92] des simulierten Bilds mit dem gemessenen Bild wurde bestimmt, wie stark diese übereinstimmen. Bei dieser Rechenoperation werden die Grauwerte des gemessenen Bildes mit denen des simulierten Bildes pixelweise multipliziert und dann aufsummiert. Falls die beiden Bilder optimal übereinstimmen, liegen Ringe mit positiven Grauwerten des

gemessenen Bildes über Ringen mit dem Grauwert +1 des simulierten Bildes. Umgekehrt liegen Ringe mit negativen Grauwerten des gemessenen Bildes über Ringen mit dem Grauwert -1 des simulierten Bildes. Somit ergeben sich in diesem Fall bei der pixelweisen Multiplikation der Grauwerte der beiden Bilder nur positive Werte. Die Summe dieser Produkte entspricht der Summe der Absolutbeträge der Grauwerte des gemessenen Bildes und ist maximal. Falls die beiden Bilder nicht optimal übereinstimmen, werden auch positive und negative Grauwerte miteinander multipliziert und die Summe dieser Produkte ist dann kleiner als die Summe der Absolutbeträge der Grauwerte des gemessenen Bildes.

Die exakte Lage des Abbilds des Testobjekts in der Detektorebene ist nicht bekannt. Die Kreuzkorrelation des simulierten Bilds mit dem gemessenen Bild entspricht jedoch der wiederholten Ausführung der zuvor dargestellten Berechnungen für beliebige pixelweise Verschiebungen der beiden Bilder zueinander. Zur Optimierung des Vergrößerungsfaktors wurde nur das Ergebnis für die Verschiebung der beiden Bilder zueinander betrachtet, bei der die Übereinstimmung maximal ist.

6. Iterativ wurden neue Vergrößerungsfaktoren geraten und die Schritte 4, 5 und 6 wurden wiederholt, bis die in Schritt 5 bestimmte Übereinstimmung zwischen simuliertem und gemessenem Transmissionsbild maximal ist.

Mit dieser Methode konnte bei den im Rahmen dieser Arbeit dargestellten Messungen der Vergrößerungsfaktor mit relativ hoher Reproduzierbarkeit bestimmt werden. Bei Veränderung des Bereichs des Transmissionsbildes, der nicht auf Null gesetzt und somit für die Bestimmung des Vergrößerungsfaktors genutzt wird, ändert sich der mit dieser Methode bestimmte Vergrößerungsfaktor nur geringfügig, solange das Transmissionsbild nach den Schritten 1 und 2 nur noch Ringe mit abwechselnd positiven und negativen Grauwerten enthält: Die geringen Abweichungen der auf diese Art und Weise mehrfach bestimmten Vergrößerungsfaktoren von deren Mittelwert entsprachen einer Änderung des Radius des Abbilds des Testobjektes von maximal einem Sechstel des feinsten Linienpaares des Testobjektes. Der Einfluss einer ungenau bestimmten Vergrößerung auf die berechnete Brennfleckintensitätsverteilung wird in Abschnitt 4.3.2 untersucht.

Das vergrößerte Durchstrahlungsprofil $\widehat{\tau}_{poly}(x_{Det}, y_{Det})$ des Testobjekts für den ermittelten Vergrößerungsfaktor wurde entsprechend Gl. (4.1), (4.4) und (2.6) mit Hilfe eines Radiographie-Simulationsprogramms von Karl Stierstorfer, Siemens AG, bestimmt. Hierbei wurde beachtet, dass die Röntgenstrahlen auf Grund der divergenten Strahlgeometrie nicht exakt parallel zu den Seitenwänden der Mo-Ringe des Testobjekts verlau-

fen. Um die Grauwerte der Detektorpixel, die nur teilweise von Strukturen des Testobjektes abgeschattet sind, möglichst genau zu bestimmen, wurden für jedes Detektorpixel 16 Werte von $\overline{\tau_{poly}}(x_{Det}, y_{Det})$ für gleichmäßig verteilte Punkte innerhalb des Pixels berechnet und gemittelt.

4.2.6 Entfaltung des Durchstrahlungsbilds mit dem vergrößerten Durchstrahlungsprofil und der Detektor-PSF

An simulierten und gemessenen Daten wurden ein Wienerfilter und ein Richardson-Lucy-Algorithmus zur Entfaltung getestet [4]. An Hand der erzielbaren Ergebnisse konnte jedoch nicht klar entschieden werden, welcher der beiden Filter zur Fokusbestimmung besser geeignet ist. Mit beiden Filtern ließ sich die Brennfleckintensitätsverteilung gut rekonstruieren [4].

Für die Wahl eines Wienerfilters zur Entfaltung der Messdaten war ausschlaggebend, dass bei diesem die Rechenzeit im Vergleich zu dem iterativen Richardson-Lucy-Algorithmus wesentlich kürzer ist: Um mit letzterem ein brauchbares Entfaltungsergebnis zu erzielen, wurden typischerweise ca. 500 Iterationen benötigt. Hierfür waren mit einem Rechner, der mit einem Intel® Centrino® Prozessor mit 2 GHz Taktfrequenz ausgestattet ist, ca. 40 min Rechenzeit erforderlich. Bei dynamischen Messungen der Brennfleckintensitätsverteilung wurden häufig mehrere hundert Einzelmessungen durchgeführt. Dies würde eine Rechenzeit von mehreren Tagen oder die Verwendung von Rechenclustern erforderlich machen. Mit einem Wienerfilter hingegen werden für die Entfaltung eines Bildes mit demselben Rechner nur ca. 6 s benötigt.

Sowohl bei dem Richardson-Lucy-Algorithmus als auch bei dem Wienerfilter war es erforderlich, einen Parameter, der in die Rekonstruktion einfließt, abzuschätzen. Im Falle des Richardson-Lucy-Algorithmus kann die Abschätzung einer sinnvollen Anzahl an Iterationen das Rekonstruktionsergebnis stark beeinflussen und somit eine schwierige Aufgabe darstellen. Im Gegensatz dazu wurde für die Abschätzung der Funktion $C(u, v)$ bei einem Wienerfilter (Gl. (4.13)-(4.15)) ein reproduzierbares Kriterium hergeleitet, das im Folgenden dargestellt wird.

In den Dämpfungsterm $Z(u, v)$ gehen nach Gl. (4.14) nur $C(u, v)$ und $|P_{assumed}(u, v)|^2$ ein. $P_{assumed}(u, v)$ ist die Optical Transfer Function (OTF, Fouriertransformierte der PSF), mit der entfaltet wird. Im Idealfall ist $P_{assumed}(u, v) = P(u, v)$ und entspricht bei der Brennfleckbestimmung nach Gl. (4.11) dem Produkt $\overline{T_{poly}}(u, v) \cdot H(u, v)$ der Fouriertransformierten des um den Faktor M vergrößerten Durchstrahlungsprofils $\overline{\tau_{poly}}(x_{Det}, y_{Det})$ und der PSF des Detektors $h(x_{Det}, y_{Det})$. Bei allen Messungen wurde

der Vergrößerungsfaktor M so gewählt, dass das Testobjekt auf eine Detektorfläche mit einem Durchmesser von ca. 950 Pixeln abgebildet wird, womit der Verlauf von $\left| \widehat{T}_{poly}(u, v) \right|$ für alle Messungen nahezu gleich ist^{xi}. Für diesen Fall sind $\left| \widehat{T}_{poly}(u, v) \right|$, $\left| H(u, v) \right|$ und $\left| \widehat{T}_{poly}(u, v) \cdot H(u, v) \right|$ in Abb. 4.3 dargestellt.

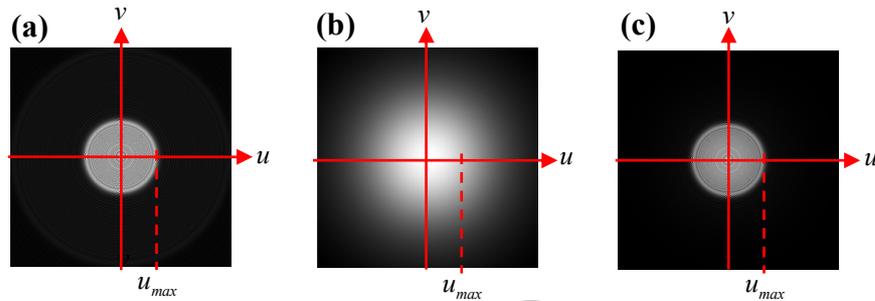


Abb. 4.3: (a) Absolutbetrag der Fouriertransformierten $\widehat{T}_{poly}(u, v)$ des Durchstrahlungsprofils des Testobjektes,
 (b) Detektor-MTF $|H(u, v)|$,
 (c) Absolutbetrag $|P(u, v)| = \left| \widehat{T}_{poly}(u, v) \cdot H(u, v) \right|$ der OTF, mit der entfaltet werden soll. Es wurde angenommen, dass das Testobjekt auf eine Detektorfläche mit einem Durchmesser von 950 Pixeln abgebildet wird.

u_{max} : Ortsfrequenz, die dem feinsten Linienpaar der Fresnelzonenplatte entspricht.

Bei allen drei Abbildungen wurde für die Farbkodierung eine lineare Grauwertskala verwendet. Für (a) und (c) ist die Grauwertskala identisch.

Abb. 4.3 (a) zeigt, dass $\left| \widehat{T}_{poly}(u, v) \right|$ für die meisten Ortsfrequenzen bis zur Ortsfrequenz u_{max} , die dem feinsten Linienpaar des Testobjektes entspricht, relativ hohe Werte aufweist und dann stark abfällt. Diesem Verlauf folgt auch $|P(u, v)| = \left| \widehat{T}_{poly}(u, v) \cdot H(u, v) \right|$, da $H(u, v)$ für Ortsfrequenzen, die kleiner als u_{max} sind, nicht wesentlich variiert.

Um $C(u, v)$ abzuschätzen, wurde der Mittelwert P_{high}^2 von $|P(u, v)|^2$ im Ortsfrequenzbereich $0,5 \cdot u_{max}$ bis u_{max} und der Mittelwert P_{low}^2 von $|P(u, v)|^2$ im Ortsfrequenzbereich u_{max} bis $1,5 \cdot u_{max}$ berechnet. P_{high}^2 und P_{low}^2 unterscheiden sich um mehr als eine Größenordnung. Für C wurde dann ein konstanter Wert (unabhängig von der Ortsfrequenz) zwischen P_{high}^2 und P_{low}^2 angesetzt, der um ca. einen Faktor 5 kleiner ist als P_{high}^2 und um ca. einen Faktor 5 größer ist als P_{low}^2 .

Für diesen Wert von C hat der Dämpfungsterm $z(u, v)$ nach Gl. (4.14) für die meisten Ortsfrequenzen bis u_{max} einen Wert nahe 1, womit der Wienerfilter für diese Ortsfre-

^{xi} Die Verschmierung der Kanten der Ringe des Durchstrahlungsprofils durch Röntgenstrahlen, die auf Grund der Kegelstrahlgeometrie nicht exakt parallel zu den Seitenwänden der Mo-Ringe des Testobjektes verlaufen, ist bei den dargestellten Messungen sehr gering (Bereich deutlich kleiner als ein Pixel) und hat keinen für die in diesem Abschnitt dargestellte Abschätzung wesentlichen Einfluss auf den Verlauf von $\left| \widehat{T}_{poly}(u, v) \right|$.

quenzen näherungsweise einem inversen Filter entspricht (siehe Gl. (4.13)). Höhere Ortsfrequenzen, bei denen $|P(u, v)|$ vergleichsweise sehr kleine Werte aufweist und somit die Division $G_{\text{blurred}}(u, v)/P(u, v)$ bei realistischen Messdaten zu einer sehr starken Verstärkung des Rauschens führt (siehe Abschnitt 4.1.2.1), werden gedämpft.

Das dargestellte Kriterium zur Abschätzung von $C(u, v)$ ermöglicht Brennfleckmessungen, bei denen die PSF, die die Ortsauflösung der Brennfleckabbildung charakterisiert, im Wesentlichen nur vom verwendeten Testobjekt abhängt (siehe folgender Abschnitt).

4.3 Eigenschaften der Methode

Im Folgenden wird die Ortsauflösung der Brennfleckabbildung berechnet (Abschnitt 4.3.1). Anschließend wird dargestellt, wie sich Ungenauigkeiten des iterativ bestimmten Vergrößerungsfaktors auf die berechnete Brennfleckintensitätsverteilung auswirken (Abschnitt 4.3.2). Um die Interpretation der Ergebnisse für den Sonderfall einer von der Photonenenergie abhängigen Brennfleckintensitätsverteilung zu ermöglichen, wird schließlich die Empfindlichkeit der Methode zur Brennfleckmessung in Abhängigkeit der Photonenenergie bestimmt (Abschnitt 4.3.3).

4.3.1 Ortsauflösung der Brennfleckmessung

Für $P_{\text{assumed}} = P$ entspricht nach Gl. (4.19) und (4.20) der Dämpfungsfaktor $z(u, v)$ des Wienerfilters der OTF des entfalteten Bildes und die invers Fouriertransformierte $\zeta(x, y)$ von $z(u, v)$ der entsprechenden PSF. Somit lässt sich die PSF berechnen, die die Ortsauflösung der Brennfleckmessung beschreibt. In Abb. 4.4 (a) ist diese exemplarisch für den Fall dargestellt, dass das Abbild des Testobjektes einen Durchmesser von ca. 950 Pixeln aufweist.

Nach Gl. (4.14) hängt $z(u, v)$ von $|P_{\text{assumed}}(u, v)| = |P(u, v)|$ und $C(u, v)$ ab. Wie im letzten Abschnitt erläutert wurde, wurde bei allen Messungen der Vergrößerungsfaktor M so gewählt, dass das Abbild des Testobjektes einen Durchmesser von ca. 950 Pixeln aufweist, womit der Verlauf von $|\widehat{T}_{\text{poly}}(u, v)|$ und von $|P(u, v)| = |\widehat{T}_{\text{poly}}(u, v) \cdot H(u, v)|$ für alle Messungen nahezu gleich ist. Zudem wurde im vorigen Abschnitt ein Kriterium zur Abschätzung von $C(u, v)$ gewählt, das nur von $|P(u, v)|$, nicht aber von sonstigen Messparametern abhängt. Somit ist die in Abb. 4.4 (a) dargestellte PSF in guter Näherung für alle in dieser Arbeit dargestellten Messungen gültig.

Abb. 4.4 (a) zeigt, dass $\zeta(x_{\text{Det}}, y_{\text{Det}})$ auch negative Werte aufweist (Minimum: -0,17 bei Normierung auf 1). Hierdurch können Strukturen in der berechneten Brennfleckintensitätsverteilung auftreten, die in der Realität nicht existieren. Um dies zu vermeiden, wurden die Ergebnisse zusätzlich noch mit einer Gaußverteilung mit einer – manuell festgelegten – Halbwertsbreite von 4,7 Pixeln gefaltet. Die sich daraus ergebende PSF für die Fokussmessung ist in Abb. 4.4 (b) dargestellt. Sie weist nur noch negative Werte mit kleinerem Absolutbetrag auf (Minimum: -0,02 bei Normierung auf 1).

Als Maß für die Ortsauflösung der Brennfleckmessungen wurde die Halbwertsbreite der in Abb. 4.4 (b) dargestellten PSF bestimmt. Diese beträgt ca. 5,4 Pixel. Um diese Größe der PSF in der Detektorebene interpretieren zu können, sollte sie idealerweise entsprechend Gl. (4.3) in die Brennfleckebene umgerechnet werden. Da bei den hier dargestellten Brennfleckmessungen hohe Vergrößerungsfaktoren M verwendet werden, ist $M - 1 \approx M$ und eine Umrechnung in die Objektebene (Gl. (4.4)) ist zu einer Umrechnung in die Brennfleckebene nahezu äquivalent. Die Umrechnung in die Objektebene lässt sich einfach bewerkstelligen, da jedes Testobjekt auf eine Detektorfläche mit einem Durchmesser von ca. 950 Pixeln bzw. das feinste Linienpaar auf ca. 6 Pixel abgebildet wurde. Somit entspricht bei den in dieser Arbeit dargestellten Brennfleckmessungen die Breite b_{min} des feinsten Linienpaars der Fresnelzonenplatte in etwa der Halbwertsbreite der PSF, die die Ortsauflösung der Brennfleckmessungen bestimmt.

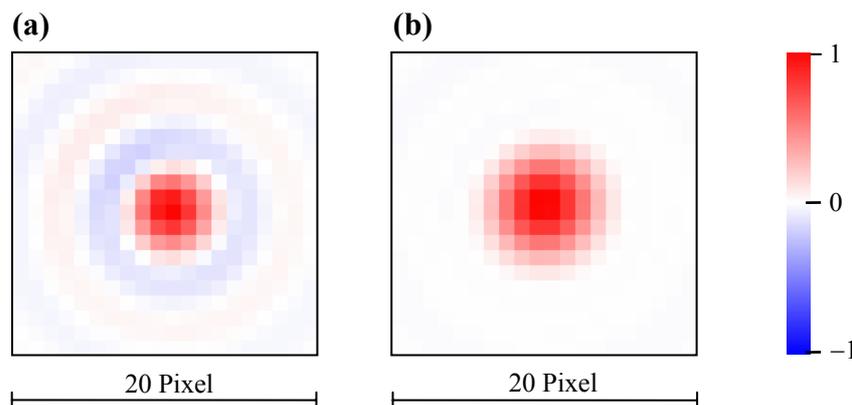


Abbildung 4.4: PSF, die die Ortsauflösung der Brennfleckmessung charakterisiert, normiert auf ihr Maximum:

- (a) Verwendung eines Wienerfilters;
- (b) Verwendung eines Wienerfilters und anschließende Faltung des entfalteten Bildes mit einer Gaußverteilung mit einer Halbwertsbreite von 4,7 Pixeln (entspricht dem Vorgehen bei den in dieser Arbeit dargestellten Messungen); weitere Versuchsparameter siehe Text.

4.3.2 Auswirkung eines ungenau bestimmten Vergrößerungsfaktors

Fehler des zur Berechnung des Durchstrahlungsprofils verwendeten Vergrößerungsfaktors können die Genauigkeit der berechneten Brennfleckintensitätsverteilungen beeinträchtigen. Dies wird im Folgenden an Hand von Simulationsrechnungen untersucht.

Im Gegensatz zu den zuvor dargestellten Messungen wurde bei den Simulationsrechnungen nicht nur das Durchstrahlungsprofil τ_{poly} , sondern auch die „Messdaten“ τ_{meas} der Durchstrahlungsmessung wie in Abschnitt 4.2.5 dargestellt berechnet. Die berechneten „Messdaten“ wurden anschließend mit weißem (in seiner Intensität von der Ortsfrequenz unabhängigem) Rauschen versehen. Dabei wurde ein Kontrast-zu-Rauschverhältnis (Contrast to Noise Ratio, CNR) für grobe Strukturen von 30 angenommen. Dieses entspricht in etwa den Verhältnissen für die in dieser Arbeit dargestellten Brennfleckmessungen (CNR > 30).

In Analogie zu den Messungen wurde angenommen, dass das auf den Detektor vergrößerte Durchstrahlungsprofil τ_{poly} des Testobjekts einen Durchmesser von 950 Pixeln aufweist, womit das feinste Linienpaar ca. 6 Pixel breit ist. Die in Abb. 4.5 dargestellte, für die Simulationsrechnungen angenommene Brennfleckintensitätsverteilung f in der Detektorebene hat einen Durchmesser von ca. 40 Pixeln.

Da das Testobjekt mit einem hohen Vergrößerungsfaktor M auf den Detektor abgebildet wird, ist $M - 1 \approx M$. In diesem Fall ist die Umrechnung der Größenverhältnisse von der Detektor- in die Brennfleckebene zur Umrechnung von der Detektor- in die Objektebene nahezu gleichwertig und die Größenverhältnisse von f und τ_{poly} können direkt zueinander in Bezug gesetzt werden. Der für die Simulationsrechnungen angenommene Brennfleck hat somit einen Durchmesser, der in etwa dem siebenfachen der Breite des feinsten Linienpaares des Testobjekts entspricht.

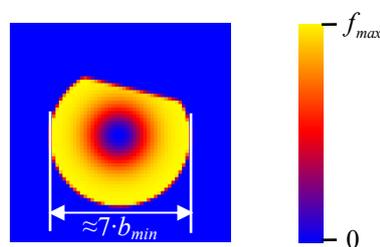


Abb. 4.5: Für die Simulationsrechnungen angenommene Brennfleckintensitätsverteilung f . f_{max} : Maximum von f . b_{min} : Breite des feinsten Linienpaares des simulierten Testobjektes.

In Abb. 4.6 sind die mit simulierten Messungen bestimmten Brennfleckintensitätsverteilungen f_{calc} , Differenzbilder zum Sollwert und die PSF für die Brennfleckmessung für unterschiedliche Fehler des zur Berechnung des Durchstrahlungsprofils angenommenen Vergrößerungsfaktors dargestellt. Die PSF wurde in Analogie zu den in Abb. 4.4 (b) dargestellten Daten nach Gl. (4.20) für $P_{assumed} \neq P$ und anschließender Faltung des Ergebnisses mit einer Gaußverteilung mit einer Halbwertsbreite von 4,7 Pixeln berechnet (siehe Abschnitt 4.3.1).

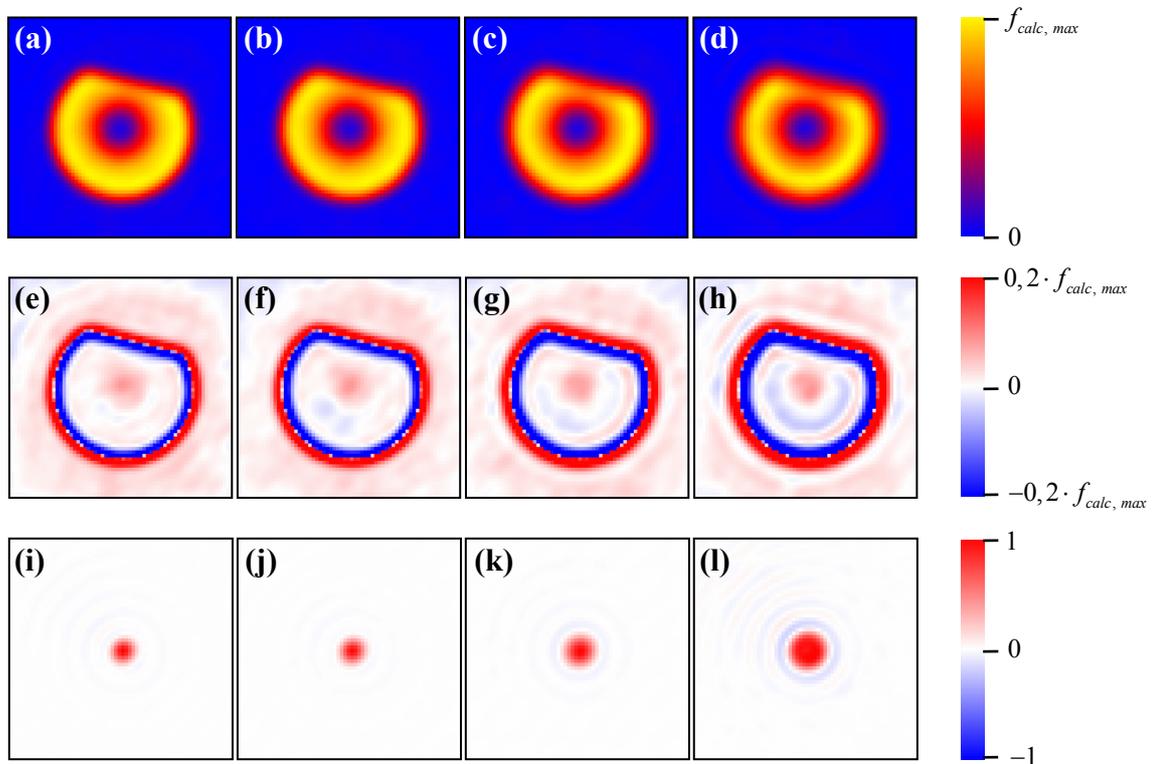


Abb. 4.6: Simulationsrechnung zu Abschätzung der Genauigkeit der berechneten Brennfleckintensitätsverteilung bei einem ungenau bestimmten Vergrößerungsfaktor (siehe Text).

- (a-d) Aus simulierten Messdaten rekonstruierte Brennfleckintensitätsverteilung f_{calc} ;
 (a) Vergrößerungsfaktors wurde exakt bestimmt;
 (b-d) Fehler bei der Bestimmung des Vergrößerungsfaktors, die einer Änderung des Radius des Abbilds des Testobjektes von höchstens $1/6$ (b), $2/6$ (c), $3/6$ (d) der Breite b_{min} des feinsten Linienpaares des Testobjektes entsprechen.
 (e-h) Abweichung der in (a-d) dargestellten rekonstruierten Brennflecke vom Sollwert (bei Normierung der rekonstruierten Brennflecke und des Sollwerts auf Maximum).
 (i-l) PSF für die Brennfleckmessung (normiert auf Maximum). Die Halbwertsbreiten der berechneten PSF betragen: 5,4 Pixel (i); 5,5 Pixel (j); 6,8 Pixel (k); 10 Pixel (l).

$f_{calc, max}$: Maximum von f_{calc} .

Wie in Abschnitt 4.2.5 dargelegt, wurde für die Messdaten der in dieser Arbeit dargestellten Brennfleckmessungen die Reproduzierbarkeit der Bestimmung des Vergrößerungsfaktors abgeschätzt. Zusätzlich wurde an Hand von Simulationsdaten die Genauigkeit der Bestimmung des Vergrößerungsfaktors abgeschätzt. In beiden Untersuchungen konnten Abweichungen der gemessenen Vergrößerungsfaktoren vom Sollwert bzw. Mittelwert festgestellt werden, die einer Änderung des Radius des Abbilds des Testobjektes von höchstens einem Sechstel der Breite b_{min} des feinsten Linienpaares des Testobjektes entsprechen. Dies entspricht Abb. 4.6 (b), (f) und (j). Die Ergebnisse zeigen klar, dass in diesem Fall die rekonstruierte Brennfleckintensitätsverteilung kaum beein-

trächtigt wird, insbesondere verschlechtert sich die Ortsauflösung der Brennfleckmessung nur minimal. Bei einem weniger genau ermittelten Vergrößerungsfaktor werden die berechneten Brennfleckintensitätsverteilungen jedoch deutlich beeinträchtigt, insbesondere verschlechtert sich die Ortsauflösung der Rekonstruktion der Brennfleckintensitätsverteilung deutlich (siehe Abb.).

4.3.3 Einfluss der Photonenenergie

Bisher wurde die Methode für den Fall diskutiert, dass die Intensitätsverteilung des Brennflecks nicht von der betrachteten Photonenenergie abhängt. Dies setzt unter anderem voraus, dass sich der Schichtaufbau des Targets nicht mit der Position ändert.

Bei längerem Betrieb der Röntgenröhre kann es jedoch dazu kommen, dass die W-Schicht auf dem Target durch den Elektronenbeschuss mit der Zeit abgetragen und somit dünner wird. Da die auf das Target treffenden Elektronen mit wachsender Eindringtiefe an kinetischer Energie verlieren, erniedrigt sich auch die mittlere Energie der emittierten Röntgenstrahlung mit wachsender Tiefe. Somit erhöht sich die mittlere Energie der von der Wolframschicht emittierten Röntgenstrahlung, falls sich die W-Schichtdicke durch die Abnutzung des Targets reduziert.

Um f_{calc} auch bei einer von der Photonenenergie abhängigen Brennfleckintensitätsverteilung interpretieren zu können, wurde für die dargestellten Messungen die Empfindlichkeit $\iota(E)$ der Methode zur Brennfleckabbildung in Abhängigkeit der Photonenenergie abgeschätzt. Die Empfindlichkeit $\iota(E)$ wurde so definiert, dass f_{calc} in Näherung proportional zur Anzahl der (in Richtung des Detektors) emittierten Photonen pro Zeit- und Flächeneinheit gewichtet mit der Photonenenergie E und $\iota(E)$ ist.

Zunächst hängt $\iota(E)$ von der Detektionswahrscheinlichkeit ab, d. h. von der Effizienz $\zeta_{sci}(E)$ des Szintillators und von der Wahrscheinlichkeit $\tau_{bh}(E)$, dass ein Photon nicht von Objekten im Strahlengang, wie beispielsweise dem Detektorgehäuse vor dem Szintillator, absorbiert oder gestreut wird. Zudem spielt auch der Kontrast, den die Strukturen des Testobjekts hervorrufen, eine Rolle. Dieser beträgt: $1 - \tau_{line}(E)$, wobei $\tau_{line}(E)$ die Wahrscheinlichkeit ist, dass ein Photon von den Mo-Ringen des Testobjekts weder absorbiert noch gestreut wird. Beispielsweise tragen Photonen von – im Vergleich zur mittleren Photonenenergie – sehr hoher Energie, die durch die absorbierenden Ringe des Testobjekts nur sehr wenig geschwächt werden, zur Brennfleckmessung kaum bei.

In Anhang B wird für die in dieser Arbeit dargestellten Messungen gezeigt, dass $\iota(E)$ proportional zur Detektionswahrscheinlichkeit $\zeta_{sci}(E) \cdot \tau_{bh}(E)$ und zum Kontrast $1 - \tau_{line}(E)$, den die Strukturen des Testobjekts bei der Photonenenergie E hervorrufen, ist:

$$\iota(E) \sim \zeta_{sci}(E) \cdot \tau_{bh}(E) \cdot [1 - \tau_{line}(E)]. \quad (4.22)$$

Für den verwendeten Versuchsaufbau ist eine Abschätzung von $\iota(E)$ in Abb. 4.7 dargestellt. Die Daten zeigen, dass im Wesentlichen Photonen mit verhältnismäßig geringer Energie zur Messung beitragen. Dies ist insbesondere durch den relativ schwachen Kontrast bedingt, den die Mo-Strukturen des Testobjekts bei höheren Photonenenergien hervorrufen. Der starke Anstieg der Empfindlichkeit bei 20 keV wird durch die K-Absorptionskante von Mo bei dieser Photonenenergie hervorgerufen.

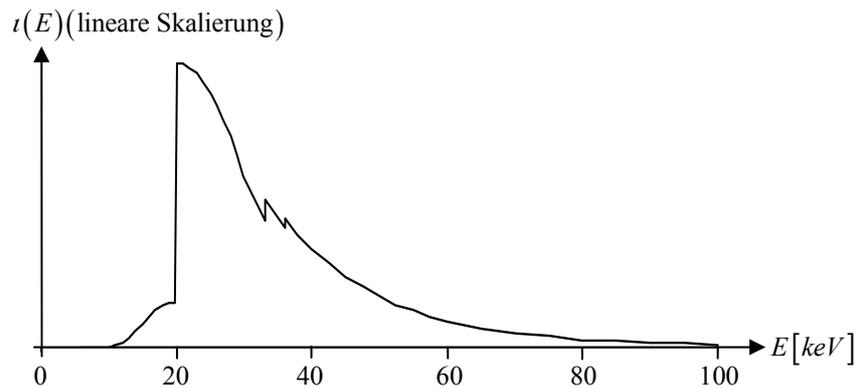


Abb. 4.7: Abschätzung der Empfindlichkeit $\iota(E)$ der Methode zur Brennfleckmessung in Abhängigkeit der Photonenenergie E für den verwendeten Versuchsaufbau. Im allgemeinen Fall ist die berechnete Brennfleckintensitätsverteilung f_{calc} proportional zur Anzahl der (in Richtung des Detektors) emittierten Photonen pro Zeit- und Flächeneinheit gewichtet mit der Photonenenergie E und $\iota(E)$. $\iota(E)$ wurde nach Gl. (4.22) berechnet für einen 500 μm dicken CsI Szintillator (Energieabsorptionskoeffizienten aus [Hub95]), ein Testobjekt mit 1 μm hohen Mo-Strukturen sowie einer 750 μm dicken Al-Platte (Detektorgehäuse), einem 250 μm dicken Si-Wafer (Substrat des Testobjekts) und einer 3 mm dicken CFK-Platte (zur mechanischen Stabilisierung des Szintillators) im Strahlengang (Schwächungskoeffizienten aus [Cha95], für CFK aus [Bät08]).

Es sei hier darauf hingewiesen, dass viele Standardmethoden zur Abbildung von Brennflecken eine von der Photonenenergie abhängige Empfindlichkeit aufweisen. Bei einer Lochkamera [DIN91, IEC93, NEM93] ist diese beispielsweise durch die Empfindlichkeit des verwendeten Detektors gegeben.

4.4 Messergebnisse und Diskussion

4.4.1 Brennfleck in Abhängigkeit der Röhrenleistung und Spannung

Die Intensitätsverteilung des Brennflecks der phoenix|x-ray, XS 160 T-NF Röhre wurde in Abhängigkeit der Röhrenleistung bei Anodenspannungen von 50 kV und 100 kV untersucht. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.8 und 4.9 dargestellt.

Nach Gl. (4.19) und (4.20) pflanzt sich das Rauschen der Rohdaten ortsfrequenzmoduliert in das entfaltete Bild fort. Gestützt auf Vorversuche wurden manuell Belichtungszeiten gewählt, bei denen eine optimale Bildqualität der gemessenen Brennfleckintensitätsverteilungen erzielt wird. Da das Testobjekt nur bis auf ca. 2 mm an den Brennfleck heran gebracht werden konnte, war für eine ausreichende Vergrößerung bei dem feinsten verwendeten Testobjekt ein großer Abstand zwischen Quelle und Detektor von ca. 1500 mm erforderlich (siehe Abschnitt 4.2.3). Somit ergab sich für die entsprechenden Messungen eine relativ hohe Belichtungszeit von 70 min. Für die restlichen in Abb. 4.8 und 4.9 dargestellten Messungen wurde ein Quell-Detektorabstand von 900 mm gewählt, damit sich das Testobjekt leicht so positionieren lässt, dass es auf den Detektor abgebildet wird.

Die Messungen zeigen deutlich, dass ab einer Anodenleistung von ca. 4 W der Durchmesser des Brennflecks überproportional mit der Röhrenleistung anwächst. Dies ist kein physikalischer Effekt. Vielmehr defokussiert die Elektronik der Röhre den Elektronenstrahl bei höheren Leistungen, um das Target thermisch nicht zu überlasten. Die Fokusgrößen ergeben sich im Wesentlichen aus einer in der Röhrensteuerung implementierten Kennlinie.

Die Brennflecke für 2 W, 4 W und 6 W weisen bei einer Anodenspannung von 50 kV in etwa dieselbe Halbwertsbreite auf wie bei einer Anodenspannung von 100 kV, obwohl die Reichweite der Elektronen im Target sehr stark von ihrer kinetischen Energie abhängt. Die 100 keV Elektronen haben nach Durchdringen der 4 μm dicken W-Schicht noch eine mittlere kinetische Energie von ca. 76 keV und besitzen dann noch eine mittlere Reichweite von ca. 63 μm im Be-Träger. Im Gegensatz dazu, beträgt die mittlere Reichweite von 50 keV Elektronen in W nur ca. 3,3 μm [Brü77]. Da jedoch die bei Elektronenbeschuss emittierte Röntgenstrahlung bei W von wesentlich höherer Intensität ist als bei Be (siehe Abschnitt 2.1 und [Ker95]), erhöht sich die Größe der Brennflecke (definiert durch die Halbwertsbreite) bei 100 kV Anodenspannung im Vergleich zu 50 kV Anodenspannung nur unwesentlich.

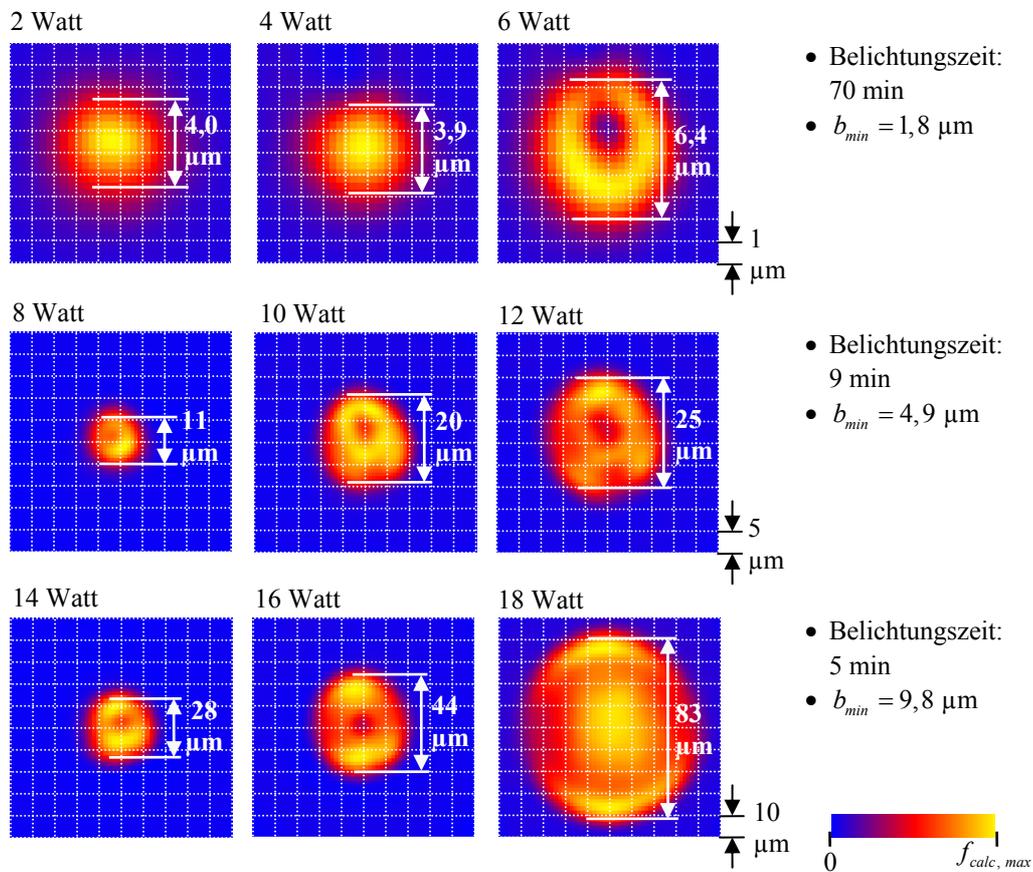


Abb. 4.8: Rekonstruierte Intensitätsverteilung f_{calc} des Brennflecks einer phoenix|x-ray, XS 160 T-NF Mikrofokus-Röntgenröhre bei einer Anodenspannung von 50 kV für verschiedene Röhrenleistungen; f_{calc} ist proportional zur Anzahl der (in Richtung des Detektors) emittierten Photonen pro Zeit- und Flächeneinheit gewichtet mit der Photonenenergie E und der von E abhängigen Empfindlichkeit $\iota(E)$ der Methode zur Brennfleckmessung (siehe Abschnitt 4.3.3); Als Maß für die Größe der Brennflecke wurde deren Halbwertsbreite in x- und in y-Richtung bestimmt und der jeweils größere Wert in die Abb. eingetragen. Für die Messungen bei 2 W und 4 W ist die aus den Daten abgeleitete Halbwertsbreite in x- und y-Richtung gleich.

$f_{calc, max}$: Maximum von f_{calc} ;

b_{min} : Breite des feinsten Linienpaares des verwendeten Testobjektes; b_{min} entspricht näherungsweise der Halbwertsbreite der PSF, die die Ortsauflösung der Brennfleckmessung bestimmt, siehe Abschnitt 4.3.1.

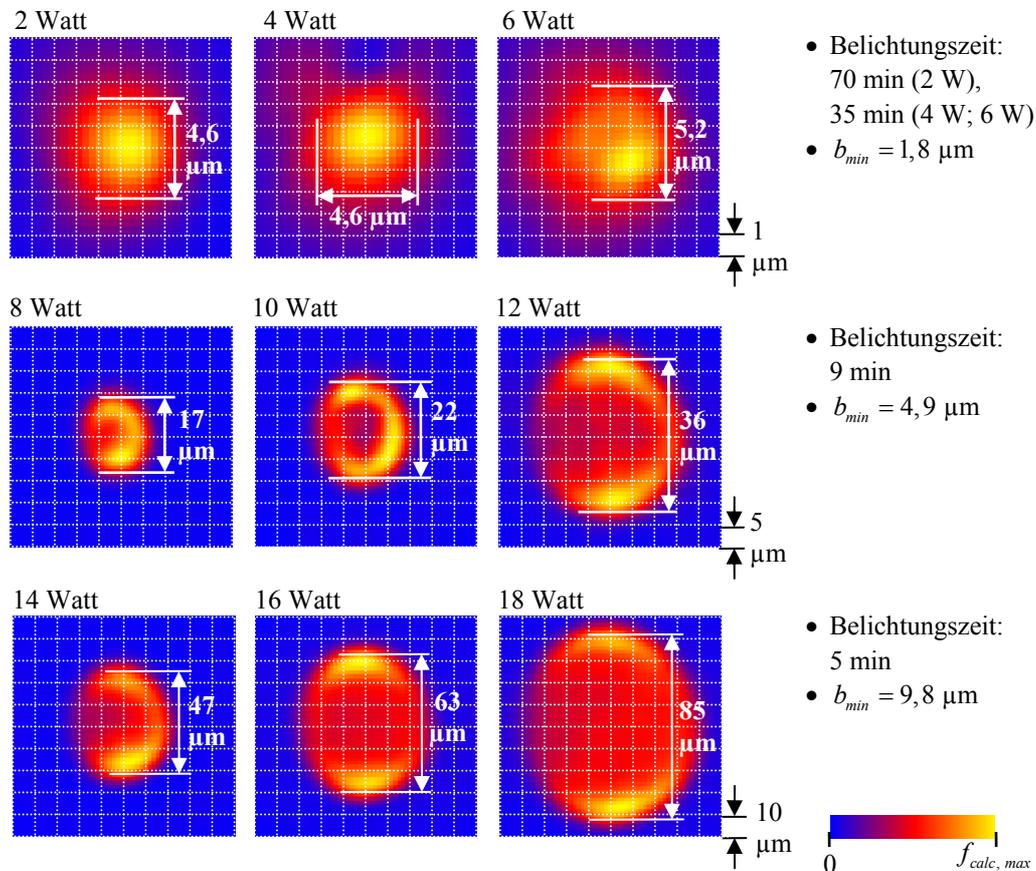


Abb. 4.9: Rekonstruierte Intensitätsverteilung f_{calc} des Brennflecks einer phoenix|x-ray, XS 160 T-NF Mikrofokus-Röntgenröhre bei einer Anodenspannung von 100 kV für verschiedene Röhrenleistungen; zur Interpretation der Werte siehe Abschnitt 4.3.3; Als Maß für die Größe der Brennflecke wurde deren Halbwertsbreite in x - und in y -Richtung bestimmt und der jeweils größere Wert in die Abb. eingetragen. Für die Messung bei 6 W ist die aus den Daten abgeleitete Halbwertsbreite in x - und y -Richtung gleich.

$f_{calc, max}$: Maximum von f_{calc} ;

b_{min} : Breite des feinsten Linienpaares des verwendeten Testobjektes; b_{min} entspricht näherungsweise der Halbwertsbreite der PSF, die die Ortsauflösung der Brennfleckmessung bestimmt, siehe Abschnitt 4.3.1.

Es wird davon ausgegangen, dass die bei höheren Röhrenleistungen von 8 bis 18 W teilweise deutlich größere Ausdehnung der Brennflecke für 100 kV Anodenspannung, verglichen zu den Brennflecken für 50 kV Anodenspannung im Wesentlichen dadurch bedingt sind, dass die in der Röhrensteuerung implementierten Kennlinie nicht dieselbe Defokussierung des Elektronenstrahls bei derselben Röhrenleistung und unterschiedlicher Anodenspannung ergibt.

Das Target ist drehbar in die Röntgenröhre eingebaut, so dass nach einer leichten Drehung der Elektronenstrahl wieder auf eine unbenutzte Stelle des Targets trifft. Bei allen

in Abb. 4.8 und 4.9 dargestellten Messungen wurde das Target vor Beginn der Messung gedreht. Danach wurden die Bilder zur Gain-Korrektur und anschließend die Datenbilder aufgenommen. Für diese beiden Bilder wurden jeweils die in den Abbildungen dargestellten Belichtungszeiten verwendet. Somit zeigen beispielsweise die Messungen bei 2 W, 4 W und 6 W in Abb. 4.8 den Mittelwert der Brennfleckintensitätsverteilung über eine Betriebsdauer der Röntgenröhre (nach Drehen des Targets) von 70 bis 140 Minuten.

4.4.2 Brennfleck in Abhängigkeit der Röhrenbetriebsdauer

Um die Abnutzung des Targets durch den Elektronenbeschuss zu untersuchen, wurde die Brennfleckintensitätsverteilung in Abhängigkeit der Betriebsdauer der Röntgenröhre (nach Drehen des Targets) bei einer Röhrenleistung von 16 W und einer Röhrenspannung von 100 kV untersucht. Durch Reduzierung des Quell-Detektorabstands auf 720 mm ließ sich im Vergleich zu den im vorherigen Abschnitt dargestellten Messungen eine verkürzte Belichtungszeit von 3 min erzielen. Die aus den Messdaten rekonstruierten Brennfleckintensitätsverteilungen sind in Abb. 4.10 dargestellt.

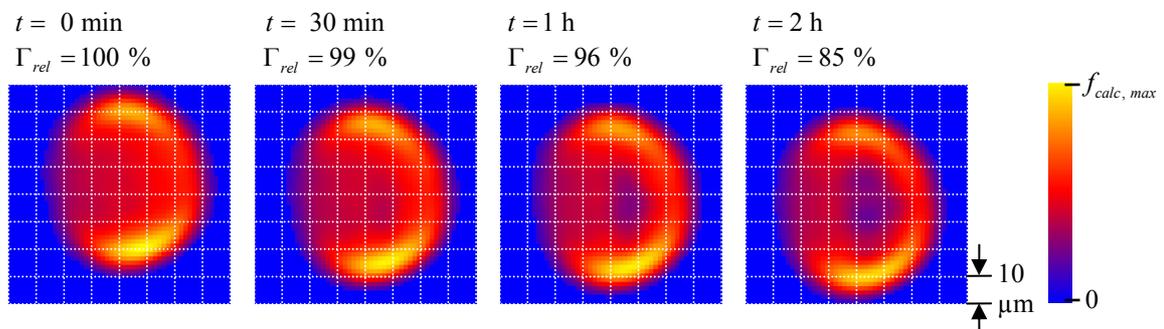


Abb. 4.10: Rekonstruierte Intensitätsverteilung f_{calc} des Brennflecks einer phoenix|x-ray, XS 160 T-NF Mikrofokus-Röntgenröhre bei einer Röhrenspannung von 100 kV und einer Röhrenleistung von 16 Watt in Abhängigkeit der Betriebsdauer t der Röntgenröhre (nach letztem Drehen des Targets); zur Interpretation der Werte siehe Abschnitt 4.3.3; Belichtungszeit: 3 min; Breite b_{min} des schmalsten Linienpaars des Testmusters: $9,8 \mu\text{m}$; b_{min} entspricht näherungsweise der Halbwertsbreite der PSF, die die Ortsauflösung der Brennfleckmessung bestimmt, siehe Abschnitt 4.3.1;

$f_{calc, max}$: Maximum von f_{calc} ;

Γ_{rel} : Mittlerer Grauwert bei der Betriebsdauer t im Vergleich zum mittleren Grauwert bei $t = 0$; Γ_{rel} kann in Näherung als Maß für die Gesamtintensität der emittierten Röntgenstrahlung betrachtet werden.

Es ist zu erkennen, dass die Intensitätsverteilung des Brennflecks in der Mitte mit der Zeit abfällt [5]. Dies liegt daran, dass die Wolframschicht auf dem Be-Träger durch den Elektronenbeschuss stark erhitzt und mit der Zeit entfernt wird. Parallel dazu fiel auch die Gesamtintensität der emittierten Röntgenstrahlung ab (siehe Abb.).

4.4.3 Brennfleck bei strukturiertem Target

Wie in Abschnitt 2.1 dargestellt, ist die Intensität der bei Elektronenbeschuss emittierten Röntgenstrahlung bei W deutlich größer als bei Be. Dieser Effekt kann genutzt werden, um mit einer geeignet strukturierten Anode die örtliche Intensitätsverteilung der emittierten Röntgenstrahlung zu beeinflussen. Zu diesem Zweck wurde eine Berylliumscheibe in der Form des Targets der phoenix|x-ray XS 160 T-NF Mikrofokus-Röntgenröhre hergestellt. Auf dieser wurde mittels Focused Ion Beam (FIB) stellenweise Wolfram mit einer Schichtdicke von ca. 2 μm aufgebracht. Abb. 4.11 (a) zeigt eine REM-Aufnahme der Targetoberfläche, bei der die Wolframstrukturen mit einer weißen Schraffur gekennzeichnet wurden. Die Strukturen folgen einem Zufallsmuster.

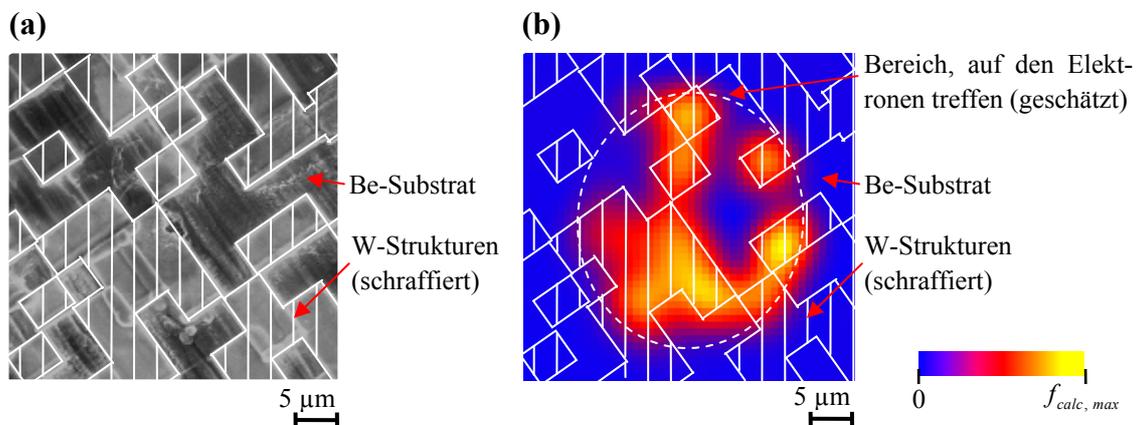


Abb. 4.11: Modifizierung der Intensitätsverteilung des Brennflecks durch Strukturierung des Targets der Röntgenröhre;

(a) REM-Bild des strukturierten Targets;

(b) rekonstruierte Brennfleckintensitätsverteilung f_{calc} ; zur Interpretation der Werte siehe Abschnitt 4.3.3;

$f_{calc,max}$: Maximum von f_{calc} ;

Breite b_{min} des feinsten Linienpaares des Testmusters: 4,9 μm ; b_{min} entspricht näherungsweise der Halbwertsbreite der PSF, die die Ortsauflösung der Brennfleckmessung bestimmt, siehe Abschnitt 4.3.1. Belichtungszeit: 3 min; weitere Details siehe Text.

Nach Installation des strukturierten Targets, wurde eine Messung der Intensitätsverteilung des damit erzeugten Brennflecks bei einer Röhrenspannung von 50 kV und einer Röhrenleistung von 4 W durchgeführt. Um die Wolframstrukturen nicht zu beschädigen, wurde durch einen Eingriff in die Röhrensteuerung der Elektronenstrahl ungewöhnlich stark auf ca. 30 μm aufgeweitet. In der in Abb. 4.11 (b) dargestellten, gemessenen Brennfleckintensitätsverteilung wurde der mit der REM-Messung bestimmte Verlauf der Wolframstrukturen ebenfalls mit einer weißen Schraffur gekennzeichnet.

Die starke Korrelation der rekonstruierten Brennfleckintensitätsverteilung mit der W-Struktur bestätigt zum einen, dass sich die örtliche Intensitätsverteilung des Brennflecks mit dem zuvor dargestellten Verfahren gestalten lässt und zum anderen erneut die Funktionsfähigkeit der in dieser Arbeit dargestellten Methode zur Messung der Brennfleckintensitätsverteilung.

4.5 Zusammenfassung

Durch die Verwendung kodierter Masken wurde die Intensitätsverteilung des Brennflecks einer Mikrofokus-Röntgenröhre mit Transmissionstarget in zwei Dimensionen orts aufgelöst bestimmt. Hierzu wurde das gemessene Durchstrahlungsbild einer parallel zum Detektor ausgerichteten Fresnelzonenplatte mit deren „Durchstrahlungsprofil“ und der Point Spread Function (PSF) des Detektors entfaltet. Als Durchstrahlungsprofil wird hier ein berechnetes idealisiertes Durchstrahlungsbild für einen punktförmigen Brennfleck und einen Detektor mit perfekter Ortsauflösung bezeichnet.

Das Durchstrahlungsprofil, mit dem entfaltet wird, muss in seiner Größe entsprechend der Vergrößerung des Versuchsaufbaus skaliert werden. Dies erfordert eine genaue Bestimmung des Vergrößerungsfaktors, für die ein iterativer Algorithmus erstellt wurde. Dieser bestimmt durch Kreuzkorrelation die Übereinstimmung des Durchstrahlungsbilds mit Simulationsdaten und korrigiert den in die Berechnung der Simulationsdaten eingehenden Vergrößerungsfaktor iterativ, bis die Übereinstimmung maximal ist und damit der in die Simulation eingehende Vergrößerungsfaktor (bis auf Messfehler) den tatsächlichen Gegebenheiten entspricht. Die Detektor-PSF wurde aus dem Durchstrahlungsbild einer auf dem Detektor angebrachten Kupferkante abgeleitet. Zur Entfaltung wurde ein Wienerfilter verwendet, da dieser – im Vergleich zu typischen iterativen Algorithmen – nur eine sehr kurze Rechenzeit erfordert.

Die Ortsauflösung, mit der die Brennflecke abgebildet werden können, ist durch die Feinheit der Strukturen des Testobjekts gegeben. Bei den dargestellten Messungen entspricht die Ortsauflösung – definiert als Halbwertsbreite der PSF der Brennfleckmessung – in etwa der Breite b_{min} des feinsten Linienpaares des Testobjekts, die je nach verwendetem Testobjekt 1,8 μm bis 9,8 μm betrug. Simulationsrechnungen zeigen, dass die Ungenauigkeiten des iterativ bestimmten Vergrößerungsfaktors für die dargestellten Messungen so gering sind, dass die bestimmte Brennfleckintensitätsverteilung nur sehr geringfügig beeinträchtigt wird. Aus Untersuchungen zum Einfluss der Photonenenergie geht hervor, dass bei den dargestellten Messungen die Methode im Wesentlichen bei verhältnismäßig niedrigen Photonenenergien empfindlich ist. Dies liegt insbesondere daran, dass das verwendete Testobjekt bei höheren Photonenenergien nur noch einen sehr geringen Kontrast hervorruft.

Zu Demonstrationszwecken wurden Messungen der Brennfleckintensitätsverteilung bei Röhrenspannungen von 50 kV und 100 kV und Röhrenleistungen von 2 W bis 18 W dargestellt. Auf Grund des speziellen Aufbaus des Targets der Mikrofokus-Röntgenröhre, bei dem das eigentliche Anodenmaterial Wolfram nur als dünne Schicht auf einem Berylliumträger aufgebracht ist, weisen die kleinsten erzielbaren Brennflecke sowohl bei 50 kV als auch bei 100 kV in etwa dieselbe Halbwertsbreite auf, obwohl die Elektronen im Target bei höheren Röhrenspannungen viel weiter aufgestreut werden.

Untersuchungen zur Abhängigkeit der Brennfleckintensitätsverteilung von der Röhrenbetriebsdauer bei einer Röhrenspannung von 100 kV und einer Röhrenleistung von 16 W ergaben einen Abfall der Intensität der emittierten Röntgenstrahlung in der Mitte des Brennflecks mit der Zeit. Dies liegt daran, dass die Wolframschicht auf dem Be-Träger durch den Elektronenbeschuss stark erhitzt und entfernt wird. Schließlich wurde die Intensitätsverteilung des Brennflecks durch Strukturierung des Targets der Röntgenröhre modifiziert und anschließend mit der beschriebenen Methode abgebildet. Hierdurch wurde ein neues Verfahren zur Gestaltung der Intensitätsverteilung des Brennflecks aufgezeigt und zudem erneut die Funktionsfähigkeit der in dieser Arbeit dargestellten Methode zur Messung der Brennfleckintensitätsverteilung bestätigt.

5. Ausblick

Der dargestellte Aufbau zur Phasenkontrastbildgebung ermöglicht erstmalig den Einsatz von Detektoren mit moderater Ortsauflösung, die auch bei hohen Photonenenergien effizient sind, zur hochauflösenden Phasenkontrastbildgebung im Labor.

Die Ortsauflösung des Aufbaus liegt derzeit im Bereich von ca. 10 μm . Sie lässt sich durch Wahl eines höheren Vergrößerungsfaktors bis zur Brennfleckgröße der verwendeten Röntgenquelle steigern. Mikrofokus-Röntgenröhren mit Brennfleckgrößen im Bereich von 1 μm sind kommerziell verfügbar.

Die dargestellten Phasenkontrastmessungen wurden mit einer Beschleunigungsspannung von 50 kV durchgeführt. Um dickere oder stärker absorbierende Proben zu durchstrahlen, sind höhere Photonenenergien und somit ein höheres Aspektverhältnis (Verhältnis von Höhe zur Breite der Stege) der Strukturen des Phasen- und des Analysatorgitters erforderlich, falls diese aus demselben Material gefertigt werden. Für die Strukturen des Phasengitters kommt bei höheren Photonenenergien auch Nickel in Frage. Da Nickel einen deutlich größeren Phasenschub als Silizium bewirkt, könnte durch die Verwendung von Nickel die erforderliche Strukturhöhe reduziert werden [Dav07]. Für die Strukturen des Analysatorgitters ist kein Material mit wesentlich höherer Röntgenabsorption als Gold verfügbar [Dav07]. Das derzeitige Produktionsverfahren für die Gitter lässt sich jedoch hinsichtlich des erzielten Aspektverhältnisses noch weiter optimieren [Dav07].

Wie an Hand von Simulationsrechnungen sowie von Experimenten gezeigt wurde, lässt sich durch eine Vergrößerung des Zwischengitterabstands das Signal-zu-Rauschverhältnis der Phasenkontrastaufnahmen noch erheblich verbessern.

Ein modifizierter Aufbau mit verbessertem Signal-zu-Rauschverhältnis, der mit höheren Photonenenergien arbeitet, lässt eine massive Erweiterung des derzeitigen Anwendungsspektrums erwarten. Denkbar ist dann die Verwendung der Methode zur zerstörungsfreien Prüfung in der Mikrosystemtechnik, beispielsweise zur Untersuchung von mikromechanischen Komponenten.

Mit der hier vorgestellten Methode zur Brennfleckmessung können Mikrofokus-Röntgenröhren besser als bisher geprüft und damit weiterentwickelt werden. Testobjekte mit deutlich höheren und zugleich feineren Strukturen können hergestellt werden (z.B. [Dav07]). Durch Verwendung eines Testmusters mit höheren Strukturen kann die Zeitauflösung der Brennfleckmessung wesentlich verbessert werden. Mit einem Test-

muster mit feineren Strukturen lässt sich die Ortsauflösung der Brennfleckmessung weiter steigern.

Eine Normung der dargestellten Methode zur Messung der Brennfleckintensitätsverteilung steht noch aus.

Die zuletzt dargestellte Methode zur Strukturierung des Brennflecks kann angewendet werden, um einen besonders kleinen Brennfleck zu erzeugen. Bei einer Mikrofokus-Röntgenröhre ist die Größe des Brennflecks durch die Ausdehnung des Elektronenstrahls, der auf das Target trifft, und die Aufstreuung der Elektronen in der Wolframschicht (Abschnitt 2.1) gegeben. Falls jedoch z.B. nur ein kleiner Wolframfleck auf einen Be-Träger aufgebracht wird, strahlt nur dieser Fleck mit hoher Intensität Röntgenstrahlung ab. Somit ist die Erzeugung eines Brennflecks möglich, dessen Größe durch die Größe dieses Wolframflecks, jedoch nicht durch die Ausdehnung des Elektronenstrahls und die Aufstreuung der Elektronen in der W-Schicht gegeben ist. Dies könnte die Herstellung von Mikrofokus-Röntgenröhren mit weiter verkleinerten Brennflecken ermöglichen. Die damit verbundene noch höhere Ortsauflösung würde das Anwendungsgebiet der Mikrofokus-Röntgentechnik erweitern und könnte beispielsweise die Auflösung noch feinerer Strukturen in der Mikrotechnik ermöglichen.

Ein strukturierter Brennfleck kann auch vorteilhaft in der gitterbasierten Phasenkontrastbildgebung eingesetzt werden. Wie in [Pfe06] dargestellt, lässt sich ein Gitterinterferometer auch mit einem weit ausgedehnten Array von linienförmigen Röntgenquellen kombinieren. Hierdurch kann auf Grund der höheren Röntgenintensität mit kürzeren Belichtungszeiten gearbeitet werden. Die Verwendung einer hohen Direktvergrößerung ist jedoch auf Grund der insgesamt relativ weit ausgedehnten Quelle unter Umständen nicht mehr sinnvoll. Ein eventuell sehr großes Anwendungsspektrum für die gitterbasierte Phasenkontrastradiographie mit moderater Ortsauflösung liegt in der Medizintechnik. Möglicherweise können durch den hohen Kontrast, der mit der Methode bei biologischen Proben erzielt wird, detailreichere Aufnahmen erzeugt werden und dabei mit einer geringeren Röntgendosis für den Patienten bereits ein ausreichendes Signal-zu-Rauschverhältnis erreicht werden. Das Quellarray wird derzeit erzeugt, indem ein weiteres Absorptionsgitter g_0 vor der Röntgenröhre angebracht wird (siehe Abb. 5.1). Die Periode p_0 des Quellgitters bzw. des Quellarrays muss $p_0 = p_2 \cdot l/d$ betragen, wobei p_2 die Periode des Analysatorgitters ist (Details sind in [Pfe06] zu finden).

Es ist auch möglich, eine Röntgenröhre zu konstruieren, die das Quellarray direkt erzeugt [11], z. B. indem man – wie bei den in Abschnitt 4.4.3 dargestellten Messungen – nur stellenweise Wolfram auf das Target aufbringt (Abb. 5.2 (a)) [11]. Dies hat den Vorteil, dass die Elektronen, die neben den Wolframstrukturen auf das Target treffen, tiefer eindringen und damit die hohe thermische Belastung des Targets an der Oberflä-

che reduziert wird. Hierdurch kann wiederum die Intensität des Elektronenstrahls, der auf das Target trifft, weiter erhöht werden, wodurch die Röntgenquelle brillanter wird. Weitere Methoden zur Strukturierung der Brennfleckintensitätsverteilung sind denkbar, beispielsweise das sequentielle Abrastern der Struktur mit einem feinen Elektronenstrahl (Abb. 5.2 (b)) [11]. Durch das Abrastern kann ebenfalls eine besonders brillante Röntgenquelle erzeugt werden, da nur bei den Linien der Quelle Verlustwärme entsteht. Die in dieser Arbeit dargestellte Methode zur Messung der Brennfleckintensitätsverteilung stellt ein ideales und einzigartiges Werkzeug zur Entwicklung und Prüfung solcher Röntgenröhren mit strukturierter Brennfleckintensitätsverteilung dar.

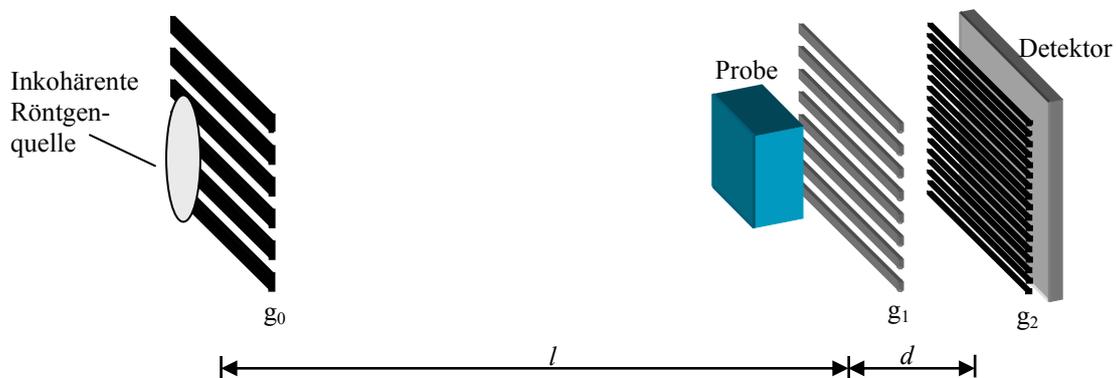


Abb. 5.1: Gitterbasierte Phasenkontrastbildung mit Quellgitter g_0 [Pfe06]. Das Quellgitter g_0 erzeugt ein Array linienförmiger Röntgenquellen. Trotz der insgesamt weit ausgedehnten Röntgenquelle behält das Interferenzmuster einen hohen Kontrast.

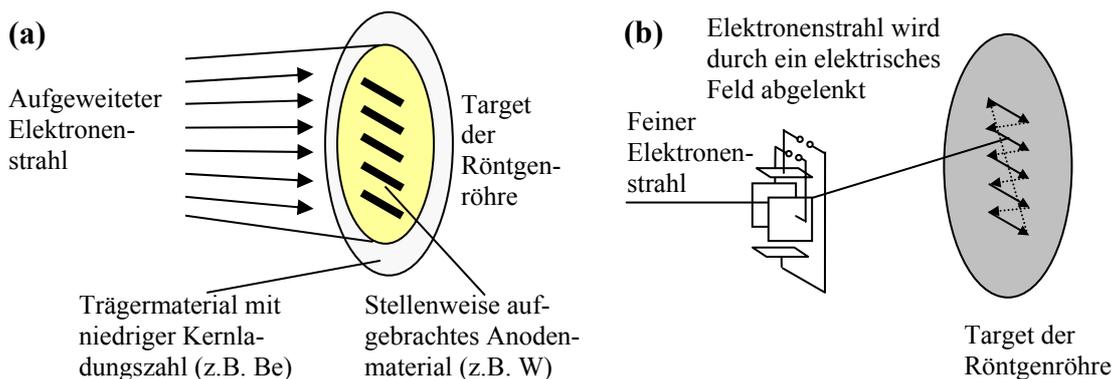


Abb. 5.2: Weitere Ansätze zur Herstellung eines Quellarrays: (a) Stellenweises Aufbringen des Anodenmaterials auf das Target; das Anodenmaterial emittiert verglichen mit dem Trägermaterial auf Grund seiner höheren Kernladungszahl Röntgenstrahlung von höherer Intensität (siehe Abschnitt 2.1 und 4.4.3). (b) sequentielles Abrastern mit einem Elektronenstrahl [11]; der Elektronenstrahl wird durch die Plattenelektrodenpaare abgelenkt. Somit lässt er sich gezielt über die gewünschte Brennfleckstruktur bewegen.

A: Herleitung von Gleichung 3.24

Im Folgenden wird die Visibility ν_{poly} für das polychromatische Photonenenergiespektrum $w_{eff}(E)$ aus der Visibility $\nu(E)$ als Funktion der Energie einer monochromatischen Röntgenquelle berechnet.

Hierzu wird angenommen, dass das Maximum Γ_{max} und das Minimum Γ_{min} der Grauwertoszillationen eines Detektorpixels für eine polychromatische Röntgenquelle mit Gl. (3.18) aus den entsprechenden Maxima $I_{max}(E)$ und Minima $I_{min}(E)$ für monochromatische Röntgenquellen berechnet werden können. Dies bedeutet, dass:

- angenommen wird, dass die Analysatorgitterpositionen, bei denen $I_{max}(E)$ und $I_{min}(E)$ beobachtet werden, nicht von der Photonenenergie E abhängen und
- bei der Bestimmung der Visibility $\nu(E)$ nach Gl. (3.1) die Quellintensität unabhängig von der betrachteten Photonenenergie ist. Dies kann ohne Beeinträchtigung der Allgemeinheit angenommen werden, da die Quellintensität keinen Einfluss auf $\nu(E)$ hat.

Nach Gl. (3.20) und (3.21) gilt dann für den Nenner $I_{max}(E) + I_{min}(E)$ von Gl. (3.1):

$$I_{max}(E) + I_{min}(E) = [I_{max}(\tau_{line} = 0) + I_{min}(\tau_{line} = 0)] \cdot [1 + \tau_{line}(E)]. \quad (A.1)$$

Aus Gl. (3.1), (3.18) und (A.1) folgt:

$$\int dE E \cdot w_{eff}(E) \cdot \nu(E) \cdot (1 + \tau_{line}(E)) = \frac{\Gamma_{max} - \Gamma_{min}}{I_{max}(\tau_{line} = 0) + I_{min}(\tau_{line} = 0)}. \quad (A.2)$$

Aus Gl. (3.18) und (A.1) folgt ebenfalls:

$$[I_{max}(\tau_{line} = 0) + I_{min}(\tau_{line} = 0)] \cdot \int dE E \cdot w_{eff}(E) \cdot (1 + \tau_{line}(E)) = \Gamma_{max} + \Gamma_{min}. \quad (A.3)$$

Aus Gl. (3.23), (A.2) und (A.3) folgt:

$$\frac{\int dE E \cdot w_{eff}(E) \cdot \nu(E) \cdot (1 + \tau_{line}(E))}{\int dE E \cdot w_{eff}(E) \cdot (1 + \tau_{line}(E))} = \frac{\Gamma_{max} - \Gamma_{min}}{\Gamma_{max} + \Gamma_{min}} = \nu_{poly}. \quad (A.4)$$

B: Herleitung von Gleichung 4.22

Für eine monochromatische Röntgenquelle mit der Photonenenergie E gilt für die Röntgenintensität I_{data} , die aus ein Detektorelement fällt, in Analogie zu Gl (4.2) (mit den entsprechenden Annahmen) unter der Vernachlässigung des Rauschens [Bar812]:

$$I_{data}(E, x_{Det}, y_{Det}) = I_{flat}(E, x_{Det}, y_{Det}) \cdot \widehat{f}(E, x_{Det}, y_{Det}) \otimes \widehat{\tau}_{tot}(E, x_{Det}, y_{Det}) \otimes h(x_{Det}, y_{Det}), \quad (\text{B.1})$$

wobei:

- I_{data} die Röntgenintensität ist, die mit dem Objekt im Strahlengang auf den Detektor fällt,
- I_{flat} die Röntgenintensität ist, die ohne das Objekt im Strahlengang auf den Detektor fällt,
- $\widehat{f}(E, x_{Det}, y_{Det})$ in Analogie zu $\widehat{f}(x_{Det}, y_{Det})$ die reskalierte normierte Brennfleckintensitätsverteilung für die Photonenenergie E ist,
- $\widehat{\tau}_{tot}(E, x_{Det}, y_{Det}) = \tau_{tot}(E, x_{Obj}, y_{Obj})$ ist, wobei die Koordinaten (x_{Obj}, y_{Obj}) und (x_{Det}, y_{Det}) entsprechend Gl. (4.4) mit einander verknüpft sind und
- $\tau_{tot}(E, x_{Obj}, y_{Obj})$ der Anteil der Röntgenquanten ist, der von der Probe weder absorbiert noch gestreut wird (siehe Gl. 2.6).

Für die Energieabhängigkeit von I_{flat} gilt:

$$I_{flat}(E) \sim E \cdot w(E) \cdot \tau_{bh}(E), \quad (\text{B.2})$$

wobei $w(E)$ das Photonenenergiespektrum (Wahrscheinlichkeitsdichte der Energie eines emittierten Photons) ist und $\tau_{bh}(E)$ die Wahrscheinlichkeit ist, dass ein Photon von Objekten, die sich bei Messung von I_{flat} im Strahlengang befinden, weder absorbiert noch gestreut wird (τ_{bh} wird später in das effektive Spektrum w_{eff} integriert).

Es kann angenommen werden, dass der verwendete Detektor energieintegrierend ist. In diesem Fall ist dessen Ausgangssignal entsprechend Gl. (2.15) proportional zur Anzahl der gezählten Photonen gewichtet mit deren Energie. Damit lässt sich mit Gl. (2.15), (2.16) und (2.18) für ein polychromatisches Photonenenergiespektrum $w(E)$ aus Gl. (B.1) und (B.2) der folgende Zusammenhang für des gemessene Durchstrahlungsbild ableiten:

$$\begin{aligned}\tau_{meas}(x_{Det}, y_{Det}) &= \frac{\Gamma_{data}(x_{Det}, y_{Det})}{\Gamma_{flat}(x_{Det}, y_{Det})} \\ &= \frac{\int dE E \cdot w_{eff}(E) \cdot \widehat{f}(E, x_{Det}, y_{Det}) \otimes \widehat{\tau}_{tot}(E, x_{Det}, y_{Det}) \otimes h(x_{Det}, y_{Det})}{\int dE E \cdot w_{eff}(E)},\end{aligned}\quad (B.3)$$

wobei $h(x_{Det}, y_{Det})$ die Detektor-PSF ist und $w_{eff}(E) = \tau_{bh}(E) \cdot \zeta_{sci}(E) \cdot w(E)$ das effektive Photonenenergiespektrum nach Gl. (2.16) ist, das $\tau_{bh}(E)$ und die Detektionseffizienz $\zeta_{sci}(E)$ des Szintillators beinhaltet.

Falls f nicht von E abhängt, geht Gl. (B.3) in Gl. (4.2) über.

Im Folgenden ist zu untersuchen, was passiert, wenn man Gl. (B.3) mit der Detektor-PSF $h(x_{Det}, y_{Det})$ und $\widehat{\tau}_{poly, assumed}(x_{Det}, y_{Det})$ entfaltet, wobei $\widehat{\tau}_{poly, assumed}(x_{Det}, y_{Det})$ das vergrößerte Durchstrahlungsprofil des Testobjekts nach Gl. (4.1) und (4.4) für ein angenommenes effektives Photonenenergiespektrum $w_{eff, assumed}(E)$ ist, das sich von dem tatsächlichen effektiven Photonenenergiespektrum $w_{eff}(E)$ unterscheiden kann.

Hierzu wird zunächst ein Zusammenhang zwischen $\widehat{\tau}_{tot}(E, x_{Det}, y_{Det})$ und $\widehat{\tau}_{poly, assumed}(x_{Det}, y_{Det})$ hergeleitet. Eine schematische Darstellung der verwendeten Fresnelzonenplatte ist in Abb. 4.2 zu finden. Diese verdeutlicht, dass $\widehat{\tau}_{tot}(E, x_{Det}, y_{Det})$ und $\widehat{\tau}_{poly, assumed}(x_{Det}, y_{Det})$ im Wesentlichen zwei Werte annehmen, falls die Röntgenstrahlen nahezu parallel zu den Seitenwänden der Mo-Ringe des Testobjekts verlaufen: Den Wert 1 (zwischen den Mo-Ringen) und den Wert $\tau_{ring}(E)$ bzw. $\tau_{ring, assumed}$ (innerhalb der Mo-Ringe).^{xii}

^{xii} Das Substrat (Si-Wafer) des Testobjekts befand sich auch bei der Messung der Bilder zur Gainkorrektur im Strahlengang und wurde in das effektive Spektrum $w_{eff}(E)$ integriert. Somit nehmen $\widehat{\tau}_{tot}(E, x_{Det}, y_{Det})$ und $\widehat{\tau}_{poly, assumed}(x_{Det}, y_{Det})$ zwischen den Mo-Ringen des Testobjekts den Wert 1 an.

$\widehat{\tau}_{tot}(E, x_{Det}, y_{Det})$ geht in diesem Fall aus $\overline{\tau_{poly, assumed}}(x_{Det}, y_{Det})$ in guter Näherung hervor mit:

$$\widehat{\tau}_{tot}(E, x_{Det}, y_{Det}) \approx \left[\overline{\tau_{poly, assumed}}(x_{Det}, y_{Det}) - 1 \right] \cdot \frac{1 - \tau_{ring}(E)}{1 - \tau_{ring, assumed}} + 1 \quad (\text{B.4})$$

Gl. (B.4) lässt sich nachvollziehen, indem man für $\overline{\tau_{poly, assumed}}(x_{Det}, y_{Det})$ die Werte 1 bzw. $\tau_{ring, assumed}$ einsetzt. Es ergibt sich dann 1 bzw. $\tau_{ring}(E)$. Gl. (B.4) stellt für die in dieser Arbeit dargestellten Messungen, nicht jedoch für beliebige Versuchsaufbauten und Testobjekte eine relativ genaue Näherung dar. Bei den in dieser Arbeit dargestellten Messungen ist der Bereich, über den $\widehat{\tau}_{tot}(E, x_{Det}, y_{Det})$ und $\overline{\tau_{poly, assumed}}(x_{Det}, y_{Det})$ von 1 auf $\tau_{ring}(E)$ bzw. $\tau_{ring, assumed}$ abfallen, deutlich kleiner als ein Detektorpixel. Dieser Abfall folgt in etwa einer Exponentialfunktion (exponentielles Schwächungsgesetz). Da die Mo-Ringe der verwendeten Testobjekte für alle Energien, bei denen das Photonenenergiespektrum signifikant größere Werte als 0 annimmt, die Röntgenstrahlen nur geringfügig schwächen, lässt sich dieser exponentielle Intensitätsabfall linear nähern und wird durch Gl. (B.4) gut wiedergegeben. Falls jedoch Testmuster mit Strukturen verwendet werden, die bei Energien, bei denen das Photonenenergiespektrum signifikant größere Werte als 0 annimmt, Röntgenstrahlung stark schwächen und $\widehat{\tau}_{tot}(E, x_{Det}, y_{Det})$ bzw. $\overline{\tau_{poly, assumed}}(x_{Det}, y_{Det})$ über einen verhältnismäßig breiten Bereich von 1 auf $\tau_{ring}(E)$ bzw. $\tau_{ring, assumed}$ abfallen, könnte Gl. (B.4) eine grobe Näherung darstellen.

Gl. (B.4) lässt sich vereinfachen zu:

$$\widehat{\tau}_{tot}(E, x_{Obj}, y_{Obj}) \sim \overline{\tau_{poly, assumed}}(x_{Obj}, y_{Obj}) \cdot [1 - \tau_{ring}(E)] + o(E), \quad (\text{B.5})$$

wobei $o(E)$ eine Funktion der Energie ist, die für alle Punkte (x_{Obj}, y_{Obj}) denselben Wert hat.

Durch Einsetzen von (B.5) in (B.3) erhält man:

$$\begin{aligned} \tau_{meas} \sim \int dE E \cdot w_{eff}(E) \cdot [1 - \tau_{ring}(E)] \\ \cdot \widehat{f}(E, x_{Det}, y_{Det}) \otimes \overline{\tau_{poly, assumed}}(x_{Obj}, y_{Obj}) \otimes h(x_{Det}, y_{Det}) + o_1, \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

wobei o_1 eine Konstante ist.

Zur Brennfleckbestimmung wird τ_{meas} mit der Detektor- PSF $h(x_{Det}, y_{Det})$ und $\overline{\tau_{poly, assumed}}(x_{Det}, y_{Det})$ entfaltet. Die Faltungsoperation ist distributiv. Somit kann die

Entfaltung von τ_{meas} mit $\widehat{\tau_{poly, assumed}}(x_{Obj}, y_{Obj})$ und $h(x_{Det}, y_{Det})$ mit dem Wienerfilter (Gl. (4.13)-(4.15)) in das Integral gezogen werden und man erhält in Analogie zu Gl. (4.20):

$$\widehat{f_{calc}} \sim \int dE E \cdot w_{eff}(E) \cdot [1 - \tau_{ring}(E)] \cdot \widehat{f}(E, x_{Det}, y_{Det}) \otimes \zeta(x_{Det}, y_{Det}) + o_2, \quad (B.7)$$

wobei ζ die PSF für die Brennfleckmessung (siehe Gl. (4.20)) und o_2 eine weitere Konstante ist. Die Konstante o_2 entspricht einem Offset der berechneten Brennfleckintensitätsverteilung $\widehat{f_{calc}}$. Dieser kann von $\widehat{f_{calc}}$ abgezogen werden und ist somit nicht von Bedeutung. Gl. (B.7) lässt sich umschreiben zu:

$$\widehat{f_{calc}} \sim \int dE E \cdot w(E) \cdot \widehat{f}(E, x_{Det}, y_{Det}) \cdot \iota(E) \otimes \zeta(x_{Det}, y_{Det}) + o_2, \quad (B.8)$$

wobei $\iota(E)$ die Empfindlichkeit der Methode zur Brennfleckmessung darstellt.

$\iota(E)$ berechnet sich zu:

$$\iota(E) \sim [1 - \tau_{ring}(E)] \cdot \zeta_{sci}(E) \cdot \tau_{bh}(E) \quad (B.9)$$

Nach Gl. (B.8) beschreibt f_{calc} für die dargestellten Messungen in Näherung die Anzahl $w(E) \cdot \widehat{f}(E, x_{Det}, y_{Det})$ der (in Richtung des Detektors) emittierten Photonen pro Zeit- und Flächeneinheit gewichtet mit E und $\iota(E)$. Zudem zeigt G. (B.8) erneut, dass f_{calc} durch die durch $\zeta(x_{Det}, y_{Det})$ beschriebene Ortsauflösung der Brennfleckmessung beeinträchtigt wird.

C: Häufig verwendete Symbole

\otimes	Faltungsoperation
\arg	Phasenwinkel einer komplexen Zahl
a	Ordnung des Rings einer Fresnelzonenplatte
A_{rel} [g/mol]	Relative Atommasse
α_{PG}	Änderung des Beugungswinkels erster Ordnung des Phasengitters
α_{Obj}	Winkel, um den die Röntgenstrahlen durch den differentiellen Phasenschub der Probe in beliebig festgelegter, zur Propagationsrichtung z senkrechter x -Richtung abgelenkt werden
α_{lens}	Winkel, um den die Röntgenstrahlen durch eine Röntgenlinse in beliebig festgelegter, zur optischen Achse senkrechter x -Richtung abgelenkt werden
$\alpha_{lens, m}$	Messwert von α_{lens}
$\alpha_{lens, t}$	Sollwert von α_{lens}
$\Delta\alpha_{lens}$	Abweichung $\alpha_{lens, m} - \alpha_{lens, t}$
b_{min} [m]	Breite des feinsten Linienpaares des Ringmusters
B_{lens} [m]	Brennweite einer Linse
β	Absorptionsindex (Imaginärteil des komplexen Brechungsindex $n = 1 - \delta + i\beta$)
C	Funktion der Ortsfrequenzen, die Teil des Wienerfilters ist; C wird häufig durch eine Konstante abgeschätzt.
χ [m]	Laterale Analysatorgitterposition
χ_{max} [m]	Laterale Analysatorgitterposition, bei der das Maximum der Oszillation der auf ein Detektorpixel fallenden Röntgenintensität bzw. des entsprechenden Grauwertes beobachtet wird
χ_{min} [m]	Laterale Analysatorgitterposition, bei der das Minimum der Oszillation der auf ein Detektorpixel fallenden Rönt-

	genintensität bzw. des entsprechenden Grauwertes beobachtet wird
d [m]	Abstand zwischen Phasengitter und Analysatorgitter
d_m [m]	Fraktionaler Talbotabstand m -ter Ordnung bei einer Parallelstrahlgeometrie
d_m^* [m]	Fraktionaler Talbotabstand m -ter Ordnung bei einer Kegelstrahlgeometrie
D [m]	Abstand zwischen den Ebenen L_1 und L_2
D_{lens} [m]	Durchmesser der Apertur einer Linse
δ	Brechungsindex-Dekrement (Teil des komplexen Brechungsindex $n = 1 - \delta + i\beta$)
E [eV]	Photonenenergie
E_0 [eV]	Designenergie eines Gitterinterferometers
E_{eff} [eV]	Effektive Energie für eine Phasenkontrastmessung
f	Auf $\iint dx dy f(x, y) = 1$ normierte Intensitätsverteilung des Brennflecks
f_{max}	Maximum von f
f_{calc}	Durch Bildentfaltung berechnete Näherung von f
$f_{calc, max}$	Maximum von f_{calc}
\widehat{f}	Intensitätsverteilung f des Brennflecks, um den Faktor $M - 1$ vergrößert und um 180° gedreht
\widehat{f}_{calc}	Durch Bildentfaltung berechnete Näherung von \widehat{f}
\widehat{F}	Fouriertransformierte von \widehat{f}
\widehat{F}_{calc}	Durch Bildentfaltung berechnete Näherung von \widehat{F}
f'	Wellenlängenabhängiger Dispersionskorrekturfaktor, Teil des Atomformfaktors
\mathcal{F}	Fouriertransformation
\mathcal{F}^{-1}	Inverse Fouriertransformation
\mathcal{F}_{ν_p}	Fourierkomponente bei der Ortsfrequenz $\nu_p = 1/p_2^*$
φ	Versatz des Interferenzmusters im Bogenmaß

φ_{poly}	Versatz des Interferenzmusters im Bogenmaß bei einem polychromatischen Photonenenergiespektrum
ϕ_{tot}	Phasenmodulation insgesamt: $\phi_{tot} = \phi_0 + \phi$
ϕ_0	Phasenmodulation ohne Probe
ϕ	Durch die Probe verursachter Phasenschub
ϕ_{PG}	Durch die Probe verursachter Phasenschub bei der Ebene des Phasengitters g_1
$\partial\phi_{PG}/\partial x_{PG}$	Durch die Probe verursachter (in x -Richtung) differentieller Phasenschub bei der Ebene des Phasengitters g_1
ϕ_{Obj}	Durch die Probe verursachter Phasenschub in der Ebene der Probe
$\partial\phi_{Obj}/\partial x_{Obj}$	Durch das Objekt verursachter (in x -Richtung) differentieller Phasenschub in der Ebene der Probe
ϕ_{lens}	Durch eine Röntgenlinse verursachter Phasenschub in der Ebene der Linse
$\partial\phi_{lens}/\partial x_{lens}$	Durch eine Röntgenlinse verursachter (in x -Richtung) differentieller Phasenschub in der Ebene der Linse
$\phi_{lens, m}$	Messwert von ϕ_{lens}
$\phi_{lens, t}$	Sollwert von ϕ_{lens}
$\Delta\phi_{lens}$	Abweichung $\phi_{lens, m} - \phi_{lens, t}$
g_{ideal}	Ideales (scharfes) Bild, das durch eine Entfaltung genähert werden soll
$g_{blurred}$	Bild, dessen Schärfe durch die Point Spread Function p beeinträchtigt ist und entfaltet werden soll
$g_{deblurred}$	Entfaltetes Bild
G_{ideal}	Fouriertransformierte von g_{ideal}
$G_{blurred}$	Fouriertransformierte von $g_{blurred}$
$G_{deblurred}$	Fouriertransformierte von $g_{deblurred}$
γ_c	Kohärenzgrad
γ_{lens}	Winkel, um den die Röntgenstrahlen durch eine Röntgenlinse in radialer Richtung abgelenkt werden
$\gamma_{lens, m}$	Messwert von γ_{lens}

$\gamma_{lens,t}$	Sollwert von γ_{lens}
$\Delta\gamma_{lens}$	Abweichung $\gamma_{lens,m} - \gamma_{lens,t}$
Γ	Offsetkorrigierter Grauwert
Γ_{flat}	Offsetkorrigierter Grauwert ohne Probe im Strahl
Γ_{data}	Offsetkorrigierter Grauwert mit Probe im Strahl
Γ_{ext}	Grauwertverteilung für ausgedehnte Quelle
Γ_{point}	Grauwertverteilung für Punktquelle
Γ_{max}	Maximaler Grauwert
Γ_{min}	Minimaler Grauwert
Γ_{rel}	Mittlerer Grauwert bei der Betriebsdauer t der Röntgenröhre (seit letztem Drehen des Targets) im Verhältnis zum mittleren Grauwert bei $t = 0$
h	Point Spread Function des Detektors
H	Fouriertransformierte von h
η	Korrekturfaktor, der eine Relation zwischen dem Versatz des Interferenzmusters für polychromatische und monochromatische Röntgenstrahlung herstellt
I [eV/cm ² s]	Intensität (Bestrahlungsstärke) des Röntgenwellenfeldes u
I_0 [eV/cm ² s]	Einfallende Intensität bei Phasengitter
I_{data} [eV/cm ² s]	Intensität mit Probe im Strahlengang
I_{flat} [eV/cm ² s]	Intensität ohne Probe im Strahlengang
I_{poly} [eV/cm ² s]	Intensität eines polychromatischen Röntgenwellenfeldes
I_{min} [eV/cm ² s]	Minimale Intensität
I_{max} [eV/cm ² s]	Maximale Intensität
I_{norm} [eV/cm ² s]	Intensität(-sverteilung) bei normierter Gesamtintensität der Röntgenquelle
$\iota(E)$	Empfindlichkeit der Brennfleckmessung in Abhängigkeit der Photonenenergie E : f_{calc} ist proportional zur Anzahl (in Richtung des Detektors) emittierter Photonen pro Zeit- und Flächeneinheit gewichtet mit E und $\iota(E)$.
k [1/m]	Wellenzahl im Vakuum

k' [1/m]	Wellenzahl in Materie
κ	Vorfaktor zur Unterscheidung zwischen einer ebenen Welle und einer Kugelwelle
l [m]	Abstand zwischen Quelle und Phasengitter
l_c [m]	Abstand zwischen Quelle und der Ebene, bei der die transversale Kohärenzlänge bestimmt wird
λ [m]	Wellenlänge
Λ_c [m]	Transversale Kohärenzlänge
m	Ordnung des fraktionalen Talbotabstandes
M	Vergrößerungsfaktor
μ [1/cm]	Schwächungskoeffizient (allgemein)
μ_{tot} [1/cm]	Totaler Schwächungskoeffizient
μ_{abs} [1/cm]	Absorptionskoeffizient (auch: Dämpfungskoeffizient)
μ_{incoh} [1/cm]	Compton (inkohärenter) Schwächungskoeffizient
μ_{coh} [1/cm]	Rayleigh (kohärenter) Schwächungskoeffizient
n	Komplexer Brechungsindex
\vec{n}_1	Normalenvektor der Ebene L_1
n_{add}	Term, der additives Rauschen beschreibt
N_{add}	Fouriertransformierte von n_{add}
N_a [1/mol]	Avogadrozahl ($6,022 \cdot 10^{23}$ 1/Mol)
$o(E)$	Funktion der Energie
o_1	Konstante
o_2	Konstante
p	Point Spread Function
p_1 [m]	Periode des Phasengitters g_1
p_2 [m]	Periode des Analysatorgitters g_2 bei einer Parallelstrahlgeometrie
p_2^* [m]	Periode des Analysatorgitters g_2 bei einer Kegelstrahlgeometrie

P	Optical Transfer Function; Fouriertransformierte von p
$P_{assumed}$	Zur Bildentfaltung verwendete Näherung von P ; im Idealfall ist $P_{assumed} = P$.
\vec{q}_1, \vec{q}_2	Punkte, für die der Kohärenzgrad γ_c bestimmt wird
Δq [m]	Abstand der Punkte \vec{q}_1 und \vec{q}_2
Δq_m [m]	Abstand der interferierenden Strahlen beim Phasengitter g_1 für den m -ten fraktionalen Talbotabstand
$\mathcal{G}_{lens, m}$	Messwert des Winkels, um den die Röntgenstrahlen durch eine Röntgenlinse in Rotationsrichtung abgelenkt werden
r_e [m]	Klassischer Elektronenradius ($2,82 \cdot 10^{-15} m$)
r_1 [m]	Abstand zwischen Quelle und Objekt
r_2 [m]	Abstand zwischen Quelle und Detektor
R_{lens} [m]	Krümmungsradius einer Röntgenlinse
R_a [m]	Radien, durch die die abwechselnd schwach und stark absorbierenden Ringe einer Fresnelzonenplatte begrenzt sind.
ρ [g/cm ³]	Massendichte
s [m]	Versatz des Interferenzmusters
$\sigma_{\alpha_{lens, m}}$	Maß für das Rauschen von $\alpha_{lens, m}$
$\sigma_{\gamma_{lens, m}}$	Maß für das Rauschen von $\gamma_{lens, m}$
$\sigma_{\mathcal{G}_{lens, m}}$	Maß für das Rauschen von $\mathcal{G}_{lens, m}$
ζ_{sci}	Detektionseffizienz des Szintillators
T_{lens} [m]	Abstand der Scheitelpunkte der Paraboloide einer auf Brechung basierenden Röntgenlinse
t [s]	Betriebsdauer der Röntgenröhre (seit letztem Drehen des Targets)
τ_{abs}	Wahrscheinlichkeit, dass ein Röntgenquant von der Probe nicht absorbiert wird
τ_{bh}	Wahrscheinlichkeit, dass ein Röntgenquant von Objekten, die in das effektive Spektrum w_{eff} integriert werden sollen, nicht absorbiert oder gestreut wird

τ_{line}	Wahrscheinlichkeit, dass ein Röntgenquant von den Stegen des Analysatorgitters nicht absorbiert wird (Streuung wurde vernachlässigt)
τ_{meas}	Gemessenes Durchstrahlungsbild der Probe
τ_{poly}	Durchstrahlungsprofil der Probe nach Gl. (4.1)
$\overline{\tau_{poly}}$	τ_{poly} um den Faktor M vergrößert
$\tau_{poly, assumed}$	τ_{poly} für $w_{eff, assumed}$
$\overline{\tau_{poly, assumed}}$	$\tau_{poly, assumed}$ um den Faktor M vergrößert
τ_{ring}	Wahrscheinlichkeit, dass ein Röntgenquant mit der Photonenenergie E von den Mo-Ringen der Fresnelzonenplatte weder absorbiert noch gestreut wird
$\tau_{ring, assumed}$	Wahrscheinlichkeit, dass ein Röntgenquant von den Mo-Ringen der Fresnelzonenplatte weder absorbiert noch gestreut wird, für das Photonenenergiespektrum $w_{eff, assumed}$
τ_{tot}	Wahrscheinlichkeit, dass ein Röntgenquant von der Probe weder absorbiert noch gestreut wird
$\overline{\tau_{tot}}$	τ_{tot} um den Faktor M vergrößert
\mathbb{T}_{meas}	Fouriertransformierte von τ_{meas}
$\overline{\mathbb{T}_{poly}}$	Fouriertransformierte von $\overline{\tau_{poly}}$
u	Wellenfunktion; u steht stellvertretend für die Komponenten des elektromagnetischen Feldes.
u_1	Wellenfunktion in der Ebene L_1
u_2	Wellenfunktion in der Ebene L_2
$u_{max} [1/m]$	Ortsfrequenz, die dem feinsten Linienpaar des Ringmusters entspricht
ν	Visibility (Maß für den Kontrast von Interferenzfiguren)
ν_{poly}	Visibility bei einem polychromatischen Photonenenergiespektrum
ν_{point}	Visibility für eine Punktquelle
ν_{ext}	Visibility für eine ausgedehnte Röntgenquelle
Υ	Funktion, die in Abhängigkeit der Photonenenergie E beschreibt, zu welchem Ausmaß die lateralen Intensitätsva-

	riationen des Interferenzmusters bei einem Gitterinterferometer detektiert werden
w [1/eV]	Photonenenergiespektrum einer Röntgenröhre (Wahrscheinlichkeitsdichte der Energie eines emittierten Photons)
w_{eff} [1/eV]	Effektives Photonenenergiespektrum, das die Detektoreffizienz beinhaltet und die durch Objekte im Strahlpfad hervorgerufene Strahlaufhärtung beinhalten kann
$w_{eff, assumed}$ [1/eV]	Angenommenes effektives Photonenenergiespektrum, das sich vom tatsächlichen effektiven Spektrum w_{eff} unterscheiden kann
$\Delta x_{D, Det}$ [m]	Ortsauflösung des Detektors
$\Delta x_{D, Obj}$ [m]	Durch den Detektor gegebene Ortsauflösung in der Objektebene
$\Delta x_{F, Fok}$ [m]	Brennfleckgröße (allgemein)
$\Delta x_{F, Det}$ [m]	Durch den Brennfleck gegebene Ortsauflösung in der Detektorebene
$\Delta x_{F, Obj}$ [m]	Durch den Brennfleck gegebene Ortsauflösung in der Objektebene
ξ_{\emptyset} [m]	Brennfleckgröße: Durchmesser
ξ_{FWHM} [m]	Brennfleckgröße: Halbwertsbreite
ξ_{DIN} [m]	Brennfleckgröße nach DIN EN 12543-5
Z	Kernladungszahl
z	Dämpfungsterm, der Teil des Wienerfilters ist
ζ	Invers Fouriertransformierte von z

D: Häufig verwendete Abkürzungen und Begriffe

Brennfleck, Fokus	Bereich der Anode bzw. des Targets einer Röntgenröhre, der Röntgenstrahlung emittiert
CCD	Charged Coupled Device
CFK	Carbonfaserverstärkter Kunststoff
CNR	Contrast to Noise Ratio (Kontrast- zu Rauschverhältnis)
CRL	Compound Refractive Lens
ESF	Edge Spread Function
FFT	Fast Fourier Transform (schnelle Fouriertransformation)
FIB	Focused Ion Beam
g_1	Phasengitter
g_2	Absorptionsgitter
L_1	Ebene, von der aus das Wellenfeld propagiert wird.
L_2	Ebene, zu der das Wellenfeld propagiert wird.
LSF	Line Spread Function
MTF	Modulation Transfer Function
OTF	Optical Transfer Function
PSF	Point Spread Function
PMMA	Polymethylmethacrylat
REM	Rasterelektronenmikroskop
ZfP	Zerstörungsfreie Prüfung

Literaturverzeichnis

Eigene Veröffentlichungen im Rahmen dieser Arbeit:

- [1] **M. Engelhardt, J. Baumann, M. Schuster, C. Kottler, F. Pfeiffer, O. Bunk, and C. David:** *High-resolution differential phase contrast imaging using a magnifying projection geometry with a microfocus x-ray source*, Appl. Phys. Lett. **90** (22), 224101 (2007)
- [2] **M. Engelhardt, J. Baumann, M. Schuster, C. Kottler, F. Pfeiffer, O. Bunk, C. David:** *Inspection of refractive x-ray lenses using high-resolution differential phase contrast imaging with a microfocus x-ray source*, Rev. Sci. Instrum. **78** (9), 093707 (2007)
- [3] **M. Engelhardt, C. Kottler, O. Bunk, C. David, C. Schroer, J. Baumann, M. Schuster, F. Pfeiffer:** *The fractional Talbot effect in high-resolution differential x-ray phase contrast imaging*, J. Microsc., zur Publikation angenommen
- [4] **M. Engelhardt, J. Baumann:** *Determination of size and intensity distribution of the focal spot of a microfocus x-ray tube using image processing*, 9th European Conference on Non-Destructive Testing (ECNDT), Berlin, **Th.2.5.4** (2006)
- [5] **M. Engelhardt, J. Baumann, K. Jefimovs:** *Investigation of size and intensity distribution of the focal spot of microfocus x-ray tubes*, International Symposium on Digital Industrial Radiology and Computed Tomography (DIR 2007), Lyon (2007)
- [6] **M. Engelhardt, J. Baumann, O. Bunk, C. David, C. Kottler, F. Pfeiffer, C. Schroer, M. Schuster:** *High-resolution differential phase contrast imaging using microfocus x-ray sources*, International Symposium on Digital Industrial Radiology and Computed Tomography (DIR 2007), Lyon (2007)
- [7] **M. Engelhardt, J. Baumann, M. Schuster, C. Kottler, F. Pfeiffer, O. Bunk, C. David:** *Grating-based high-resolution differential phase contrast radiography and tomography using microfocus x-ray sources*, The 2007 Denver X-ray Conference (DXC 2007), Denver (2007)
- [8] **M. Engelhardt, J. Baumann, O. Bunk, C. David, C. Kottler, F. Pfeiffer, C. Schroer, M. Schuster:** *High-resolution differential phase contrast imaging using*

- microfocus x-ray sources*, Jahresbericht, Lehrstuhl E21, Physik-Department, Technische Universität München (2007)
- [9] **M. Engelhardt:** *High-resolution differential phase contrast imaging using micro-focus x-ray sources*, Seminarreihe Neutronen und deren Anwendungen in Wissenschaft und Industrie, Physik-Department, Technische Universität München (26.2.2007)
- [10] **J. Baumann, M. Engelhardt, J. Freudenberger, T. Mertelmeier, P. Schardt, B. Schillinger:** *X-ray system having an x-ray generator that produces an x-ray focal spot with multiple intensity maxima*, Patentanmeldung, US20070153979A1, (DE102005062447A1) (2007)
- [11] **C. David, F. Pfeiffer, J. Baumann, M. Engelhardt, J. Freudenberger, E. Hempel, M. Hoheisel, T. Mertelmeier, S. Popescu, M. Schuster:** *Focus detector arrangement for generating phase-contrast x-ray images and method for this*, Patentanmeldung, WO2007/074029, (EP06016644.4) (2007)
- [12] **J. Baumann, C. David, M. Engelhardt, J. Freudenberger, E. Hempel, M. Hoheisel, T. Mertelmeier, F. Pfeiffer, S. Popescu, M. Schuster:** *Focus-detector arrangement of an x-ray apparatus for generating projective or tomographic phase contrast recordings*, Patentanmeldung, US20070183563A1, (DE102006037255A1), (JP002007203065AA) (2007)
- [13] **J. Baumann, C. David, M. Engelhardt, J. Freudenberger, E. Hempel, M. Hoheisel, T. Mertelmeier, F. Pfeiffer, S. Popescu, M. Schuster:** *Focus-detector arrangement for generating projective or tomographic phase contrast recordings with x-ray optical gratings*, Patentanmeldung, US20070183582A1, (DE102006037254A1), (JP002007203064AA) (2007)
- [14] **J. Baumann, C. David, M. Engelhardt, J. Freudenberger, E. Hempel, M. Hoheisel, T. Mertelmeier, F. Pfeiffer, S. Popescu, M. Schuster:** *X-ray optical transmission grating of a focus-detector arrangement of an x-ray apparatus for generating projective or tomographic phase contrast recordings of a subject*. Patentanmeldung, US20070183579A1, (DE102006037281A1), (JP002007203066AA) (2007)
- [15] **J. Baumann, C. David, M. Engelhardt, J. Freudenberger, E. Hempel, M. Hoheisel, T. Mertelmeier, F. Pfeiffer, S. Popescu, M. Schuster:** *Focus-detector arrangement of an x-ray apparatus for generating projective or tomographic phase contrast recordings*, Patentanmeldung, US20070183583A1, (DE102006037256A1), (JP002007206075AA) (2007)
- [16] **J. Baumann, M. Engelhardt, J. Freudenberger, E. Hempel, M. Hoheisel, T. Mertelmeier, S. Popescu, M. Schuster:** *Focus-detector arrangement with an x-*

- ray optical grating for phase contrast measurements*, Patentanmeldung, US20070183584A1, (DE102006037282A1), (JP002007203060AA), (CN000101011255A) (2007)
- [17] **J. Baumann, M. Engelhardt, J. Freudenberger, E. Hempel, M. Hoheisel, T. Mertelmeier, S. Popescu, M. Schuster:** *Method and measuring arrangement for non-destructive analysis of an examination object by means of x-radiation*, Patentanmeldung, US20070189449A1, (DE102006037257A1), (JP002007206076AA), (CN000101011256A) (2007)

Weitere Literatur:

- [Ade07] **Adelphi Technology Inc:** *X-ray tube source imaging*, www.adelphitec.com/products/tubeSource.html (aufgerufen Dez. 2007)
- [Aic03] **H. Aichinger, J. Dierker, S. Joite-Barfuß, M. Säber (Hrsg.):** *Radiation exposure and image quality in x-ray diagnostic radiology*, S. 15-25, Springer Verlag, Berlin (2003)
- [Aic031] **H. Aichinger, J. Dierker, S. Joite-Barfuß, M. Säber (Hrsg.):** *Radiation exposure and image quality in x-ray diagnostic radiology*, Abschnitt II.6, Springer Verlag, Berlin (2003)
- [Ank00] **U. Ankerhold:** *Catalogue of x-ray spectra and their characteristic data – ISO and DIN radiation qualities, therapy and diagnostic radiation qualities, unfiltered x-ray spectra*, PTB Report PTB-Dos-34, Physikalisch Technische Bundesanstalt, Braunschweig (2000)
- [Att99] **D. T. Attwood:** *Soft x-rays and extreme ultraviolet radiation: Principles and applications*, Chapter 3.2, Cambridge Univ. Press, Cambridge (1999)
- [Bar81] **H. Barret, W. Swindell (Hrsg.):** *Radiological imaging*, Kap. 5, Academic Press, New York (1981)
- [Bar812] **H. Barret, W. Swindell (Hrsg.):** *Radiological imaging*, Kap. 4, Academic Press, New York (1981)
- [Bät08] **L. Bätz,** Siemens AG, persönliche Mitteilung (2008)
- [Bau84] **J. Baumann:** *Bestimmung des Fokusedurchmessers von Mikrofokus-Röntgenquellen mit Hilfe von Röntgen-Lithographiemasken*, Poster, DGZfP

Jahrestagung 1984, Deutsche Gesellschaft für zerstörungsfreie Prüfung (DGZfP), Essen (1984)

- [Bau88] **J. Baumann, P. Klofac, G. Fritsch:** *Accurate determination of the focal spot size of a microfocus x-ray tube*, in: *Nondestructive Characterization of Materials, Proceedings of the 3rd International Symposium Saarbrücken*, S. 862-869, Hrsg.: P. Höller, Springer-Verlag (1988)
- [Ber06] **M. J. Berger, J. H. Hubbell, S. M. Seltzer, J. Chang, J. S. Coursey, R. Sukumar, D. S. Zucker:** *XCOM: Photon cross sections database*, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html> (2006)
- [Bre92] **S. Brennan, P. L. Cowan:** *A suite of programs for calculating x-ray absorption, reflection and diffraction performance for a variety of materials at arbitrary wavelengths*, *Rev. Sci. Instrum.* **63**, 850-853 (1992)
- [Brü77] **O. Brümmer:** *Mikroanalyse mit Elektronen und Ionensonden*, S. 44, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig (1977)
- [Bon65] **U. Bonse, M. Hart:** *An x-ray interferometer*, *Appl. Phys. Lett.* **6**, 155-156 (1965)
- [Bor81] **M. Born:** *Optik*, 3. Auflage, S. 260, Springer Verlag, Berlin (1981)
- [Bor02] **M. Born, E. Wolf:** *Principles of optics*, 7th (expanded) edition, S. 429 und Appendix III, Cambridge University Press, Cambridge (2002)
- [Car87] **E. Caroli, J. B. Stephen, G. di Cocco, L. Natalucci, A. Spizzichino:** *Coded aperture imaging in x- and gamma-ray astronomy*, *Space Sci. Rev.*, **45** (3-4), 349-403 (1987)
- [Cha95] **C. T. Chantler:** *Theoretical form factor, attenuation and scattering tabulation for Z=1-92 from E=1-10 eV to E=0.4-1.0 MeV*, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **24**, 71 (1995)
- [Cha97] **L. D. Chapman, W. C. Thomlinson, R. E. Johnson, D. Washburn, E. Pisano, N. Gmuer, Z. Zhong, R. Menk, F. Arfelli, D. Sayers:** *Diffraction enhanced x-ray imaging*, *Phys. Med. Biol.* **42**, 2015–2025 (1997)
- [Clo99] **P. Cloetens:** *Contribution to phase contrast imaging, reconstruction and tomography with hard synchrotron radiation*, Dissertation, Vrije Universiteit Brussel, Belgium (1999)
- [Clo991] **P. Cloetens, W. Ludwig, J. Baruchel, D. van Dyck, J. van Landuyt, J. P. Guigay, M. Schlenker:** *Holotomography: Quantitative phase tomography*

- with micrometer resolution using hard synchrotron radiation x rays*, Appl. Phys. Lett. **75** (19), 2912-2914 (1999)
- [Com35] **A. H. Compton (Hrsg.):** *X rays in theory and experiment*, 2nd ed., S. 280, D. Van Nostrand Company, Princeton (1935)
- [Cow95] **J. M. Cowley (Hrsg.):** *Diffraction physics*, 3rd revised ed., S. 19-21, Elsevier, Amsterdam, (1995)
- [Cow951] **J. M. Cowley (Hrsg.):** *Diffraction physics*, 3rd revised ed., S. 8-11; S. 69-72, Elsevier, Amsterdam (1995)
- [Cro70] **D. T. Cromer, D. A. Liberman:** *Relativistic calculation of anomalous scattering factors for x rays*, J. Chem. Phys. **53**, 1891-1898 (1970)
- [Cro81] **D. T. Cromer, D. A. Liberman:** *Anomalous dispersion calculations near to and on the long-wavelength side of an absorption edge*, Acta Cryst. A **37**, 267-268 (1981)
- [Dav95] **T. J. Davis, D. Gao, T. E. Grueyev, A. W. Stevenson, A. W. Wilkins:** *Phase-contrast imaging of weakly absorbing materials using hard x rays*, Nature **373**, 595-598 (1995)
- [Dav02] **C. David, B. Nöhammer, H. H. Solak:** *Differential x-ray phase contrast imaging using a shearing interferometer*, Appl. Phys. Lett. **81**, 3287-3289 (2002)
- [Dav07] **C. David, J. Bruder, T. Rohbeck, C. Grünzweig, C. Kottler, A. Diaz, O. Bunk, F. Pfeiffer:** *Fabrication of diffraction gratings for hard x-ray phase contrast imaging*, Microelectron. Eng. **84**, 1172-1177 (2007)
- [DIN91] **Deutsches Institut für Normung (DIN):** *DIN EN 12543, Teil 1-5*, Beuth Verlag, Berlin (1991)
- [Dis98] **B. Dischler, C. Wild:** *Low-pressure synthetic diamond*, Abschnitt 11, Springer Verlag Berlin (1998)
- [Far88] **G. W. Faris, R. L. Byer:** *Three-dimensional beam-deflection optical tomography of a supersonic jet*, Appl. Opt. **27**, 5205-5212 (1988)
- [Fit00] **R. Fitzgerald:** *Phase-sensitive x-ray imaging*, Phys. Today **53**, 23-27 (2000)
- [Goo68] **J. W. Goodman:** *Introduction to fourier optics*, Abschnitt 3 und 4, McGraw-Hill, New York (1968)

- [Goo681] **J. W. Goodman:** *Introduction to fourier optics*, Anhang B, McGraw-Hill, New York (1968)
- [Gui04] **J. P. Guigay, S. Zabler, P. Cloetens, C. David, R. Mokso, M. Schlenker:** *The partial Talbot effect and its use in measuring the coherence of synchrotron x rays*, *J. Synchrotron Radiat.* **11**, 476-482 (2004)
- [Hab85] **P. Haberäcker:** *Digitale Bildverarbeitung, Grundlagen und Anwendungen*, S. 139-142, Carl Hanser Verlag, München (1985)
- [Han97] **R. J. Hanisch:** *Deconvolution of Hubble Space Telescope images and spectra*, in: *Deconvolution of images and spectra*, Abschnitt 10, Hrsg.: J. Jansson, Academic Press, New York (1997)
- [Hec02] **E. Hecht (Hrsg.):** *Optik*, 4. überarbeitete Auflage, Abschnitt 2, Oldenbourg Verlag, München, Wien (2002)
- [Hec021] **E. Hecht (Hrsg.):** *Optik*, 4. überarbeitete Auflage, S. 88-89, Oldenbourg Verlag, München, Wien (2002)
- [Hec022] **E. Hecht (Hrsg.):** *Optik*, 4. überarbeitete Auflage, S. 217, Oldenbourg Verlag, München, Wien (2002)
- [Hec023] **E. Hecht (Hrsg.):** *Optik*, 4. überarbeitete Auflage, Abschnitt 10.3.5, Oldenbourg Verlag, München, Wien (2002)
- [Hen86] **B. L. Henke:** *Scattering factors and mass absorption coefficients*, in: *X-ray data booklet*, 2nd printing with corrections, Abschnitt 2.7, Hrsg.: D. Vaughan, Lawrence Berkeley Laboratory (1986)
- [Hen93] **B. L. Henke, E. M. Gullikson, J. C. Davis:** *X-ray interactions: photoabsorption, scattering, transmission, and reflection at $E=50-30000$ eV, $Z=1-92$* , *At. Data Nucl. Data Tables* **54** (2), 181-342 (1993)
- [Hub95] **J. H. Hubbell S. M. Seltzer:** *National Institute of Standards and Technology Internal Report (NISTIR) 5632*, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/cover.html> (1995)
- [IEC93] **International Electrotechnical Commission (IEC):** *IEC Publication No. 336: X-ray tube assemblies for medical diagnosis – characteristics of focal spots*, 3rd ed. IEC, Geneva (1993)
- [Ing95] **V. N. Ingal, E. A. Beliaevskaya:** *X-ray plane-wave topography observation of the phase contrast from a non-crystalline object*, *J. Phys. D* **28**, 2314–2317 (1995)

- [Jan97] **J. Jansson (Hrsg.):** *Deconvolution of images and spectra*, 2nd ed., Academic Press, New York (1997)
- [Jan971] **J. Jansson (Hrsg.):** *Deconvolution of images and spectra*, 2nd ed., S. 92-95, Academic Press, New York (1997)
- [Job04] **A. Jobst, G. Kostka, P. Schmitt:** *Neue Methode zur Charakterisierung von Brennflecken kleiner als 5 μm* , DACH Jahrestagung 2004, Deutsche Gesellschaft für zerstörungsfreie Prüfung (DGZfP), Salzburg, www.ndt.net (2004)
- [Kak88] **A. C. Kak, M. Slaney (Hrsg.):** *Principles of computerised tomographic imaging*, IEEE Press, New York (1988)
- [Kal99] **G. M. Kalvius (Hrsg.):** *Physik der Atome, Moleküle und Kerne, Wärmestatistik*, 5., vollständig überarbeitete Auflage, S. 174, Oldenbourg Verlag, München (1999)
- [Ker95] **B. Kerridge,** *Sharpen x-ray images*, Test Meas. World **7**, 23-26 (1995)
- [Len99] **B. Lengeler, C. Schroer, J. Tümmeler, B. Benner, M. Richwin, A. Snigirev, I. Snigireva, M. Drakopoulos:** *Imaging by parabolic refractive lenses in the hard x-ray range*, J. Synchrotron Radiat. **6**, 1153-1167 (1999)
- [Len991] **B. Lengeler, C. G. Schroer, M. Richwin, J. Tümmeler, M. Drakopoulos, A. Snigirev, and I. Snigireva:** *A microscope for hard x rays based on parabolic compound refractive lenses*, Appl. Phys. Lett. **74** (26), 3924-3926 (1999)
- [Len05] **B. Lengeler, C. G. Schroer, M. Kuhlmann, B. Benner, T. F. Günzler, O. Kurapova, F. Zontone, A. Snigirev, and I. Snigireva:** *Refractive x-ray lenses*, J. Phys. D **38**, A218-A222 (2005)
- [May03] **S. C. Mayo, T. J. Davis, T. E. Gureyev, P. R. Miller, D. Paganin, A. Pogany, A. W. Stevenson, S. W. Wilkins:** *X-ray phase contrast microscopy and microtomography*, Opt. Express **11**, 2289-2302 (2003)
- [Mer61] **L. Mertz and N. O. Young:** *Fresnel transforms of images*, Proc. Int. Conf. on Opt. Instrum. Techniques, S. 305-310, Chapman and Hall, London (1961)
- [Mom96] **A. Momose, T. Takeda, Y. Itai, K. Hirano:** *Phase-contrast x-ray computed tomography for observing biological soft tissues*, Nature Med. **2**, 473-475 (1996)

- [Mom03] **A. Momose:** *Phase-sensitive imaging and phase tomography using x-ray interferometers*, Opt. Express **11**, 2303-2314 (2003)
- [Mom05] **A. Momose:** *Recent advances in x-ray phase imaging*, Jpn. J. Appl. Phys. **44**, 6355-6367 (2005)
- [Mom06] **A. Momose, W. Yashiro, Y. Takeda, Y. Suzuki, and T. Hattori:** *Phase tomography by x-ray Talbot interferometry for biological imaging*, Jpn. J. Appl. Phys., **45** (6A), 5254-5262 (2006)
- [Mor95] **H. Morenburg:** *Bildgebende Systeme für die medizinische Diagnostik*, S. 235, Publicis MCD Verlag, Erlangen (1995)
- [Mye07] **G. R. Myers, S. C. Mayo, T. E. Gureyev, D. M. Paganin, S. W. Wilkins:** *Polychromatic cone-beam phase-contrast tomography*, Phys. Rev. A **76** (4), 045804 (2007)
- [NEM93] **National Electrical Manufacturers Association (NEMA):** *Measurement of dimensions and properties of focal spots of diagnostic x-ray tubes*, NEMA Standard Publication No. XR-5, NEMA, Washington DC (1993)
- [Nug96] **K. A. Nugent, T. E. Gureyev, D. F. Cookson, D. Paganin, Z. Barnea:** *Quantitative phase imaging using hard x rays*, Phys. Rev. Lett. **77**, 2961-2964 (1996)
- [Nug05] **K. A. Nugent:** *X-ray image reconstruction using the transport of intensity equation*, Proc. 8th Int. Conf. X-ray Microscopy, S. 399-402 (2005)
- [Pee05] **A. G. Peele, F. De Carlo, P. J. McMahon, B. B. Dhal, K. A. Nugent:** *X-ray phase contrast tomography with a bending magnet source*. Rev. Sci. Instrum. **76**, 083707 (2005)
- [Per04] **Perkin Elmer:** *X-ray imaging software version 3.0 reference book*, Perkin Elmer, Waltham, Massachusetts, USA (2004)
- [Pfe05] **F. Pfeiffer, O. Bunk, C. Schulze, A. Diaz, T. Weitkamp, C. David, J. F. van der Veen:** *Shearing interferometer for quantifying the coherence of hard x-ray beams*, Phys. Rev. Lett. **94**, 163104 (2005)
- [Pfe06] **F. Pfeiffer, T. Weitkamp, O. Bunk, C. David:** *Phase retrieval and differential phase-contrast imaging with low-brilliance x-ray sources*, Nature Phys. **2**, 258-261 (2006)
- [Pfe07] **F. Pfeiffer, C. Kottler, O. Bunk, C. David:** *Hard x-ray phase tomography with low-brilliance sources*, Phys. Rev. Lett. **98**, 108105 (2007)

- [Pfe071] **F. Pfeiffer, O. Bunk, C. David, M. Bech, G. Le Duc, A. Bravin, P. Cloetens:** *High-resolution brain tumor visualization using three-dimensional x-ray phase contrast tomography*. *Phys. Med. Biol.* **52**, 6923–6930 (2007)
- [Pre92] **W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, B. P. Flannery (Hrsg.):** *Numerical recipes in C*, 2nd edition, S. 498, Cambridge University Press, Cambridge (1992)
- [Rus95] **J. C. Russ (Hrsg.):** *The image processing handbook*, S. 281-287, CRC Press, London (1995)
- [Sal07] **M. Salomon:** *Comparison of different methods for determining the size of a focal spot of microfocus x-ray tubes, according the EN 12543-5 using DDA's*, 9th International Workshops on Radiation Imaging Detectors (IWORID), Erlangen (2007)
- [Sam98] **E. Samei, M. J. Flynn, D. A. Reimann:** *A method for measuring the pre-sampled MTF of digital radiographic systems using an edge test device*, *Med. Phys.* **25** (1), 102-113 (1998)
- [Sch02] **C. G. Schroer, M. Kuhlmann, B. Lengeler, T. F. Günzler, O. Kurapova, B. Benner, C. Rau, A. S. Simionovici, A. Snigirev, I. Snigireva:** *Beryllium parabolic refractive x-ray lenses*, *Proc. SPIE* **4783**, 10-18 (2002)
- [Ski88] **G. K. Skinner:** *X-ray imaging with coded masks*, *Sci. Am.* **259** (2), 84-87 (1988)
- [Sni95] **A. Snigirev, I. Snigireva, V. Kohn, S. Kuznetsov, I. Schelkov:** *On the possibilities of x-ray phase contrast microimaging by coherent high-energy synchrotron radiation*, *Rev. Sci. Instrum.* **66**, 5486–5492 (1995)
- [Sni96] **A. Snigirev, V. Kohn, I. Snigireva, B. Lengeler:** *A compound refractive lens for focusing high-energy x rays*, *Nature* **384**, 49-51 (1996)
- [Stö94] **H. Stöcker (Hrsg.):** *Taschenbuch der Physik*, 2. völlig überarbeitete und erweiterte Auflage, S. 691-693, Verlag Harri Deutsch, Frankfurt am Main (1994)
- [Sul97] **T. J. Suleski:** *Generation of Lohmann images from binary-phase Talbot array illuminators*, *Appl. Opt.* **36** (20), 4686-4691 (1997)
- [Tau02] **U. Taubenreuther:** *Korrektur- und Kalibrierverfahren für die Kegelstrahl-(Mikro-) CT*, Dissertation, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (2002)

- [Tho86] **A. C. Thompson:** *X-ray detectors*, in: X-ray data booklet, 2nd printing with corrections, Kap. 6, Hrsg.: D. Vaughan, Lawrence Berkeley Laboratory (1986)
- [Vis06] **Viscom AG:** *Dokumentation X9225-TED*, Ausgabe 07/06, Abschnitt 4.2, Viscom AG, Hannover (2006)
- [Wei05] **T. Weitkamp, B. Nöhammer, A. Diaz, C. David, E. Ziegler:** *X-ray wavefront analysis and optics characterization with a grating interferometer*, Appl. Phys. Lett. **86**, 054101-1 (2005)
- [Wei052] **T. Weitkamp, A. Diaz, C. David, F. Pfeiffer, M. Stampanoni, P. Cloetens, E. Ziegler:** *X-ray phase imaging with a grating interferometer*, Opt. Express **13**, 6296-6304 (2005)
- [Wei06] **T. Weitkamp, C. David, C. Kottler, O. Bunk, F. Pfeiffer:** *Tomography with grating interferometers at low-brilliance sources*, Proc. SPIE **6318**, 63180S (2006)
- [Wil96] **S. W. Wilkins, T. E. Gureyev, D. Gao, A. Pogany, A. W. Stevenson:** *Phase-contrast imaging using polychromatic hard x-rays*, Nature **384**, 335–337 (1996)
- [Wil962] **S. W. Wilkins:** *Simplified conditions and configurations for phase-contrast imaging with hard x-rays*, World Intellectual Property Organization, PCT Patent, PCT/AU96/00178 (1996)
- [Wil98] **S. W. Wilkins, A. W. Stevenson, A. Pogany, T. E. Gureyev:** *Phase retrieval in phase contrast imaging*, World Intellectual Property Organization, PCT Patent, PCT/AU97/00882 (1998)

Danksagung

Ich möchte allen danken, die meine Arbeit unterstützt haben, insbesondere:

- P. Böni und B. Schillinger für die Betreuung meiner Arbeit an der TU-München,
- J. Baumann und M. Schuster für die Betreuung meiner Arbeit bei der Siemens AG,
- P. Klofac, J. Stephan, J. Freudenberger, P. Schardt und V. Klüppel für die Unterstützung meiner Experimente bei der Siemens AG sowie M. Goldammer und L. Bätz von der Siemens AG für viele hilfreiche Anregungen,
- F. Pfeiffer, C. David, C. Kottler und O. Bunk vom Paul Scherrer Institut, die meine Messungen zur Phasenkontrastbildung ermöglicht haben und mir bei vielen Fragen geholfen haben,
- K. Jefimovs vom Paul Scherrer Institut, der die Testobjekte zur Brennfleckmessung angefertigt hat und
- C. Schroer von der TU-Dresden, der mir seine Propagationsalgorithmen zur Phasenkontrastbildung zur Verfügung gestellt hat.

