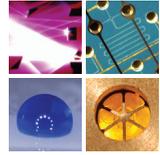


SCHRIFTEN DES INSTITUTS FÜR MIKROSTRUKTURTECHNIK
AM KARLSRUHER INSTITUT FÜR TECHNOLOGIE (KIT)



Band 37

TOBIAS JÖRG SCHRÖTER

Vergrößerung des Sehfeldes der
Röntgen-Phasenkontrast-Bildgebung
für die klinische Anwendung

Tobias Jörg Schröter

**Vergrößerung des Sehfeldes der
Röntgen-Phasenkontrast-Bildgebung
für die klinische Anwendung**

Schriften des Instituts für Mikrostrukturtechnik
am Karlsruher Institut für Technologie (KIT)
Band 37

Hrsg. Institut für Mikrostrukturtechnik

Eine Übersicht aller bisher in dieser Schriftenreihe
erschienenen Bände finden Sie am Ende des Buchs.

Vergrößerung des Sehfeldes der Röntgen-Phasenkontrast-Bildgebung für die klinische Anwendung

von
Tobias Jörg Schröter

Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie
KIT-Fakultät für Maschinenbau

Tag der mündlichen Prüfung: 29. September 2017
Referenten: Prof. Dr. Jan G. Korvink, Prof. Dr. Franz Pfeiffer

Impressum



Karlsruher Institut für Technologie (KIT)
KIT Scientific Publishing
Straße am Forum 2
D-76131 Karlsruhe

KIT Scientific Publishing is a registered trademark
of Karlsruhe Institute of Technology.
Reprint using the book cover is not allowed.

www.ksp.kit.edu



*This document – excluding the cover, pictures and graphs – is licensed
under a Creative Commons Attribution-Share Alike 4.0 International License
(CC BY-SA 4.0): <https://creativecommons.org/licenses/by-sa/4.0/deed.en>*



*The cover page is licensed under a Creative Commons
Attribution-No Derivatives 4.0 International License (CC BY-ND 4.0):
<https://creativecommons.org/licenses/by-nd/4.0/deed.en>*

Print on Demand 2018 – Gedruckt auf FSC-zertifiziertem Papier

ISSN 1869-5183
ISBN 978-3-7315-0731-4
DOI 10.5445/KSP/1000075852

Vergrößerung des Sehfeldes der Röntgen-Phasenkontrast-Bildgebung für die klinische Anwendung

Zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften

der Fakultät für Maschinenbau

Karlsruher Institut für Technologie (KIT)

Genehmigte

Dissertation

von

Tobias Jörg Schröter, M.Sc.

Tag der mündlichen Prüfung: 29. September 2017

Hauptreferent: Prof. Dr. Jan Gerrit Korvink

Korreferent: Prof. Dr. Franz Pfeiffer

Kurzfassung

Die Röntgenbildgebung stellt heutzutage eine der wichtigsten medizinischen Diagnosemethoden dar. Dabei wird bisher ausschließlich der Absorptionskontrast genutzt, der es ermöglicht Objekte mit stark unterschiedlichen Absorptionseigenschaften zu unterscheiden. Die Analyse der Phaseninformation der transmittierten Strahlung verspricht jedoch eine Optimierung für die Erzeugung von Weichteilkontrast. Im Gegensatz zur Intensität kann die Phasenverschiebung jedoch nur indirekt gemessen werden. Die vielversprechendste Methode für einen Transfer dieses Kontrastverfahrens zur klinischen Anwendung ist die Talbot-Lau Interferometrie. Besonders an die benötigten Röntgengitter, als Kernelement dieser Methode, werden sehr hohe Anforderungen gestellt. Um eine hohe Bildqualität bei begrenztem Bauraum zu erreichen, werden Gitterperioden im Bereich von wenigen Mikrometern gefordert. Gleichzeitig müssen Strukturhöhen von einigen hundert Mikrometern erreicht werden um bei hohen Photonenergien eine ausreichende Absorption der Röntgenstrahlung zu gewährleisten. Solche Gitter können mit der LIGA-Technik (Lithographie, Galvanik und Abformung) hergestellt werden, wobei die strukturierbare Fläche heute auf wenige Zentimeter in der Diagonale (z. B. 10 cm) begrenzt ist. Die damit erreichbaren Sehfelder sind ausreichend um Kleintiere oder Teile des menschlichen Körpers zu untersuchen. Für die medizinische Ganzkörperdiagnostik werden jedoch Sehfelder und damit Gitterflächen im Bereich von 400 mm × 400 mm gefordert.

In dieser Arbeit wurden Möglichkeiten zur Vergrößerung von Röntgengittern, wie sie für die Talbot-Lau Interferometrie mit großem Sehfeld benötigt werden, erarbeitet und analysiert. Dabei wurden zwei Ansätze verfolgt: die direkte Strukturierung von großen Flächen mittels bewegter Belichtung und das Montieren von vielen kleinen Gitterkacheln zu einem großen Gitter.

Um die Flächenbegrenzung der LIGA-Technik zu umgehen und auf direktem Wege großflächige Röntgengitter herzustellen, wurde das Prinzip der bewegten Belichtung entwickelt. Erste Gitter mit einer Fläche von 65 mm × 165 mm zeigen das große Potential dieses Ansatzes sowie mögliche zukünftige Optimierungen.

Beim Kacheln von Gittern wurden zunächst die Anforderungen an die Positionierung der einzelnen Gitterkacheln untersucht. Ein mittels justierbaren Rahmen hergestelltes Liniengitter mit einer Breite von 380 mm wurde für einen scannenden Aufbau genutzt, womit erste Thoraxaufnahmen von *in vivo* Schweinen sowie einem *ex vivo* Menschen erstellt werden konnten. Für die Fertigung von gekachelten, großflächigen Gittern wurde eine semiautomatische Montagehilfe entwickelt, die es gestattet, die Gitterkacheln mit der geforderten Präzision flächig zu montieren. Dadurch wurde es möglich, ein erstes Röntgengitter mit einer Fläche von 200 mm × 200 mm herzustellen. Da die montierbare Fläche theoretisch nicht begrenzt ist, erlaubt die Methode, zukünftig auch größere Gitterflächen herzustellen.

Um Bildartefakte zu vermeiden und damit das vergrößerte Sehfeld nutzbar zu machen, wurden Möglichkeiten untersucht um die gefertigten Gitter an den konischen Strahl einer Röntgenröhre anzupassen. Analysen zeigen die dominanten Effekte und wie diese durch das zylindrische Biegen der Gittersubstrate umgangen werden können. Verschiedene Methoden für das Biegen wurden untersucht und erfolgreich getestet.

Die Resultate dieser Arbeit ebnen den Weg Objekte in der Größe eines menschlichen Torsos mit der Röntgen-Phasenkontrast-Bildgebung untersuchen zu können.

Abstract

Nowadays X-ray imaging is one of the most important methods for medical diagnostic. Up to now, only the absorption contrast has been used, which enables to distinguish objects with strongly different absorption characteristics. However, the analysis of the phase information of the transmitted radiation promises an optimization for the generation of soft tissue contrast also. In contrast to the intensity, the phase shift can only be measured indirectly. The most promising method for transferring this type of contrast to clinical use is the Talbot-Lau Interferometry. Particularly high demands are placed on the required X-ray gratings, as the core element of this method. In order to achieve high image quality within limited space, grating periods in the range of a few microns are required. At the same time, structure heights of several hundred microns must be achieved in order to ensure a sufficient absorption of the X-ray radiation at high photon energies. Such gratings can be fabricated using LIGA-technology (German acronym for Lithographie, Galvanik, Abformung), where the structured area is currently limited to a few centimeters in the diagonal (e.g. 10 cm). The achievable field of view is sufficient to examine small animals or parts of the human body. For medical full body diagnostics, however, a field of view and therefore grating area in the range of 400 mm × 400 mm is required.

In this work possibilities to enlarge the area of X-ray gratings were developed and analyzed. Two approaches were followed: direct structuring of large areas by means of dynamic exposure and assembly of many small grating tiles to a large grating.

In order to overcome the area limitation of the LIGA technology and to produce large-area x-ray gratings directly, the principle of dynamic exposure has been developed. The first gratings with an area of 65 mm × 165 mm show the great potential of this approach and point out possibilities for future optimizations.

For tiled gratings, the requirements for positioning of the individual grating tiles were studied first. A 380 mm wide line grating was realized using an adjustable frame and was used for a scanning type system used for image acquisition. It allowed to produce first thorax images of *in vivo* pigs and an *ex vivo* human. For manufacturing large area gratings a semiautomatic mounting device was developed which allows the grating tiles to be mounted with the required precision. Therewith a first X-ray grid with an area of 200 mm × 200 mm was built. As the mountable area is, theoretically, not limited, the method allows creating larger grating surfaces in the future.

In order to avoid image artifacts and to make use of the enlarged field of view, possibilities have been investigated to adapt the manufactured gratings to the conical beam of an X-ray tube. A systematic analysis showed the dominating effect and how they can be overcome by cylindrical bending of the gratings. Different methods for bending were successfully analyzed and tested.

The results of this work pave the way to investigate large objects with the size of a human torso by phase-contrast X-ray imaging.

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	i
Abstract.....	iii
Abkürzungsverzeichnis	ix
Vorwort.....	xi
1 Einleitung.....	1
2 Grundlagen	5
2.1 Röntgenstrahlung	5
2.1.1 Entstehung von Röntgenstrahlung	5
2.1.2 Wechselwirkung von Röntgenstrahlung mit Materie	8
2.2 Stand der Technik	11
2.2.1 Röntgen-Phasenkontrast-Bildgebung.....	11
2.2.2 Aufbau und Funktion eines Talbot-Lau Interferometers	13
2.2.3 Berechnung der Bildinformationen eines Talbot-Lau Interferometers	15
2.2.4 Herstellung von Röntgengittern	18
3 Ebene Gitter in sphärischer Wellenfront	23
3.1 Simulation von Randeffekten	25
3.2 Zylindrisches Biegen ebener Platten.....	33
3.2.1 Biegerahmen für Einzelgitter.....	37
3.2.2 Bildgebung mit Biegerahmen für Einzelgitter	38
3.2.3 Rahmen für geknickte Gitter	40
3.2.4 Theorie des Biegens gekachelter Gitter	45
3.2.5 Biegetest der gekachelten Gitter.....	51
4 Bewegte Belichtung	53
4.1 Instrumentierung am Lithographie-Scanner	54
4.1.1 Toleranz für die Maskenpositionierung.....	54

4.1.2	Technisches Prinzip	59
4.1.3	Goniometer-Auslegung	61
4.1.4	Konstruktive Umsetzung	64
4.2	Messtechnik und Justierung	65
4.3	Versuchsdurchführung	69
4.3.1	Herstellung der Röntgenmaske für die bewegte Belichtung	69
4.3.2	Substrat und Startgrund	71
4.3.3	Belacken mit Fotolack	72
4.3.4	Belichtung.....	76
4.3.5	Galvanik	77
4.3.6	Analyse der Gitter aus der dynamischen Belichtung.....	78
5	Montage von Röntgengitterkacheln	83
5.1	Notwendige Positioniergenauigkeit der Kacheln	84
5.1.1	Laterale Positionierung in x- und y-Richtung (Fugen)	86
5.1.2	Rotatorische Positionierung	90
5.2	Fügen von Gitterkacheln.....	101
5.2.1	Niedrig absorbierende Materialien als Trägersubstrat	102
5.2.2	Röntgenstabilität von Klebstoffen.....	105
5.2.3	Klebstoff applizieren vor dem Positionieren der Gitter	107
5.2.4	Klebstoff applizieren nach dem Positionieren der Gitter	108
5.2.5	Bewertung von Klebetechniken	114
5.3	Eindimensionales Kacheln	116
5.3.1	Aufbau des Justierrahmens	116
5.3.2	Justierung der Gitterkacheln	119
5.3.3	Gitteranalyse eindimensional gekachelter Gitter.....	120
5.4	Zweidimensionales Kacheln.....	124
5.4.1	Messung der Gitterposition.....	125
5.4.2	Aufbau der Montagevorrichtung.....	137
5.4.3	Steuerungsprogramm der Montagevorrichtung	140
5.4.4	Messgenauigkeit des Laser-AKF	143
5.5	Charakterisierung zweidimensional gekachelter Gitter	145

5.5.1	Herstellung eines Gitters mit 4×4 Kacheln	146
5.5.2	Gitteranalyse zweidimensional gekachelter Gitter	149
6	Zusammenfassung und Ausblick	157
Anhang	165
	Benutzeroberfläche Montagevorrichtung	165
	Zweistrahll-Laser-AKF	167
Literaturverzeichnis	171

Abkürzungsverzeichnis

1D	Eindimensional
2D	Zweidimensional
AKF	Autokollimationsfernrohr
ANKA	Angströmquelle Karlsruhe
AR	Aspektverhältnis (Strukturhöhe/Strukturbreite)
CT	Computertomographie
DC	Tastverhältnis (Anteil der Goldfläche bei Gittern, englisch „Duty Cycle“)
DNS	Desoxyribonukleinsäure
FoV	Sehfeld (engl. „Field of View“)
FWHM	Halbwertsbreite (engl. „Full Width at Half Maximum“)
G0	Quellgitter
G1	Phasengitter / Modulationsgitter
G2	Analysatorgitter
GPU	Grafikprozessor (engl. „graphics processing unit“)
IMT	Institut für Mikrostrukturtechnik
KIT	Karlsruher Institut für Technologie

kVp	Spitzen Kilovolt (Maßeinheit für die Beschleunigungsspannung, engl. "Peak Kilovoltage")
LIGA	Lithographie, Galvanik und Abformung
NA	Numerische Apertur
PEEK	Polyetheretherketon
PI	Polyimid
REM	Rasterelektronenmikroskop
TUM	Technische Universität München
UV	Ultraviolett

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand zwischen Mai 2014 und Mai 2017 während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Mikrostrukturtechnik des Karlsruher Instituts für Technologie in der Gruppe Röntgenoptik unter der Leitung von Dr. Jürgen Mohr.

Ich danke Herrn Prof. Jan Korvink für die Ermöglichung dieser Arbeit, die wissenschaftliche Förderung sowie die Diskussionsbereitschaft und das Einbringen von neuen Blickwinkeln und Ideen. Herrn Prof. Franz Pfeiffer vom Lehrstuhl für Biomedizinische Physik der TU München danke ich für die gute Zusammenarbeit, die Ermöglichung von zahlreichen Experimenten in seiner Arbeitsgruppe sowie die Übernahme des Korreferates.

Für die Finanzierung danke ich der Karlsruhe Nano Micro Facility (KNMF) und dem Helmholtz Virtuelles Institut NXMM sowie, für mein Stipendium, der Karlsruhe School of Optics and Photonics (KSOP).

Ein besonderer Dank gilt meinem Betreuer und ersten Ansprechpartner Herrn Dr. Jürgen Mohr für die hervorragende fachliche und persönliche Unterstützung sowie das entgegengebrachte Vertrauen. Er war mir jederzeit ein äußerst kompetenter Diskussionspartner.

Vielen Dank an die Kollegen vom Institut für Angewandte Informatik des KIT, Andreas Hofmann und Klaus-Martin Reichert, für die Unterstützung und die zahlreichen Diskussionen. Ich möchte auch den Kollegen vom Institute for Photon Science and Synchrotron Radiation des KIT und vom Lehrstuhl für Biomedizinische Physik der TU München für die fruchtbare Zusammenarbeit und die Unterstützung bei der Durchführung von zahlreichen Experimenten danken. Es hat mir immer sehr viel Spaß gemacht mit euch zu arbeiten und die Feierabende zu füllen.

Ich danke Danays Kunka, Pascal Meyer, Arndt Last, Martin Börner und Klaus Bade für das Einbringen ihrer langjährigen Erfahrung und die kollegiale Zusammenarbeit. Ein besonderer Dank gilt auch dem technischen Personal vom IMT für die Unterstützung bei der Herstellung von verschiedensten Proben. Außerdem danke ich Daniel Münch für die Diskussionen über technische Fragestellungen und die Unterstützung bei der Umsetzung und Durchführung der bewegten Belichtung.

Ein großer Dank geht an meine Studenten Sabrina Tietze, Harsch Patel, Martin Baumann, Adrian Schwarzenberger, Tobias Scherbaum für ihren Fleiß und ihr Engagement und die sehr gute Arbeit. Meinen beiden Bürokollegen Frieder und Abrar, sowie den Mitdoktoranden aus der Arbeitsgruppe, Elisa, Sebastian, Ottó und Vitor, möchte ich für die angenehme Arbeitsatmosphäre zahlreiche wissenschaftliche und unwissenschaftliche Diskussionen danken. Meinem Vorgänger Jan Meiser danke ich für die ausgezeichnete Einführung in das Themengebiet.

Insbesondere möchte ich mich bei meiner Familie, meinen Eltern Gabriele und Jörg sowie meinen Großeltern Ruth und Gerhard, dafür bedanken, dass sie mich immer unterstützt haben. Ein ganz besonderer Dank geht an meine Frau Annett. Ihr möchte ich für die Geduld und Entbehrenungen danken, die sie auch in stressigen Zeiten, vor allem gegen Ende der Promotion aufgebracht hat. Sie hat mich immer unterstützt und stand mir mit Rat und Tat zur Seite.

Karlsruhe, im Mai 2017

Tobias Jörg Schröter

1 Einleitung

Seit der Entdeckung der Röntgenstrahlen durch Wilhelm Conrad Röntgen im Jahre 1895 [1] avancierte die Röntgenbildgebung zu einer der wichtigsten medizinischen Diagnosemethoden. Bei den aktuellen Verfahren zur klinischen Bildgebung, wie zum Beispiel Radiografie oder Computertomographie, wird bisher ausschließlich der Absorptionskontrast genutzt [2]. Hierbei werden die Patienten mithilfe von Röntgenstrahlung durchleuchtet und die Intensität der transmittierten Strahlung gemessen. Dieses Verfahren ermöglicht es jedoch lediglich, Objekte mit stark unterschiedlichen Absorptionseigenschaften zu unterscheiden. Im medizinischen Bereich können somit vor allem stark absorbierende Knochen von niedrig absorbierendem Weichteilgewebe unterschieden werden. Um Proben-eigenschaften auch bei geringen Absorptionsunterschieden besser sichtbar zu machen, wie zum Beispiel Blutgefäße, wird die Probe zusätzlich mithilfe von Kontrastmittel präpariert [3]. Diese Substanzen haben jedoch oft Nebenwirkungen und können nicht für alle Anwendungsfälle eingesetzt werden. Wird der Absorptionskontrast bei z. B. der Brustkrebs- oder der Lungendiagnose eingesetzt, kommt es häufig zu Fehldiagnosen [4], da kein ausreichender Absorptionskontrast im Weichteilgewebe wie der Brust oder der Lunge vorhanden ist. Dabei haben sowohl falsch positive als auch falsch negative Diagnosen für die Patienten große Konsequenzen.

Eine weitere Möglichkeit der Kontrastierung verspricht die Analyse der Phaseninformation der transmittierten Strahlung. Die Phasengeschwindigkeit einer elektromagnetischen Welle ist abhängig von der Brechzahl des jeweiligen Mediums. Unterschiedliche Medien mit verschiedenen Brechungsindizes führen somit zu einer charakteristischen Phasenmodulation. Durch die Analyse dieser Phasenverschiebung ist die Abbildung von Strukturen möglich, die im Absorptionskontrast nicht sichtbar sind. Das Prinzip des Phasenkontrastes [5] ist in Lichtmikroskopen bereits seit den

40er Jahren des letzten Jahrhunderts kommerziell erhältlich und entwickelte sich seither zu einem der wichtigsten Kontrastverfahren.

Besonders vielversprechend ist die Röntgen-Phasenkontrast Bildgebung zur Diagnose von Brustkrebs (Mammographie) [6]–[9] oder Lungenkrankheiten [10]–[13]. Im Gegensatz zur Intensität der Röntgenstrahlung kann die Phasenverschiebung jedoch nur über Umwege gemessen werden. In der Forschung finden hierfür bereits verschiedene Methoden Anwendung [14]–[17]. Die vielversprechendste Methode für einen Transfer zur klinischen Anwendung ist die Talbot-Lau Interferometrie. Damit können zusätzlich auch Informationen über das Absorptionsverhalten und über die Streueigenschaften (Dunkelfeld) [18] eines Objektes erhalten werden. Begünstigt durch die Fortschritte in der Mikrostrukturtechnik, wurde dieses Prinzip erstmals 2006 [19] mit einer konventionellen Röntgenröhre als Strahlungsquelle gezeigt. Bis zum heutigen Tag findet das Prinzip jedoch keine Anwendung in der klinischen Bildgebung, da noch eine ganze Reihe technischer Probleme gelöst werden muss.

Insbesondere an die verwendeten Gitter, als Kernelement dieser Methode, werden sehr hohe Anforderungen gestellt. Um eine hohe Bildqualität bei begrenztem Bauraum zu erreichen, werden Perioden im Bereich von wenigen Mikrometern gefordert. Gleichzeitig müssen Strukturhöhen von einigen 100 μm erreicht werden, um bei hohen Photonenenergien, bis zu 100 Kiloelektronenvolt, eine ausreichende Absorption der Röntgenstrahlung zu gewährleisten.

Röntgengitter, die diesen Anforderungen genügen, können am Institut für Mikrostrukturtechnik (IMT) des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT) mithilfe des LIGA-Prozesses (Lithographie, Galvanik und Abformung) [20] mit einer minimalen Periode von 2,4 μm und einer Höhe von 120 μm hergestellt [21], [22] werden. Dies entspricht einem Aspektverhältnis von 100/1. Die maximale Gittergröße ist dabei bisher durch die maximale Maskengröße zur Belichtung des Fotolackes auf 50 \times 50 mm^2 beschränkt, wobei an der Etablierung von Masken mit einer Fläche von 100 \times 100 mm^2 gearbeitet

wird. Es gibt bereits Ansätze um die Gitterfläche durch das Kacheln mehrerer kleiner Gitter zu erhöhen [23], jedoch kann die notwendige Positioniergenauigkeit der mikrostrukturierten Bauteile noch nicht zuverlässig erreicht werden. Für medizinische Anwendungen ist ein großes Bildfeld von besonderer Bedeutung um eine schnelle und artefaktfreie Abbildung von Teilen des menschlichen Körpers zu ermöglichen. So werden, z. B. für eine Aufnahme des menschlichen Torsos, Sehfelder und damit Gittergrößen von bis zu $400 \times 400 \text{ mm}^2$ gefordert.

Da die Röntgenstrahlung gesundheitsschädlich ist, muss zudem eine hohe Dosiseffizienz erreicht werden. Dies schränkt die Auswahl der im Strahl befindlichen Materialien (z. B. Substrate) und die verwendbaren Methoden zum Aufbau großflächiger Gitter ein. Zusätzlich kann es bei großem Sehfeld auch zu Randeffekten kommen, die das Signal zu Rauschverhältnis reduzieren können. Die Vergrößerung der Gitter erfordert deshalb zusätzlich eine Anpassung der Gitterstruktur bzw. Gitterform an den konischen Strahl einer Röntgenröhre.

Im Rahmen dieser Arbeit sollen Methoden gefunden werden um Röntgengitter, die eine Anwendung der Röntgen-Phasenkontrast-Bildgebung im klinischen Einsatz ermöglichen, herzustellen. Dafür ist es notwendig, die Anforderungen die an die Gitter gestellt werden, speziell in Hinblick auf die Vergrößerung des Sehfeldes, zu untersuchen. Zudem sollen Lösungen erarbeitet werden, mit denen die Randeffekte unterdrückt werden können. Um großflächigen Röntgengitter mit hoher Qualität und größtmöglicher Zuverlässigkeit zu produzieren, müssen Prozesse und die dafür notwendigen Vorrichtungen entwickelt werden. Mithilfe von ersten Prototypengittern soll deren Machbarkeit geprüft werden, und erste Talbot-Lau Interferometer mit großem Sehfeld sollen entstehen. Anhand der daraus gewonnenen Daten soll analysiert werden, inwieweit die hergestellten Gitter den Anforderungen genügen. Die zur Flächenvergrößerung erarbeiteten Prozesse sollen den Bau von Demonstratoren für erste klinische Studien ermöglichen.

2 Grundlagen

2.1 Röntgenstrahlung

Röntgenstrahlung ist, genauso wie sichtbares Licht, ein Teil des elektromagnetischen Spektrums und somit als elektromagnetische Welle zu verstehen. Per Definition wurde das elektromagnetische Spektrum auf Basis der Wellenlänge in verschiedene Bereiche unterteilt. Während sich die Wellenlänge des sichtbaren Teiles des Lichts im Bereich von mehreren hundert Nanometern bewegt, ist die Wellenlänge der Röntgenstrahlung um den Faktor 1000 kürzer und beträgt lediglich wenige Ångström. Die Eigenschaften der Strahlung sind stark abhängig von der Wellenlänge bzw. der Quantenenergie, wodurch sich das unterschiedliche Verhalten bei der Wechselwirkung mit Materie ergibt.

Aufgrund des Welle-Teilchen-Dualismus kann die Wellenlänge auch einer Photonenenergie/Quantenenergie zugeordnet werden. Es gilt, je kürzer die Wellenlänge, desto höher die Frequenz und damit auch die Quantenenergie. Die Umrechnung zwischen Wellenlänge λ und Frequenz f geschieht über die Lichtgeschwindigkeit c durch $f = c/\lambda$. Die Photonenenergie E ergibt sich aus dem Produkt zwischen dem Planckschen Wirkungsquantum h und der Frequenz ($E = h * f$).

2.1.1 Entstehung von Röntgenstrahlung

Röntgenstrahlung kann durch zwei Effekte entstehen und wird abhängig von der Entstehungsart [24] eingeteilt. Bremsstrahlung entsteht durch starkes Beschleunigen von geladenen Teilchen, z. B. das Beschleunigen bzw. Abbremsen von Elektronen. Das Spektrum der Bremsstrahlung ist kontinuierlich. Die charakteristische Strahlung wird durch den Übergang von

Elektronen zwischen zwei Energieniveaus der inneren Elektronenhülle von Atomen erzeugt. Hierbei entsteht ein Linienspektrum, das charakteristisch für das jeweilige Element ist.

Reine Bremsstrahlung kann in einem Teilchenbeschleuniger, wie zum Beispiel einem Synchrotron, erzeugt werden. Diese wird tangential zur Bewegungsrichtung geladener Teilchen, wie z. B. Elektronen, abgegeben, wenn sie sich mit relativistischer Geschwindigkeit bewegen und durch ein Magnetfeld (z. B. durch Ablenkmagnet, Undulator oder Wiggler) quer zur Bewegungsrichtung abgelenkt werden (Abbildung 2-1 a). Das hierbei entstehende Spektrum ist bis zu einer gewissen Grenzfrequenz kontinuierlich und wird als Synchrotronstrahlung bezeichnet.

Weitere Quellen für Röntgenstrahlung sind unter anderem Betatron, Zyklotron oder Linearbeschleuniger. Die hiermit erzeugte Röntgenstrahlung ist jedoch sehr hart (hochenergetisch) und weist Photonenenergien von bis zu mehreren hundert Megaelektronenvolt (MeV) auf. Deshalb werden diese Strahlungsquellen hauptsächlich im Bereich der Strahlentherapie oder für das Durchleuchten von extrem massiven Bauteilen verwendet.

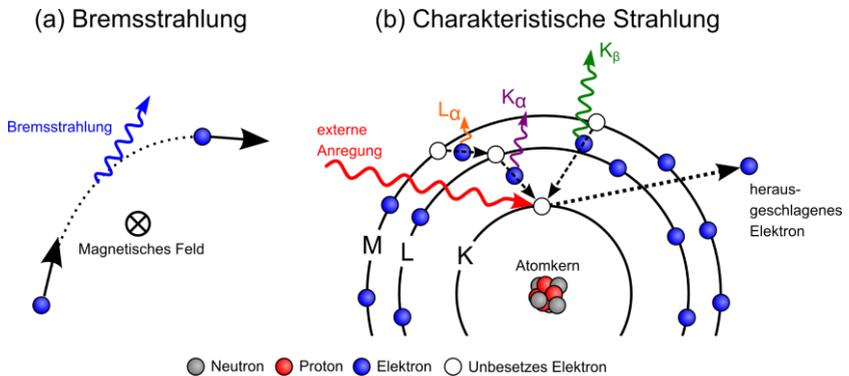


Abbildung 2-1: Schematische Darstellung der Erzeugung von Röntgenstrahlen: (a) Bremsstrahlung durch das Beschleunigen eines Elektrons im magnetischen Feld, z. B. in einem Synchrotron; (b) durch die Erzeugung charakteristischer Strahlung beim Auftreffen eines Elektrons auf ein Atom (angepasst von [25]).

Als Strahlungsquelle für die medizinische Bildgebung kommen lediglich Röntgenröhren infrage. Hierbei treten sowohl Bremsstrahlung, als auch charakteristische Strahlung gleichzeitig auf. Zunächst werden Elektronen mithilfe einer Glühwendel erzeugt und mittels eines elektrischen Feldes beschleunigt. Anschließend trifft der Elektronenstrahl auf die Anode und wird dabei stark abgebremst, wodurch die Bremsstrahlung erzeugt wird. Das Maximum des entstehenden Spektrums ist von der anliegenden Beschleunigungsspannung abhängig. Gleichzeitig werden durch die Elektronenstöße Elektronen aus der Schale der Anodenatome herausgeschlagen. Beim Auffüllen der Löcher in der Schale durch andere Elektronen wird die charakteristische Röntgenstrahlung emittiert (Abbildung 2-1 b). Werden Leerstellen der K-Schale durch Elektronen aus der L-Schale besetzt, dann entsteht eine K_{α} -Linie. Bei der Besetzung aus der M-Schale entsteht eine K_{β} -Linie. Das von Röntgenröhren erzeugte Spektrum ist somit eine Überlagerung der Bremsstrahlung mit der charakteristischen Strahlung (Abbildung 2-2).

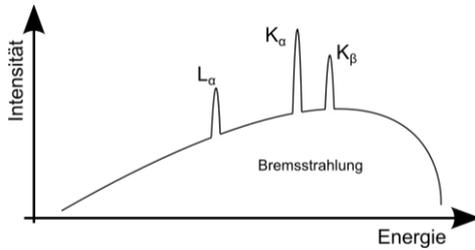


Abbildung 2-2: Qualitative Darstellung eines Röntgenspektrums bestehend aus der Überlagerung von Bremsstrahlung mit charakteristischer Strahlung.

Die in der medizinischen Bildgebung verwendeten Energien bewegen sich im Bereich von 30 keV für Aufnahmen von kleinen Objekten, wie Kleintieren [22], [26] oder bei der Mammographien [27], und gehen bis in den Bereich von 80 keV für die Untersuchung von großen Objekten wie dem menschlichen Torso. Bei Materialuntersuchungen reicht das Spektrum von wenigen zehn keV für Kleinteile bis hin zu mehreren hundert keV für die Durchleuchtung von großen Maschinen oder Fahrzeugen.

2.1.2 Wechselwirkung von Röntgenstrahlung mit Materie

Im Vakuum kann sich Röntgenstrahlung ungehindert ausbreiten. Im Vergleich dazu kommt es bei dem Durchgang durch Materie zu einer Wechselwirkung. Zum einen ändert sich die Phasengeschwindigkeit der Welle, wodurch es zu einer Phasenverschiebung kommt. Auf diesen Effekt lassen sich Brechung und Beugung zurückführen. Zum anderen kommt es zur Dämpfung der Amplitude durch Absorption. In Abbildung 2-3 ist das Prinzip von Phasenverschiebung und Abschwächung grafisch dargestellt.

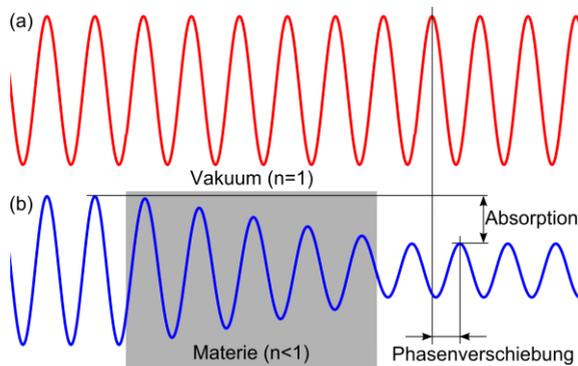


Abbildung 2-3: Vergleich der (a) unbeeinflussten Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle im Vakuum und (b) beim Durchgang durch Materie. Beim Durchgang durch Materie wird die Welle gedämpft und in der Phase verschoben.

Die Wechselwirkung einer elektromagnetischen Welle mit Materie lässt sich durch den komplexen Brechungsindex n beschreiben [28].

$$n = 1 - \delta + i\beta \quad (2-1)$$

Der Realteil δ des Brechungsindex gibt an um welchen Faktor sich die Wellenlänge und damit die Phasengeschwindigkeit der elektromagnetischen Welle, im Verhältnis zum Vakuum ändert. Der Extinktionskoeffizient β im Imaginärteil gibt an, wie stark die Welle durch Absorption abgeschwächt wird. Beide Kennzahlen sind für ein gegebenes Material von der Wellenlänge und damit der Photonenenergie abhängig.

Zur Absorption von elektromagnetischen Wellen, in einem für die medizinische Bildgebung relevanten Bereich des Röntgenspektrums, tragen hauptsächlich drei Effekte bei:

- Elastische Streuung
- Photoelektrischer Effekt
- Unelastische Streuung

Zur elastischen Streuung kommt es hauptsächlich bei sehr niedrigen Photonenenergien, wenn ein Photon auf ein Elektron trifft. Dabei erfolgt kein Energieübertrag, lediglich die Ausbreitungsrichtung des Photons ändert sich. Bei freien Elektronen oder Elektronen mit einer sehr kleinen Bindungsenergie im Vergleich zur Photonenenergie kommt es zur Thomson-Streuung. Bei stärker gebundenen Elektronen entsteht Rayleigh-Streuung.

Bei kleinen bis mittleren Energien und leichten Elementen dominiert der photoelektrische Effekt. Dabei wird ein Photon komplett absorbiert, indem seine kinetische Energie direkt auf ein Elektron in der Atomhülle übergeht. Das Elektron kann dadurch in ein Band höherer Energie angehoben werden (Kapitel 2.2.1, Abbildung 2-1). Übersteigt die Photonenenergie die Bindungsenergie des Elektrons, kann das Elektron aus dem Atom herausgelöst werden, wodurch materialspezifische Absorptionskanten entstehen. Der Photoeffekt nimmt proportional zur dritten Potenz der Energie E^3 ab und proportional zur vierten Potenz der Kernladungszahl Z^4 zu. Aus diesem Grund ist der Massenabsorptionskoeffizient im mittleren Energiebereich näherungsweise proportional zur Kernladungszahl.

Bei mittleren und hohen Energien tritt zunehmend unelastische Streuung auf. Hierbei wird lediglich ein Teil der Energie eines Photons auf ein Elektron übertragen, welches dadurch aus seiner Bindung gelöst werden kann. Mit der verbleibenden Energie breitet sich das Photon in eine andere Richtung weiter aus.

Aus der Superposition aller Effekte ergibt sich der Massenabsorptionskoeffizient, der in Abbildung 2-4 für verschiedene Elemente dargestellt ist. Leichte Elemente, wie C, O, Si, zeigen im dargestellten Energiebereich kontinuierliche Kurven, während schwere Elemente wie Gold charakteristische Absorptionskanten zeigen.

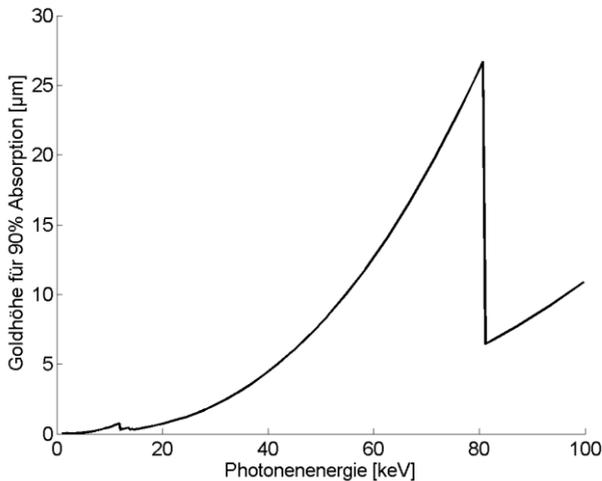


Abbildung 2-4: Massenabsorptionskoeffizient über der Photonenergie für verschiedene Elemente (basierend auf Daten von [29]).

2.2 Stand der Technik

2.2.1 Röntgen-Phasenkontrast-Bildgebung

Bei der konventionellen Radiographie werden lediglich die Absorptionseigenschaften des Objektes untersucht, indem die Intensität der transmittierten Röntgenstrahlung gemessen wird. Objekte mit homogenen Absorptionseigenschaften, wie zum Beispiel Weichteilgewebe, erzeugen dabei einen schlechten Kontrast. Untersucht man jedoch nicht nur die Abschwächung der Röntgenstrahlung, sondern auch deren relative Phase, so ist es möglich, einen bis zu einem Faktor 1000 höheren Kontrast zu erreichen [30]. Im Gegensatz zur Intensität der Röntgenstrahlung, kann die relative Phase nicht direkt gemessen werden. Abhilfe schaffen hierbei Methoden, welche die Phasenverschiebung in eine Intensitätsänderung

umwandeln können, die wiederum mit konventionellen Detektoren messbar ist. Im Laufe der Zeit wurden hierfür verschiedene Methoden entwickelt.

Zum ersten Mal wurde die Phasenkontrast-Bildgebung mit Röntgenlicht im Jahre 1965 [14] mittels Einkristall-basiertem Interferometer durchgeführt. Hierbei wird die Röntgenstrahlung aufgrund der Bragg-Beugung am Gitter eines Einkristalls aufgespalten. Während in einem der beiden aufgespaltenen Strahlengänge das zu untersuchende Objekt positioniert wird, ist der Referenzstrahlengang frei. Am Ende der Messstrecke werden beide Strahlengänge wieder vereint, und mittels Detektor wird das entstandene Interferenzmuster analysiert. Bei der Analysator-basierten Methode [15], [31] wird ein Objekt zwischen mindestens zwei Einkristallen positioniert. Der erste Kristall dient als Monochromator und der zweite als Analysator. Die propagationsbasierten Methoden [16] funktionieren gänzlich ohne optische Elemente. Große Distanzen zwischen Objekt und Quelle führen dazu, dass das Objekt lediglich im Fernfeld betrachtet wird, wodurch auf die Phaseneigenschaften rückgeschlossen werden kann. Die „Coded Aperture“ oder auch „Edge Illumination“-Methode [17], [32] verwendet Gitter mit großen Perioden, die einen Schattenwurf erzeugen. Der Detektor ist mit einer Maske abgedeckt, sodass der Schattenwurf abgerastert werden kann. Phasenobjekte verzerren die Schatten, wodurch auf sie geschlussfolgert werden kann.

Alle Methoden, mit Ausnahme der „Edge Illumination“-Methode setzen eine sehr hohe Kohärenz voraus, wie sie nur an Synchrotronstrahlungsquellen verfügbar ist. Für die medizinische Diagnostik stehen jedoch lediglich Röntgenröhren mit geringer Kohärenz zur Verfügung, weshalb diese Methoden nur für Forschungszwecke verwendet werden. Der hauptsächliche Nachteil der „Edge Illumination“-Methode besteht in ihrer geringen Sensitivität für den auflösbaren Winkel im Verhältnis zum Platzbedarf des Aufbaus. Bislang konnte noch nicht nachgewiesen werden, dass bei einem klinisch bedingten Platzbedarf die erforderliche Sensitivität für die medizinische Bildgebung ausreicht.

Die Methode mit dem größten Potenzial für die Anwendung in der klinischen Diagnostik stellt nach aktuellem Kenntnisstand die Talbot-Lau Interferometrie dar, wie sie im folgenden Kapitel beschrieben wird.

2.2.2 Aufbau und Funktion eines Talbot-Lau Interferometers

Die Grundlage für die Talbot-Lau Interferometrie wurde mit der Entdeckung des Talbot-Effekts im Jahr 1836 [33] und des Lau-Effekts im Jahr 1948 [34] geschaffen. Begünstigt durch die Fortschritte in der Mikrostrukturtechnik, gelang es erst im Jahr 2006 [19], diese Prinzipien zu kombinieren und für die Bildgebung mit der Strahlung einer Röntgenröhre zu nutzen.

Bei einem Talbot-Lau Interferometer (Abbildung 2-5) wird mithilfe eines Phasengitters (G1) ein definierter, periodischer Phasenhub auf die von der Röntgenquelle emittierte Röntgenstrahlung gegeben. Bei kohärenter Strahlung reproduziert sich dieses Phasemuster aufgrund des Talbot-Effektes in definierten Abständen zum Phasengitter, den Talbot-Abständen L_{Talbot} .

$$L_{Talbot} = \frac{2p^2}{\lambda} \quad (2-2)$$

Dabei steht p für die Gitterperiode und λ für die Wellenlänge.

Zwischen den Talbot-Abständen entsteht ein, aus dem Phasenhub resultierendes Interferenzmuster mit Bereichen von vollständiger Auslöschung oder vollständiger Verstärkung der Welle. In einen Abstand mit diesem Intensitätsmuster wird ein Analysatorgitter (G2) eingebracht, das auf die Periode des Interferenzmusters angepasst ist und die Strahlung, abhängig von der Gitterposition, entweder absorbiert oder durchlässt. Mithilfe eines Pixel-Detektors kann die Intensität der durchgelassenen Strahlung, aufgelöst über das gesamte Sehfeld, gemessen werden. Wird nun ein Objekt mit

inhomogener Brechkraft zwischen Röntgenquelle und Phasengitter eingebracht, so wird die zunächst ebene Wellenfront deformiert. Diese Deformation hat Auswirkungen auf das durch das Phasengitter erzeugte Interferenzmuster. Bei der anschließenden Analyse des Interferenzmusters durch das Analysatorgitter können im Vergleich zu dem Muster ohne Objekt Rückschlüsse auf den Gradienten der Brechkraft des Objektes sowie auf dessen Streueigenschaften orthogonal zur Gitterlamellenrichtung gezogen werden.

Aufgrund der Quellfleckgröße üblicher Röntgenröhren verfügt die damit erzeugte Röntgenstrahlung meist nicht über eine hinreichende Kohärenz um Beugungserscheinungen, wie einen Talbot-Teppich, zu erzeugen. Der Lau-Effekt beschreibt, wie ein großer Quellfleck mittels Anordnung von Schlitzblenden in einzelne, räumlich hinreichend kohärente Quellflecken unterteilt werden kann. Die Blenden müssen in einem definierten Abstand zueinander stehen, damit sich die unabhängig voneinander entstehenden Beugungsbilder inkohärent überlagern können. Eine solche Anordnung von Schlitzblenden kann wiederum als Gitter gesehen werden und bildet somit das Quellgitter (G0).

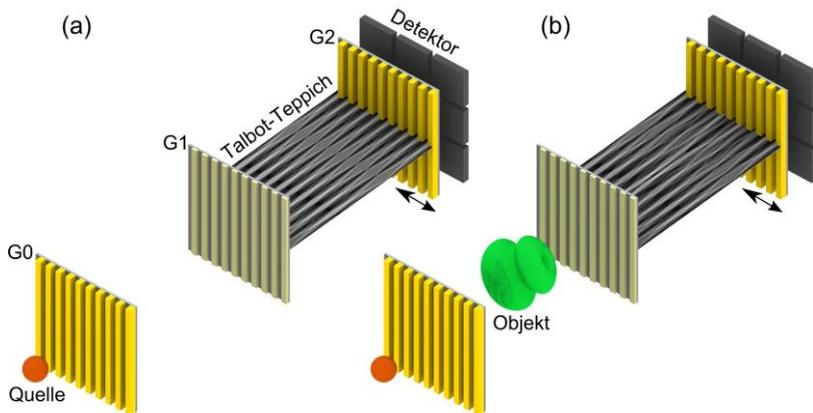


Abbildung 2-5: Schematisch Darstellung eines Talbot-Lau Interferometers bestehend aus Quelle, Quellgitter (G0), Phasengitter (G1), Analysatorgitter (G2) und Detektor: (a) ohne Objekt, (b) mit Objekt.

2.2.3 Berechnung der Bildinformationen eines Talbot-Lau Interferometers

Um alle optischen Eigenschaften eines Objektes zu errechnen, muss eine sogenannte Phasenverschiebungskurve („phase stepping curve“) aufgenommen werden (Abbildung 2-6). Hierfür wird das Intensitätsmuster, das durch den Talbot-Effekt erzeugt wird, durch das Analysatorgitter abgerastert, indem dieses orthogonal zur Lamellenrichtung verschoben wird. Abhängig davon, ob das Intensitätsprofil zum Analysatorgitter passt oder genau um π phasenverschoben ist, wird entweder der Großteil der Strahlung geblockt oder durchgelassen. Für die Phasenverschiebungskurve wird die gemessene Intensität über die Position des Analysatorgitters aufgetragen. Generell ist es egal, welches der drei Gitter dabei verschoben wird, da die Bewegung eines jeden Gitters zu einer relativen Bewegung zwischen Intensitätsmuster und Analysatorgitter führt.

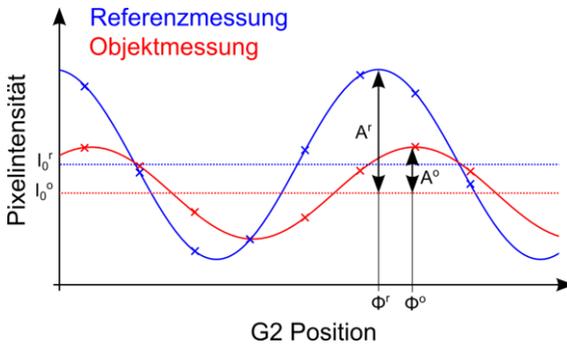


Abbildung 2-6: Qualitative Darstellung einer Phasenverschiebungskurve.

Eine Phasenverschiebungskurve wird für jeden Detektorpixel einzeln erstellt. Hierbei muss zunächst eine Kalibrierung des Aufbaus durch die Aufnahme einer Referenzmessung ohne Objekt, das sogenannte Flat-Field Bild, durchgeführt werden, anschließend erfolgt die Objektmessung. Alle Abweichungen der Objektmessung von der Referenzmessung sind durch das Objekt begründet, wodurch auf dieses geschlossen werden kann.

Da die Messpunkte nicht beliebig fein gesetzt werden können und, wie bei jeder Messung, Rauschen die Messwerte überlagert, ist es notwendig, die Phasenverschiebungskurve durch die Messwerte anzupassen. Im Idealfall geht man von einer sinusförmigen Phasenverschiebungskurve [35] aus, bei der sowohl die Phase als auch die Amplitude und der Mittelwert ermittelt werden müssen:

$$I(x) = I_0 + A \sin\left(2\pi \frac{x}{p_2} + \phi\right) \quad (2-3)$$

I_0 ist die mittlere Intensität und damit der Versatz der Sinuskurve, A die Amplitude, x die Position und p_2 die Periode des gesteppten Analysatorgitters sowie ϕ die Phase.

Die Referenzmessung gibt zudem Aufschlüsse über die Qualität des Interferometers. Bei einem idealen Interferometer kommt es zur totalen Auslöschung, wenn Intensitätsmuster und Analysatorgitter genau um π phasenverschoben sind, und zum idealen Durchlass, wenn beide phasengleich sind. Die Visibilität V gibt das Verhältnis dieser beiden Zustände an und ist damit ein Maß für die Qualität des Interferometers.

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (2-4)$$

Dabei stellen I_{max} die maximale und I_{min} die minimale Pixelintensität der Referenzmessung dar. Der Transmissionskontrast, der analog zur konventionellen Radiographie ist, kann durch

$$T = \frac{I_0^o}{I_0^r} \quad (2-5)$$

errechnet werden, wobei I_0^r den Mittelwert der Referenzkurve und I_0^o den Mittelwert der Objektkurve darstellt. Die Phasenverschiebung wird durch

$$\Delta\phi = \phi^r - \phi^o \quad (2-6)$$

ermittelt, wobei ϕ^r die Phase der Referenzmessung und ϕ^o die Phase der Objektmessung darstellt. Der differentielle Phasenkontrast $\partial\Phi/\partial x$ lässt sich durch

$$\frac{\partial\Phi}{\partial x} = \Delta\phi \frac{p_2}{\Delta d} \quad (2-7)$$

beschreiben, wobei d den Abstand zwischen Phasengitter und Analysatorgitter beschreibt. Der durch die Phasendifferenz aus der Probe erzeugte Ablenkwinkel α der Röntgenstrahlung ergibt sich wie folgt:

$$\alpha = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{\partial\Phi}{\partial x} \quad (2-8)$$

Der minimal auflösbare Ablenkwinkel α_{min} wird auch als Sensitivität bezeichnet. Er ist rauschbegrenzt und abhängig von den Abmessungen des Interferometers [36]–[39].

$$\alpha_{min} = \frac{p_2}{2\pi d} * \frac{2}{V\sqrt{N}} \quad (2-9)$$

Dabei ist N die Anzahl der detektierten Photonen. Das Dunkelfeldsignal D resultiert aus der Kleinwinkelstreuung, die zu einer Reduktion der Amplitude der Phasenverschiebungskurve führt.

$$D = \frac{V_o}{V_r} \quad (2-10)$$

Zur Berechnung von D wird dabei das Verhältnis der Visibilität der Objektmessung V_o und der Visibilität der Referenzmessung V_r gebildet.

2.2.4 Herstellung von Röntgengittern

Das Herzstück eines Talbot-Lau Interferometers sind die Röntgengitter. Für die medizinische Bildgebung müssen deren Strukturen grundsätzlich zwei Aspekte erfüllen. Die Gitterperiode muss klein genug sein, sodass der resultierende Talbot-Abstand (Formel (2-1)) im Bereich von wenigen Metern liegt und der Aufbau in ein übliches Behandlungszimmer passt. Da die Wellenlänge durch die Verwendung von Röntgenstrahlung auf wenige Ångström festgelegt ist, muss sich die Gitterperiode im Bereich von wenigen Mikrometern bewegen. Je kleiner die Gitterperiode gewählt wird, umso größer wird die Sensitivität des Aufbaus bei gleicher Länge.

Für Phasengitter (G1) reichen Strukturen aus Metallen wie z. B. Nickel oder Gold mit Strukturhöhen von wenigen zehn Mikrometern aus, um einen Phasenhub von π oder $\pi/2$ zu erreichen. Um eine ausreichende Absorption von mehr als 90 % in den Lamellen der Absorptionsgitter G0 und G2 zu erreichen, sind jedoch Strukturhöhen von über hundert Mikrometern

notwendig, selbst wenn die Strukturen aus sehr dichten Materialien mit hoher Ordnungszahl wie Gold hergestellt werden.

Die beiden Forderungen, kleine Gitterperiode und große Strukturhöhe, was ein hohes Aspektverhältnis der Strukturen erfordert, stellen eine große Herausforderung an die Herstellung der Gitter dar. Für eine hohe Bildqualität und damit gute Dosiseffizienz ist zusätzlich eine gute Strukturtreue essenziell. Da für die Analyse der Phasenverschiebungskurve eines Talbot-Lau Interferometers über die Fläche eines Detektorpixels integriert wird, ist es notwendig, dass sich die Strukturen aller drei Gitter mindestens über die projizierte Fläche eines Detektorpixels gut überlagern. Aus diesem Grund ist es wichtig, dass globale Strukturfehler (z. B. Welligkeit der Lamellen) eine Periodizität größer als eine Pixelgröße haben.

Bei der Röntgenstrahlung handelt es sich um ionisierende elektromagnetische Strahlung. Sie ist dadurch gekennzeichnet, dass die Photonen genügend Energie besitzen um Moleküle im menschlichen Körper zu ionisieren [40]. Die ionisierten Moleküle sind meist instabil und können leicht mit anderen Molekülen innerhalb der Zelle reagieren. In den meisten Fällen sind diese Reaktionen reversibel oder unkritisch, da die Moleküle von der Zelle ersetzt werden können. Kritisch ist jedoch, wenn es zur Zerstörung der Erbinformation (DNS) kommt und diese nicht repariert werden kann. Als Folge kann es zu Krebserkrankungen oder Erbschäden kommen. Aufgrund dieses statistischen Effektes kann eine unbedenkliche Dosis an Röntgenstrahlung nicht definiert werden, da man von einer linearen Steigerung der Gefährdung ausgeht. Daher muss der medizinische Nutzen jeder Strahlendosis die Risiken überwiegen.

Die Dosis, die für eine Röntgenaufnahme verwendet wird, sollte demnach so gering wie möglich gehalten werden. Um mit dieser begrenzten Dosis dennoch einen optimalen Informationsgewinn zu erzielen, müssen Geräte für die medizinische Bildgebung dosis-effizient konstruiert sein. Strahlung, die nach der Propagation durch das Objekt von einem Bauteil absorbiert wird, kann nicht zur Diagnose verwendet werden und reduziert die

Dosiseffizienz. Es ist daher besonders wichtig, dass eine Absorption in den Gittern nur dort auftritt, wo sie auch tatsächlich für die Analyse benötigt wird. Ein ideales Röntgengitter beeinflusst die Röntgenstrahlung lediglich im Bereich der Strukturen. Bei einem realen Röntgengitter kommt es jedoch auch zum Verlust von Photonen durch das Substratmaterial, das als Träger für die Gitterstrukturen benötigt wird. Insofern können nur Materialien mit geringer Absorption oder geringer Dicke als Gittersubstrate zum Einsatz kommen.

Es gibt lediglich eine überschaubare Anzahl von Fertigungsverfahren, die eine Herstellung von Mikrostrukturen mit hohen Aspektverhältnissen ermöglichen [41]. Dazu zählen das reaktive Ionentiefenätzen (engl. „*deep reactive ion etching*“ DRIE) [42], Prägen von metallischen Gläsern [43], Fertigung der Gitter durch das Aufsichten von einzelnen Folien [44] sowie das metall-unterstützte chemische Ätzen [45].

All diese Verfahren haben jedoch Grenzen hinsichtlich der herstellbaren Aspektverhältnisse oder der strukturierbaren Fläche. Das aktuell verbreitetste Verfahren für die Herstellung von Röntgengittern mit Perioden im Mikrometer-Bereich und hohem Aspektverhältnis stellt das LIGA-Verfahren (Kombination aus Lithographie, Galvanik und Abformung) dar [21].

Das LIGA-Verfahren wurde in den 1980er Jahren im damaligen Kernforschungszentrum Karlsruhe entwickelt um Mikrostrukturen mit hohen Aspektverhältnissen herstellen zu können [46]. Basis des Verfahrens bildet ein leitfähiges Substrat, das entweder intrinsisch leitend ist oder mit einer leitfähigen Startschicht beschichtet wird (Abbildung 2-7 a). In den meisten Fällen handelt es sich um Siliziumwafer, die mit Titan oder Chrom-Gold beschichtet sind. Der Wafer wird anschließend mit einem Fotolack, z. B. SU-8 oder PMMA, rotationsbeschichtet (Abbildung 2-7 b). Durch eine Röntgenmaske wird der Fotolack anschließend mittels Synchrotronstrahlung belichtet (Abbildung 2-7 c). Abhängig vom Fotolacktyp können danach entweder die belichteten (Positivlack) oder unbelichteten (Negativlack) Bereiche des Lackes mittels Lösungsmittel entwickelt (herausgelöst) werden

(Abbildung 2-7 d). Die so entstandene Kunststoffform kann galvanisch mit Metall gefüllt werden (Abbildung 2-7 e). Zumeist handelt es sich dabei um Gold oder Nickel, aber auch andere Metalle sind denkbar. Um freistehende Metallstrukturen zu erzeugen, kann der verbliebene Fotolack durch Strippen entfernt werden (Abbildung 2-7 f). Für Röntgengitter, die mittels direkt-LIGA hergestellt werden, endet der Prozess an dieser Stelle, da mit dem Abformprozess [47], dem letzten Schritt des LIGA-Verfahrens, es nicht möglich ist Strukturen mit einem Aspektverhältnis von 100 herzustellen. Nach heutigem Stand können mit diesem Prozess Metallstrukturen mit einer minimalen Periode von $2,4\ \mu\text{m}$ bis zu einem Aspektverhältnis von 100 [48] hergestellt werden. Die maximale strukturierbare Fläche ist aktuell durch die Maskengröße auf $50\ \text{mm} \times 50\ \text{mm}$ begrenzt, wobei an der Vergrößerung auf $100\ \text{mm} \times 100\ \text{mm}$ gearbeitet wird.

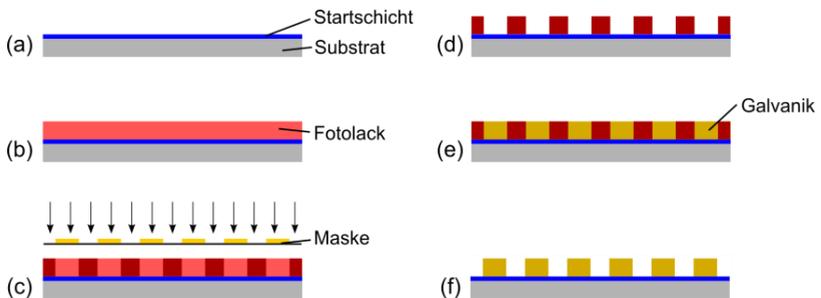


Abbildung 2-7: Schematische Darstellung der Prozessschritte des direkt LIGA Verfahrens: (a) Substrat mit leitfähiger Startschicht; (b) Beschichtung mit negativ Fotolack; (c) Belichtung; (d) Entwicklung; (e) Galvanik; (f) Strippen.

Da für die Röntgen-Phasenkontrast-Bildgebung Gittersubstrate mit niedriger Absorption essenziell sind, wurden neben dem Standardsubstratmaterial Silizium, noch weitere Materialien als Substrate für die Röntgenlithographie untersucht. Besonders Graphit und Polyimid (Kapton oder Vespel SEK-3000, DuPont) konnten hierbei als geeignet identifiziert und durch geringe Anpassungen des Prozesses etabliert werden [49].

3 Ebene Gitter in sphärischer Wellenfront

Bei der Verwendung von ebenen optischen Elementen in der sphärischen Wellenfront einer Röntgenröhre kommt es bei einem großen Sehfeld zu Randeffekten. Diese Randeffekte führen zu einer Reduktion der Bildqualität. Zwei Effekte sind bei einem Talbot-Lau Interferometer besonders kritisch:

Der projizierte Zwischengitterabstand ändert sich mit zunehmendem Winkel zur optischen Achse. Dadurch kommt es zu Abweichungen vom idealen Zwischengitterabstand. Dieser Effekt betrifft alle Gitter und ist unabhängig davon, ob das Sehfeld entlang der Gitterlamellen oder orthogonal dazu ausgedehnt ist.

Die Abschattungseffekte, auch Schattenartefakte genannt, treten bei Gitterstrukturen mit hohen Aspektverhältnissen auf, wie sie in Abbildung 3-1 dargestellt sind. In erster Linie führt dieser Effekt zur virtuellen Zunahme des Gitter-Tastverhältnisses und damit zum Intensitätsverlust, bevor es zur kompletten Abschattung und zum totalen Informationsverlust kommt. Dieser Effekt tritt lediglich bei einem großen Sehfeld orthogonal zur Lamellenrichtung auf.

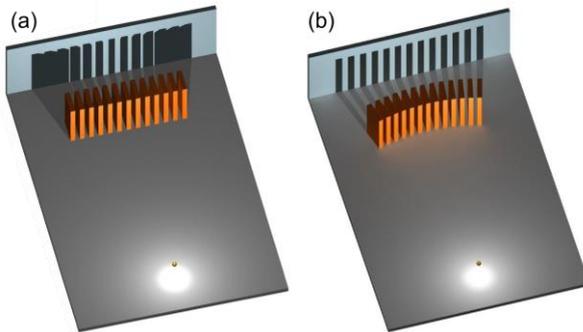


Abbildung 3-1: Abschattungseffekte bei konischem Strahlprofil eines ebenen Gitters (a) und mit angepasstem Gitter (b).

Beide Effekte werden mit zunehmender Winkelabweichung der Hauptpropagationsrichtung zur Gitternormalen kritischer. Dies tritt bei zunehmender Sehfeldgröße und kurzen Interferometern auf. In den meisten Anwendungen dominiert der Effekt der Schattenartefakte, der bereits deutlich bei Versuchsaufbauten mit Sehfeldern von 50 mm Breite vorkommen kann. Bei sehr großen Sehfeldern kann aber auch der Effekt des projizierten Zwischengitterabstandes relevant werden.

Um Randeffekte vollständig zu verhindern, sollten Röntgengitter der Wellenfront folgen und somit eine sphärische Krümmung aufweisen. Da jedoch Schattenartefakte den dominierenden Effekt darstellen und dieser Effekt lediglich orthogonal zur Lamellenrichtung auftritt, bietet das zylindrische Biegen der Substrate [50], [51] eine technisch einfache Methode um Schattenartefakte zu vermeiden.

Weitere Ansätze, wie die Strukturierung von nicht ebenen Substraten, das Belichten von gekippten Strukturen oder die Montage von mosaikartigen sphärischen Gittern, stellen einen deutlich größeren Aufwand dar. Daher werden diese Ansätze im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht weiter behandelt.

3.1 Simulation von Randeffecten

Um allgemeingültige Aussagen über den Einfluss von Randeffecten zu treffen, wurde ein Simulationsprogramm erstellt, das es ermöglicht ein komplettes Talbot-Lau Interferometer mit großem Sehfeld und ebenem Gitter zu simulieren.

Hierfür wurde ein hybrides Konzept aus Wellenoptik und geometrischer Optik für eine möglichst realistische Simulation umgesetzt. Dabei wurde die Propagation zwischen den Gittern nach der Fresnel-Näherung [52] berücksichtigt, während die Propagation durch die Gitter durch eine Strahlverfolgung (Raytracing) durchgeführt wurde. Als Schnittstelle zwischen beiden Prinzipien dienen Bezugsflächen vor- bzw. hinter den Gittern, bei denen die Amplitude und die Phase der elektromagnetischen Welle nach dem Huygensschen Prinzip ermittelt wurde. Als Quelle wird ein teilkohärenter und ausgedehnter, polychromatischer Quellfleck angenommen, welcher eine Abstrahlcharakteristik nach dem Lambertschen Gesetz besitzt. Alle Berechnungen finden hierbei im dreidimensionalen Raum statt, wodurch ein komplettes Sehfeld simuliert werden kann. Die einzelnen Elemente der Simulation sind in Abbildung 3-2 dargestellt und in Tabelle 3-1 aufgelistet.

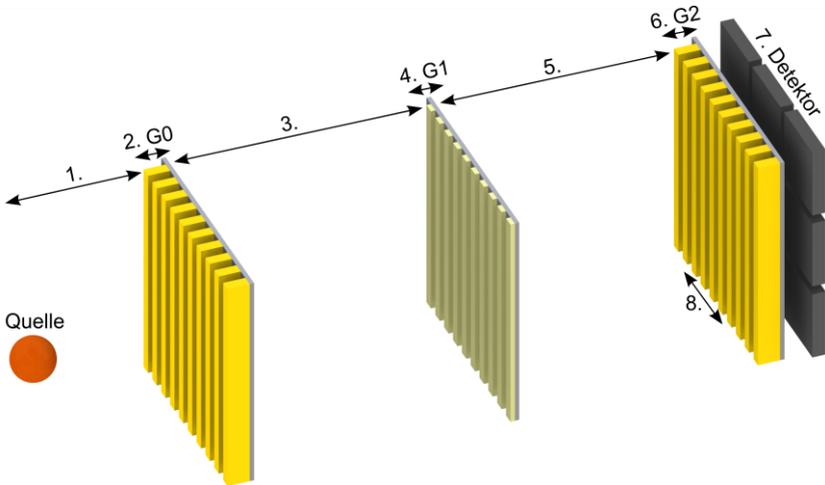


Abbildung 3-2: Schematische Darstellung eines Talbot-Lau Interferometers mit den Elementen, die für die Simulation verwendet wurden.

Tabelle 3-1: Zusammenfassung der Elemente der Simulation des Talbot-Lau Interferometers und deren Funktion sowie der getroffenen Annahmen.

Nr.	Element	Eigenschaften	Ergebnis
1.	Quelle	Erzeugung eines elektrischen Feldes nach dem Vorbild einer Röntgenröhre: <ul style="list-style-type: none"> ▪ Ausgedehnter Quellfleck mit sphärischer Wellenfront ▪ Abstrahlcharakteristik nach Lambertschem Gesetz ▪ Polychromatisches Spektrum ▪ Räumlich teilkohärente Strahlung 	Phase und Amplitude des elektrischen Feldes vor G0

2.	G0	Strahlverfolgung nach geometrischer Optik durch G0 unter Berücksichtigung von: <ul style="list-style-type: none"> ▪ Gitterlayout inkl. Brücken ▪ Lamellenmaterial ▪ Substratmaterial 	Phase und Amplitude des elektrischen Feldes nach G0
3.	G0 – G1	Wellenoptische Propagation nach der Fresnel-Näherung	Phase und Amplitude des elektrischen Feldes vor G1
4.	G1	Strahlverfolgung nach geometrischer Optik durch G1 (analog zu 2.)	Phase und Amplitude des elektrischen Feldes nach G1
5.	G1 – G2	Wellenoptische Propagation nach der Fresnel-Näherung (analog zu 3.)	Phase und Amplitude des elektrischen Feldes vor G2
6.	G2	Strahlverfolgung nach geometrischer Optik durch G2 (analog zu 2.)	Phase und Amplitude des elektrischen Feldes nach G2
7.	Detektor	Integrieren der Intensität pro Pixel	Pixelintensität
8.	Phasenverschiebungskurve	Berechnung der Phasenverschiebungskurve durch Verschiebung von G2 und Wiederholung von 6. und 7.	Visibilität und Sensitivität

Die Simulation wurde mit der Software Matlab (MathWorks) erstellt. Der Bedarf nach einer hohen Präzision für die Berücksichtigung der kurzen Wellenlänge von Röntgenstrahlung bei der Interaktion mit Strukturen im Mikrometerbereich und der gleichzeitigen Ausdehnungen der Gitter und Zwischengitterabstände im Bereich von Metern, erfordert einen großen

Speicherbedarf. Um die Hardware-Anforderungen gering zu halten, wurde jeder Pixel separat simuliert. Da die Strahlverfolgung aufgrund der Vielzahl der verfolgten Strahlen und Grenzflächen sehr rechenintensiv ist, wurde diese Berechnung auf den Grafikprozessor (GPU) der Grafikkarte ausgelagert. Somit konnte die benötigte Rechenzeit pro Pixel auf einem handelsüblichen Computer durchgeführt und auf unter eine Minute reduziert werden. Die Berechnung großer Sehfelder wurde damit ermöglicht. Eine detaillierte Dokumentation der Simulation kann der Bachelorarbeit Schwarzenberger 2017 [53] entnommen werden.

In einer ersten Simulation wurde das Talbot-Lau Interferometer „Miriam“ der TU München [38] nachempfunden. Hierbei handelt es sich um ein Interferometer mit symmetrischer Geometrie, das in der Regel bei einer mittleren Energie von 27 keV betrieben wird. Die Komponenten des Interferometers lassen sich Tabelle 3-2 entnehmen. Für die Simulation wurden alle bekannten Systemparameter in das Simulationsprogramm, inklusive des Gitterlayouts, übertragen. Um Rechenzeit zu sparen, wurde lediglich jeder 15. Pixel simuliert.

Tabelle 3-2: Konfiguration des Röntgenaufbaus für den Versuch des großen Sehfelds.

Gitter	Abstand zur Quelle	Gitterperiode	Gitterhöhe
G0	563 mm	5,4 μm (DC=0,5)	70 μm Gold
G1	1420 mm	5,4 μm (DC=0,5)	5,2 μm Gold
G2	2277 mm	5,4 μm (DC=0,5)	70 μm Gold

Als Maß für das Sehfeld wurde der Sehfeldwinkel eingeführt, da Randeffekte maßgeblich von diesem abhängen. Bei dem Sehfeldwinkel handelt es sich um den Winkel, der von der Quelle aus gesehen zwischen dem betrachteten Pixel und der optischen Achse aufgespannt wird. Ein Sehfeldwinkel von ± 43 mrad entspricht bei dem betrachteten Interferometer in etwa einem

Sehfeld mit einer Ausdehnung von 200 mm. Die Ergebnisse der Simulation lassen sich Abbildung 3-3 entnehmen, wobei die Gitterlamellen vertikal ausgerichtet sind.

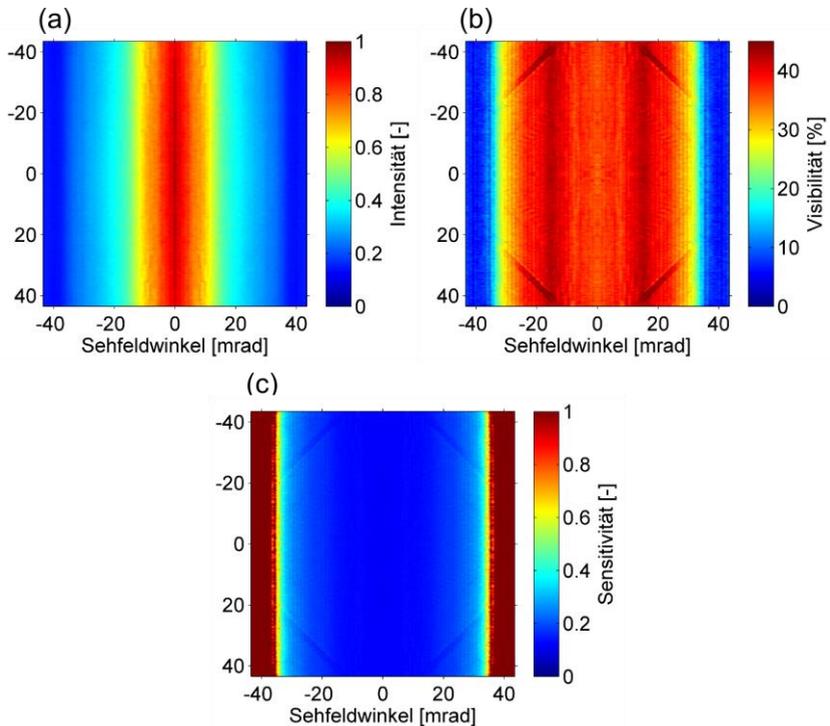


Abbildung 3-3: Simuliertes Sehfeld eines Talbot-Lau Interferometers mit ebenen Gittern in sphärischer Wellenfront bei einer vertikalen Ausrichtung der Lamellen: (a) Intensität, (b) Visibilität, (c) Sensitivität.

Die Ergebnisse in Abbildung 3-3 a zeigen, dass es aufgrund der Abschattung mit steigendem Sehfeldwinkel zu einem schnellen Abfall der transmittierten Intensität orthogonal zu den Gitterlamellen kommt. Bei der Visibilität (Abbildung 3-3 b) kann hingegen zunächst ein leichter Anstieg, gefolgt von

einem starken Abfall beobachtet werden. Die leichte Zunahme lässt sich durch das projizierte Tastverhältnis des Gitters erklären, das sich bei Entfernung von der optischen Achse erhöht. Das Tastverhältnis und hat, in Bezug auf die Visibilität, ein Optimum bei leicht über 50 % [54], [55]. Ein Effekt entlang der Gitterlamellen kann hingegen weder bei der Transmission noch bei der Visibilität beobachtet werden. Die resultierende Winkelsensitivität (Abbildung 3-3 c) ist im mittleren Bereich hoch und nimmt an den Rändern orthogonal zu den Gitterlamellen stark ab. Die Simulationswerte zeigen ein erhöhtes Rauschen, das auf die endliche Präzision bei der Abtastung der Gitterstrukturen zurückzuführen ist. Unter Inkaufnahme von längeren Rechenzeiten können diese Schwankungen reduziert werden. Ob die niederfrequente Inhomogenität in der Visibilität (Abbildung 3-3 b) auch auf mangelnde Präzision zurückzuführen ist, oder ob eine Besonderheit des Gitterlayouts (Brücken-Layout) Schwebungen mit den simulierten Pixeln erzeugen, konnte bislang noch nicht vollständig geklärt werden.

Um die Simulationsergebnisse mit experimentell ermittelten Daten zu verifizieren, wurden Ergebnisse aus Meiser 2016 [56] verwendet. Hier wurde am Talbot-Lau Interferometer „Miriam“ an der TU München [38] das Sehfeld durch das laterale Verschieben von G1 und G2 sowie der Detektors orthogonal zur optischen Achse vergrößert. Die aufgenommenen Bilder wurden im Anschluss, abhängig von der Position des Detektors, zusammengesetzt. Somit konnte mit der kleinen Fläche konventioneller Gitter ein großes Sehfeld simuliert werden.

In Abbildung 3-4 a-c ist das Sehfeld dargestellt, das sich aus den zusammengesetzten Einzelbildern ergibt. Das so simulierte Bildfeld besitzt eine Breite von 184 mm und eine Höhe von 240 mm. Dabei sind die Intensität (a), die Visibilität (b) und die errechnete Sensitivität (c) dargestellt. Zusätzlich wurden Intensitätsprofile (d-f) jeweils orthogonal zur Lamellenrichtung über den Sehfeldwinkel geplottet. Da entlang der Lamellenrichtung keine Effekte beobachtet werden konnten, wurde auf eine Darstellung der Profile verzichtet.

Die Messergebnisse wurden in Abbildung 3-4 d-f zudem mit Resultaten aus der Simulation überlagert. Die Visibilitätswerte konnten in der Simulation direkt ermittelt werden, während die Intensität auf die Messwerte normiert werden musste. Die Charakteristik der simulierten Intensität entspricht dabei den Messergebnissen. Die simulierte Visibilität liegt ca. 5 % über der gemessenen Visibilität. Dies kann auf Strukturfehler der real hergestellten Gitter zurückzuführen sein, die so bisher nicht in der Simulation berücksichtigt werden können.

Bei großem Sehfeldwinkel wird die Abschattung zunehmend stärker. Aufgrund der Schattenartefakte fällt die Visibilität ab ca. 20 mrad stark ab. Bei einem festen Aspektverhältnis AR ergibt sich bei einem Sehfeldwinkel $\alpha_{Schatten} = \text{atan}(AR^{-1})$ der Fall, bei dem die Röntgenstrahlung an keiner Stelle mehr frei durch das Gitter propagieren kann. Für die, in diesem Experiment verwendeten Gitter, gilt dies ab einem Winkel von 37 mrad. Wie in Abbildung 3-4 c zu erkennen ist, kommt es jedoch bereits bei halbem Winkel (ca. 18 mrad) zu einer Erhöhung des minimal auflösbaren Winkels (a_{\min}) um 36 %. Eine Anpassung an den konischen Strahl orthogonal zur Lamellenrichtung ist daher essenziell um einen Abfall in der Sensitivität zu vermeiden. Die Aussagen aus diesem Experiment lassen sich nur bedingt quantitativ verallgemeinern, da das Experiment lediglich mit einem symmetrischen Gitteraufbau durchgeführt wurde, bei dem das G0 und das G2 das gleiche Aspektverhältnis haben. Das genaue Verhalten für spezifische Gitterinterferometer muss deshalb im Einzelfall betrachtet werden.

Mit dem Simulationsprogramm ist es somit zukünftig möglich Abschätzungen über die Auswirkungen von Randeffekten zu treffen, wenn ebene Gitter in einer sphärischen Wellenfront verwendet werden. Weitere Simulationen sollen zeigen, ob eine allgemeine Aussage über den Einfluss von Randeffekten getroffen werden kann. Durch die Verwendung der Strahlverfolgung ist es auch möglich den Einfluss neuer Gitterlayouts auf die Bildgebung zu simulieren.

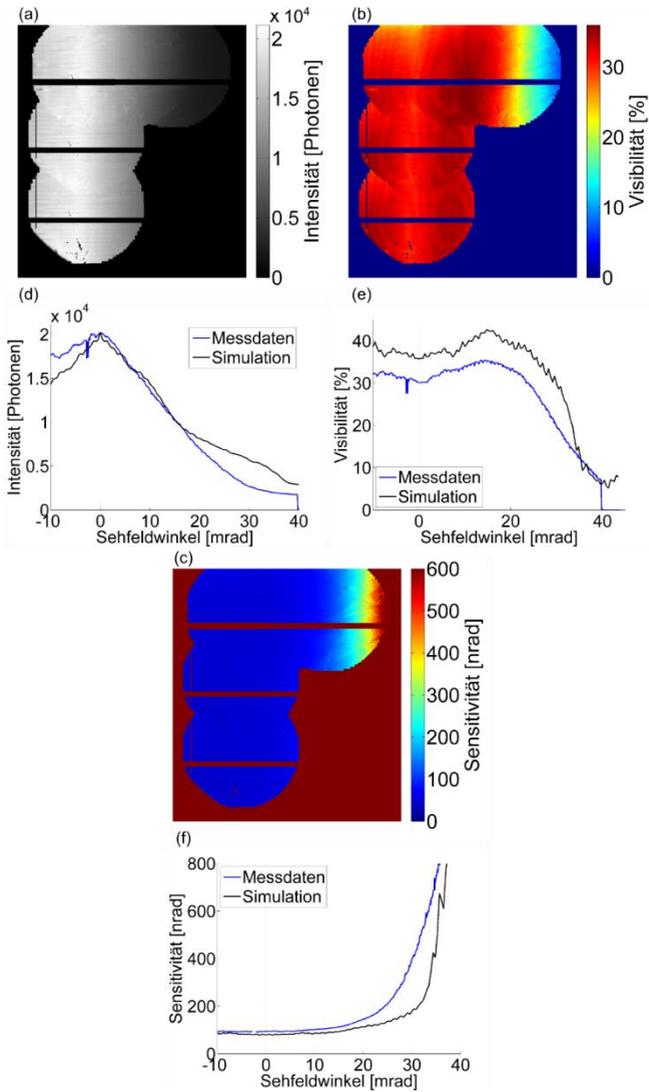


Abbildung 3-4: Gemessene Intensität (a, d), Visibilität (b, e) und Sensitivität (c, f) in Abhängigkeit vom Sehfeldwinkel. Die Profile (d-f) sind jeweils orthogonal zu der Lamellenrichtung geplottet und die Messwerte mit den Werten aus der Simulation überlagert.

3.2 Zylindrisches Biegen ebener Platten

Ein Ansatz zur Anpassung der ebenen Röntgengitter an den konischen Strahl, in zumindest einer Dimension, ist das zylindrische Biegen. Dabei muss geklärt werden, ob das Substratmaterial, zumeist sprödbrechendes Silizium, den Spannungen standhält, und ob die Gitterstrukturen die Biegung schadlos überstehen.

Um eine optimale Anpassung zu erreichen, sind Kenntnisse über die Substrateigenschaften sowie den Kräfte- und Momentenverlauf im Substrat notwendig. Grundlegend wird beim zylindrischen Biegen ein einachsiger Spannungszustand erzeugt. Für eine ideale zylindrische Anpassung ist ein Substrat mit homogenem Flächenträgheitsmoment I_y , orthogonal zur Biegerichtung und homogenen Materialeigenschaften notwendig, das mit einem konstanten Momentenverlauf beaufschlagt wird. In Abbildung 3-5 ist eine ideale Einspannung dargestellt, mithilfe derer sich der konstante Momentenverlauf erreichen lässt. Sie besteht aus einem Fest- und einem Loslager an jeweils einem Ende des Biegebalkens bzw. des Substrates. Bei einem Substrat, dessen Ausdehnung größer als seine Dicke ist, kann in der Theorie von einem Euler-Bernoulli-Balken ausgegangen werden [57]–[60].

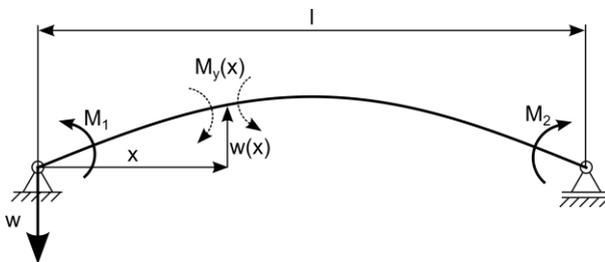


Abbildung 3-5: Ersatzschaltbild eines beidseitig eingespannten Biegebalkens mit eingetragenen Momenten an den Lagerpunkten sowie den Schnittreaktionen.

An beiden Enden des Substrates werden Drehmomente mit gegenläufigem Drehsinn (M_1 und M_2) aufgebracht. Der resultierende Momentenverlauf $M_y(x)$ um die Querachse (y -Achse) ergibt sich aus der Schnittreaktion zu

$$M_y(x) = M_1 = -M_2 \quad (3-1)$$

und ist damit konstant über den kompletten Balken. Die Krümmung ω'' eines Balkens an der Stelle x lässt sich mit folgender Differentialgleichung beschreiben:

$$\omega''(x) = -\frac{M_y(x)}{EI_y(x)} \quad (3-2)$$

Dabei ist E der Elastizitätsmodul des Balkenmaterials und $I_y(x)$ das Flächenträgheitsmoment um die Querachse. Durch Integration kann die Neigung ω' sowie die Auslenkung ω ermittelt werden. Setzt man die Randbedingungen und die Schnittkräfte in die Gleichungen ein, so können die Verformungen für spezifische Fälle ermittelt werden. Wenn das Profil des Substrates über seine Länge konstant ist, dann ist auch das Flächenträgheitsmoment konstant, und es ergibt sich $I_y(x) = I_y$. Für den Fall nach Abbildung 3-5 ergibt sich die Krümmung des Balkens zu:

$$\omega''(x) = -\frac{M_1}{EI_y} \quad (3-3)$$

Die Krümmung entspricht dabei dem reziproken des Biegeradius r :

$$\omega''(x) = \frac{1}{r}. \quad (3-4)$$

Wird also eine Biegung mit einem spezifischen Radius benötigt, so muss ein Biegemoment an der Einspannung aufgebracht werden:

$$M_1 = -M_2 = -\frac{EI_y}{r} \quad (3-5)$$

Der minimale Biegeradius ist durch die maximal ertragbare Spannung des Materials limitiert. Bei einer elastischen Verformung tritt die maximale Spannung σ_{max} in den Randfasern auf und lässt sich wie folgt beschreiben.

$$\sigma_{max} = \frac{M_b}{W_y} \quad (3-6)$$

Dabei stellt W_y das Widerstandsmoment dar, das für einen rechteckigen Querschnitt durch $W_{y(rechteck)} = b * h^2/6$ mit der Breite b und der Höhe h angegeben ist. Die auftretende Spannung kann dann mit der erträglichen Bruchspannung des Substrates verglichen werden um abzuschätzen, ob dies den Biegeradius erlaubt. Das Flächenträgheitsmoment für einen rechteckigen Balken ergibt sich zu $I_y = b * h^3/12$. Somit ist ein theoretisch minimaler Biegeradius in Abhängigkeit der erträglichen Spannung beschrieben mit:

$$r_{min}(\sigma_{bruch}) = \frac{hE}{2\sigma_{bruch}} \quad (3-7)$$

Bei sprödbrechenden Werkstoffen wie Silizium ist die tatsächliche Bruchspannung σ_{bruch} in hohem Maße von der Oberflächenqualität und der Güte der Kristallstruktur abhängig und kann um den Faktor 10 bis 100 kleiner sein als die Tabellenwerte. Liegen Defekte wie Kratzer oder Ausbrüche vor, können Spannungsüberhöhungen nicht durch eine plastische Stützwirkung abgefangen werden. Daher können selbst kleine Defekte zu Spannungsspitzen und damit zum Bruch führen [61]. Da die Effekte statistisch auftreten, kann bei diesen Materialien nie eine 100 %ige Ausbeute erzielt werden. Je größer und höher die Bauteile sind, desto höher ist die Wahrscheinlichkeit von Defekten in der Kristallstruktur. Es können lediglich Maßnahmen ergriffen werden, die zu einer Reduzierung der Ausfallwahrscheinlichkeit führen. Mit der Verkleinerung des Biegeradius geht stets eine Reduzierung der Ausbeute einher. Ebenso kann der Sägeprozess bei der Herstellung von Gitterkacheln zu kleinen Rissen oder Ausbrüchen führen. Aus diesem Grund sollten besonders für kleine

Biegeradien, und damit hohe Spannungen, Prozessschritte wie Sägen vermieden werden.

Nach Formel (3-7) ist aber auch eine Reduzierung der Substratdicke h sowie die Wahl eines möglichst geringen Elastizitätsmodules von Vorteil. Bei monokristallinem Silizium ist der Elastizitätsmodul abhängig von der Kristallorientierung [62], [63]. Beim Biegen sollte somit darauf geachtet werden, dass die Kristalle mit 100 in Spannungsrichtung orientiert sind.

In Tabelle 3-3 ist eine Zusammenstellung von Materialkonstanten und den damit errechneten minimalen Biegeradien für ausgewählte Substratmaterialien aufgelistet. Bei Silizium wurde eine Bruchspannung von 10 % des nominalen Wertes angenommen.

Bei Materialien, die eine plastische Stützwirkung zulassen, wie zum Beispiel Metalle oder Kunststoffe (Polyimid/Vespel SEK-3000), wurde die Streckgrenze als Wert für die maximale Spannung angenommen. Somit ist sichergestellt, dass die Biegung noch im elastischen Bereich stattfindet.

Tabelle 3-3: Zusammenstellung von Materialkonstanten und dem errechneten minimalen Biegeradius nach Formel (3-7) für ausgewählte Substratmaterialien aufgelistet.

Material	E-Modul [GPa]	σ_{bruch} [GPa]	h [μm]	r_{min} [mm]
Silizium	$E_{100} \approx 130$	10 % von 3 GPa [64]	525	114
	$E_{110} \approx 170$			145
	$E_{111} \approx 189$ [62]			165
Silizium	$E_{100} \approx 130$	10 % von 3 GPa [64]	200	43
	$E_{110} \approx 170$			57
	$E_{111} \approx 189$ [62]			63
Graphit	10 [65]	0,07 [65]	1000	71
Graphit	10 [65]	0,07 [65]	500	35
Vespel SEK-3000	3,4 [DuPont]	0,1 [DuPont]	1000	17

3.2.1 Biegerahmen für Einzelgitter

Um einzelne ebene Siliziumgitter zylindrisch zu biegen, sodass der Radius des Zylinders dem Quellabstand entspricht, wurden Biegerahmen hergestellt. Diese Rahmen sollten es ermöglichen einen konstanten Radius auf die Gitter aufzuprägen, ohne dabei Spannungsüberhöhungen aufzubauen, die zum Bruch des sprödhart brechenden Wafers führen würden. Dafür wurden die Rahmen zunächst aus einem monolithischen Aluminiumblock gefräst. Anschließend wurden die Blöcke mittels Draht-erodieren in zwei Hälften mit der gleichen Rundung geschnitten. Zwischen die zwei Hälften wurde anschließend der Wafer gelegt und diese wieder miteinander verschraubt (Abbildung 3-6). Mithilfe der Rahmen konnten die typischen Siliziumwafer mit Stärken von 200 μm und 525 μm sowie Graphitwafer mit 1 mm Stärke getestet werden. Dabei ergaben sich die folgenden minimalen Radien für einen Testumfang von zehn getesteten Wafern, wobei keiner der getesteten Wafer brach.

- 200 μm Si $\rightarrow r_{\min} \approx 100$ mm
- 525 μm Si $\rightarrow r_{\min} \approx 300$ mm
- 1 mm Graphit $\rightarrow r_{\min} \approx 100$ mm

Kleinere Biegeradien sind zwar denkbar, jedoch mit einer reduzierten Ausbeute verbunden. Um genauere Werte zu ermitteln, wären Versuche mit großem Probenumfang notwendig.

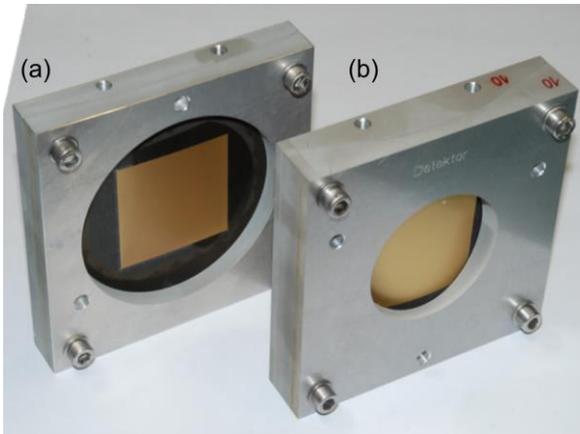


Abbildung 3-6: Foto von zwei Biegerahmen mit Siliziumwafern: (a) 800 mm Biegeradius mit einem $525\ \mu\text{m}$ Siliziumwafer, (b) 100 mm Biegeradius mit einem $200\ \mu\text{m}$ Siliziumwafer.

3.2.2 Bildgebung mit Biegerahmen für Einzelgitter

Mithilfe der Biegerahmen wurden erste Experimente zur Effizienz dieser Methode durchgeführt. Des Weiteren sollte ermittelt werden, ob die Strukturqualität der Gitter durch das zylindrische Biegen Schaden nimmt. Die Versuche wurden ebenfalls an dem oben beschriebenen Röntgenaufbau „Miriam“ [38] an der TU München bei 27 keV mittlerer Energie durchgeführt. Dabei wurde das Interferometer zuerst mit Gittern im ebenen Zustand bestückt und vermessen. Anschließend wurden die Gitter in die Biegerahmen eingebaut und der Test wiederholt. Es wurde jeweils die durchschnittliche Visibilität und die durchschnittliche Photonenzählrate bestimmt sowie die Sensitivität nach Formel (2-9) errechnet. Die Ergebnisse sind für das komplette Sehfeld in Abbildung 3-7 dargestellt.

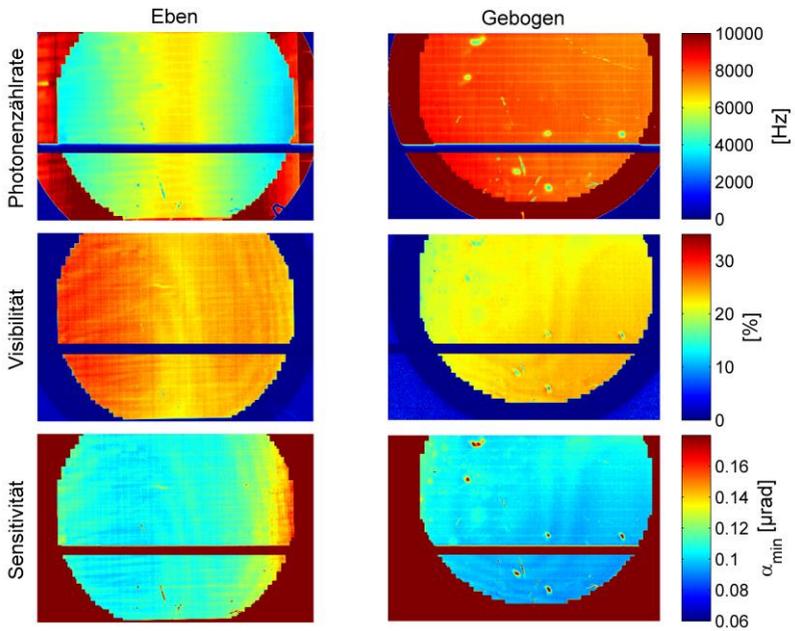


Abbildung 3-7: Transmission, Visibilität und Sensitivität über das komplette Sehfeld für die Gitter im ebenen und gebogenen Zustand.

Im Vergleich zu den ebenen Gittern, bei denen es orthogonal zur Lamellenrichtung zu Schattenartefakten kommt, zeigen die gebogenen Gitter, besonders am Rand des Sehfeldes, eine wesentlich höhere Transmission. Die Visibilität steigt hingegen bei den ebenen Gittern am Sehfeldrand. Dies ist auf eine Erhöhung des projizierten Tastverhältnisses und eine Aufhärtung der Strahlung zurückzuführen. Für die Berechnung der Sensitivität werden die Transmission und die Visibilität berücksichtigt, wobei sich diese beiden Effekte teilweise gegenseitig kompensieren. Dennoch ist, im Gegensatz zu den gebogenen Gittern, bei den ebenen Gittern am Rand des Sehfeldes ein Abfall der Sensitivität erkennbar. Diese Effekte sind bereits bei einem relativ kleinen Sehfeld und Gittern mit moderatem Aspektverhältnis deutlich sichtbar. Daher ist bei einem größeren Sehfeld und einem

höheren Aspektverhältnis eine Anpassung an den konischen Strahl essenziell um einen Totalausfall der Bildinformationen zu vermeiden.

3.2.3 Rahmen für geknickte Gitter

Die Biegerahmen eignen sich hauptsächlich für das Biegen von Substraten mit ähnlichen Seitenlängen. Für Gitter von spannenden Aufbauten, bei denen die Gitter eine große Ausdehnung in eine Richtung aufweisen und die Biegung entlang der langen Seite durchgeführt werden soll, sind Biegerahmen, wie sie in Kapitel 3.2.2 beschrieben sind, nur bedingt geeignet, da hier ein konstantes Drehmoment an den Lagerstellen nur mit hohem Aufwand eingebracht werden kann. Aus diesem Grund wurde ein weiterer Ansatz auf Basis der Ausknickung der Substrate entwickelt, der es erlaubt, auch Gitter für diesen Fall mit hinreichender Genauigkeit zu biegen. Ist das Gitter zweiseitig gelenkig eingespannt und wird eine Kraft F in laterale Richtung aufgebracht, entsteht der „klassische“ Euler-Fall 2 [58] (Abbildung 3-8).

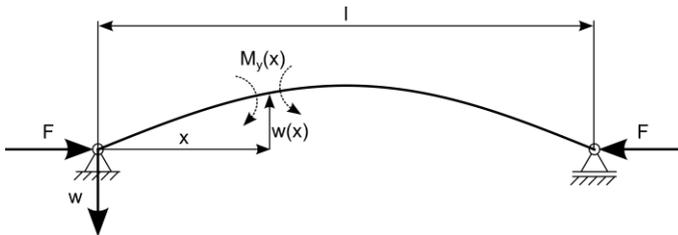


Abbildung 3 8: Knickung eines Stabes nach Euler Fall 2 mit eingezeichneter Schnittreaktion.

In der Gleichgewichtslage knickt der Stab bzw. die Platte um die Querschnittshauptachse y , wobei I_y das kleinere Flächenträgheitsmoment ist. Für den Fall einer kleinen Auslenkung ergibt sich die Gleichgewichtsbe-

dingung mit dem Elastizitätsmodul E und dem Schnittmoment $M_y(x)$ sowie der Auslenkung $\omega(x)$ zu:

$$EI_y \omega''(x) = -M_y(x) = -F\omega(x) \quad (3-8)$$

beziehungsweise

$$\omega''(x) + \alpha^2 \omega(x) = 0 \text{ mit } \alpha = \sqrt{\frac{F}{EI_y}} \quad (3-9)$$

Die Differentialgleichung kann durch

$$\omega(x) = C_1 \sin(\alpha x) + C_2 \cos(\alpha x) \quad (3-10)$$

gelöst werden. Durch Einsetzen der Randbedingungen durch die Einspannung ergibt sich

$$\omega(0) = 0 \rightarrow C_2 = 0 \quad (3-11)$$

$$\omega(l) = 0 \rightarrow \sin(\alpha l) = 0 \text{ (Eigenwertgleichung)} \quad (3-12)$$

$$\alpha_k = \frac{n\pi}{l}; n = 1, 2, 3, \dots \text{ (Eigenwerte)} \quad (3-13)$$

Dabei stellt $n = 1$ die kleinste Knicklast und den einzigen stabilen Zustand dar. Es ergibt sich eine sinusförmige Biegelinie für den elastischen Bereich nach

$$\omega(x) = C_1 \sin\left(\frac{n\pi x}{l}\right) \quad (3-14)$$

Eine genaue Aussage über die exakte Größe der Auslenkung lässt sich nur über eine näherungsweise Lösung einer nichtlinearen Differentialgleichung treffen. Dies ist jedoch für den aktuellen Anwendungsfall nicht von Interesse, da ein Zusammenhang zwischen wirkender Kraft und resultierender Verformung nicht hergestellt werden muss. Die Aussage über die Form der Biegelinie ist ausreichend um eine Abschätzung über die Qualität der Biegung zu geben. Die ideale Verformung soll einem Kreisabschnitt nach

Abbildung 3-9 folgen, wobei der Kreismittelpunkt MP in der Substratmitte ($x_{\text{Kreismittelpunkt}} = l/2$) liegen soll.

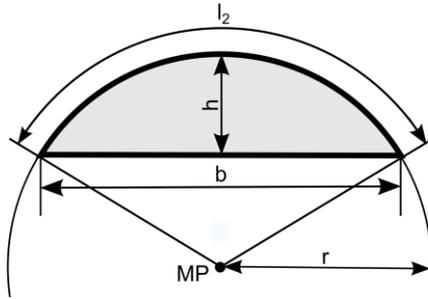


Abbildung 3-9: Der Kreisabschnitt mit seinen Parametern.

Als weitere Randbedingung soll die maximale Auslenkung in der Substratmitte der Kreissegmenthöhe h entsprechen ($\omega(l/2) = h$). Daraus ergibt sich $C_1 = h$. Wobei sich die Segmenthöhe h wie folgt berechnet:

$$h = r - \frac{1}{2}\sqrt{4r^2 - b^2} \quad (3-15)$$

Durch die Annahme einer kleinen Auslenkung ergibt sich $b \sim l$, und man erhält durch Einsetzen der Gleichung (3-15) in (3-14)

$$\omega(x) = \left(r - \frac{1}{2}\sqrt{4r^2 - l^2} \right) \sin\left(\frac{\pi x}{l}\right) \quad (3-16)$$

Der obere Kreisabschnitt kann durch

$$y_{\text{Kreis}}(x) = -\frac{1}{2}\sqrt{4r^2 - l^2} + \sqrt{r^2 - \left(x - \frac{l}{2}\right)^2} \quad (3-17)$$

beschrieben werden. Der Fehler $e(x)$, der durch die Knickung im Vergleich zum idealen Kreis entsteht, ergibt sich aus der Differenz der beiden Verformungen:

$$e(x) = \omega(x) - y_{\text{Kreis}}(x) \quad (3-18)$$

$$e(x) = \left(r - \frac{1}{2} \sqrt{4r^2 - l^2} \right) \sin\left(\frac{\pi x}{l}\right) + \frac{1}{2} \sqrt{4r^2 - l^2} - \sqrt{r^2 - \left(x - \frac{l}{2}\right)^2} \quad (3-19)$$

Für die Röntgenbildung in Form von Schattenartefakten ist jedoch nicht die eigentliche Abweichung von der Biegelinie relevant, sondern die Abweichung vom Winkel des Gitters, also dem Anstieg (1. Ableitung) der Kurven (*Winkelabweichung*[rad] = $\arctan(e'(x))$).

$$e'(x) = \pi \left(r - \frac{1}{2} \sqrt{-l^2 + 4r^2} \right) \frac{\cos\left(\frac{\pi x}{l}\right)}{l} + \frac{-l + 2x}{\sqrt{4r^2 - (-l + 2x)^2}} \quad (3-20)$$

Um die maximale Winkelabweichung zu berechnen, muss erneut die Ableitung gebildet werden:

$$e''(x) = \frac{2 \frac{(-l + 2x)^2}{\sqrt{4r^2 - (-k + 2x)^2}} + 2 \sqrt{4r^2 - (-k + 2x)^2}}{4r^2 - (-k + 2x)^2} - \pi^2 \frac{\left(r - \frac{1}{2} \sqrt{-l^2 + 4r^2} \right) \sin\left(\frac{\pi x}{l}\right)}{l^2} \quad (3-21)$$

Die Nullstellen ergeben sich aus der numerischen Lösung zu:

$$e''(x) = 0 \quad (3-22)$$

$$x_1 \approx 0,3 l ; x_2 \approx 0,7 l \text{ (für } 0 < x < l \text{ und } r > l) \quad (3-23)$$

Da die Funktion symmetrisch ist, ergibt sich die absolute Abweichung an diesen Stellen zu:

$$e'(0,3l, 0,7l) = \left| \pi \frac{\cos\left(\frac{3\pi}{10}\right) \left(r - \frac{\sqrt{4r^2 - l^2}}{2}\right)}{l} - \frac{l}{\sqrt{25r^2 - l^2}} \right| \quad (3-24)$$

Da die Winkelfehler sehr klein sind, kann die Kleinwinkelnäherung angewendet werden. In Abbildung 3-10 sind die Funktionen grafisch dargestellt.

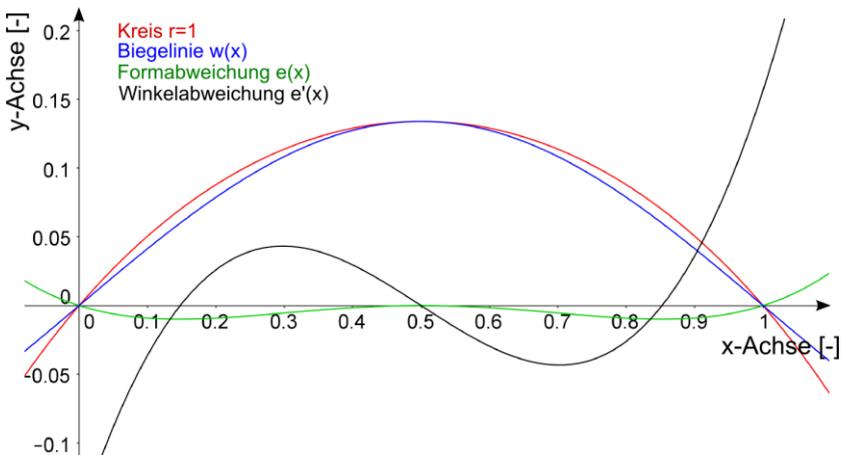


Abbildung 3-10: Grafische Darstellung der Funktionen mit beispielhaften Werten ($l=1$ und $r=1$).

Innerhalb des Bereiches $0,1l - 0,9l$ ergibt sich die geringste Abweichung von der Krümmung. Die maximale Abweichung liegt im dargestellten Beispiel bei etwa 40 mrad, wobei das Verhältnis von $l/r = 1$ und damit relativ klein ist. In realen Fällen sind die Radien sehr groß und die Substratbreiten eher klein, wodurch gilt $l \ll r$. Die realen Abweichungen sind daher wesentlich geringer. Ein realistisches Verhältnis mit $r = 2$ m und $l = 10$ cm ergibt einen Fehler von ca. 2 mrad. Bei einem Aspektverhältnis von 100 (Gitter mit $4,8 \mu\text{m}$ Periode, $240 \mu\text{m}$ Höhe) würde dies lediglich zur

Abschattung von etwa $2/10$ der Lamelle führen und wäre auch für den im Experiment in Kapitel 3.1 untersuchten Fall vernachlässigbar.

Der Vorteil der vorliegenden Methode liegt vor allem in dem einfachen mechanischen Aufbau des Biegerahmens, der aus zwei Backen bestehen kann, die durch Schrauben einander angenähert werden. Ein nützlicher Nebeneffekt davon ist, dass sich der Biegeradius der Gitter nahezu stufenlos einstellen lässt. Der Nachteil ist, dass der maximal einstellbare Biegeradius durch eine minimale Kraft begrenzt ist, die benötigt wird, um das Substrat zum Ausknicken zu bringen. Bei kleineren Kräften kommt es lediglich zur Kompression des Substrates. Für realistische Anwendungen mit Biegeradien < 2 m stellt dies jedoch keine Beschränkung dar.

Durch den Eintrag der Knickkraft werden zusätzliche Spannungen in das Substratmaterial eingebracht, was bei Materialien, die eine plastische Stützwirkung zulassen, z. B. Kunststoffe (Polyimid), jedoch nicht kritisch ist. Eine thermische Dehnung des Substrates führt zudem zur Änderung des Biegeradius. Dies kann jedoch durch die Wahl eines Rahmenwerkstoffes mit ähnlichem Ausdehnungskoeffizienten kompensiert werden. Für das Experiment zur Bildgebung mit Gittern aus bewegter Belichtung wurden testweise Knickrahmen hergestellt. Die Ergebnisse der Untersuchung sind in Kapitel 4.3.6 im Kontext der bewegten Belichtung dargestellt.

3.2.4 Theorie des Biegens gekachelter Gitter

Für die Herstellung von gekachelten Gittern ist ein Trägersubstrat notwendig, auf das die Gitterkacheln mittels Kleben montiert werden können. Polyimid (VespeL SEK-3000) konnte in Kapitel 4 als geeignetes Substratmaterial identifiziert werden. Die auf dem Trägersubstrat aufgetragenen Gitterkacheln können, durch die LIGA-Fertigung bedingt, aus unterschiedlichen Materialien, wie Silizium, Graphit oder Polyimid bestehen. Werden diese unterschiedlichen Materialien beim Kacheln kombiniert, kommt es zu einer un stetigen Steifigkeit, die einer genaueren Betrachtung

bedarf. Dort wo das Gittersubstrat auf das Trägersubstrat aufgeklebt wird kommt es zu einer lokalen Versteifung. In den Fugen zwischen den Gitterkacheln ist die Steifigkeit jedoch reduziert. Wird nun ein Drehmoment durch einen Biegerahmen in das Substrat eingebracht, so ist die resultierende Verformung abhängig vom Verhältnis der Steifigkeit zwischen Trägersubstrat und Gitterkachel. Die Biegesteifigkeit ist definiert durch:

$$\text{Biegesteifigkeit}_{\text{normiert}} = (E * I)/b \tag{3-25}$$

Die Krümmung κ eines Körpers für den elastischen Bereich ist proportional zum angreifenden Biegemoment M_B und umgekehrt proportional zur Biegesteifigkeit:

$$\kappa = \frac{M_B}{EI} \tag{3-26}$$

Bei den gekachelten Gittern handelt es sich um ein Mehrschichtsystem, wie es in Abbildung 3-11 dargestellt ist.

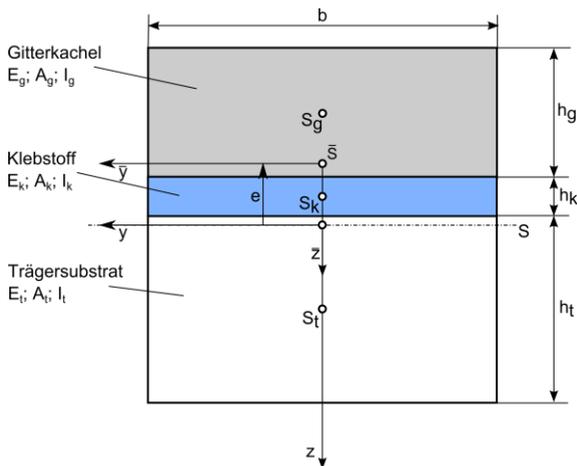


Abbildung 3-11: Schematische Darstellung eines Schichtsystems, bestehend aus Träger-substrat, Klebstoff und Gitterkachel.

Im Falle eines Schichtsystems mit mehreren Schichten und unterschiedlichen Elastizitätsmodulen ergibt sich ein resultierendes \overline{EI} , das sich als Summe der einzelnen Elemente mit Bezug auf den ideellen Schwerpunkt bezieht.

$$\overline{EI} = \sum_i^n E_i I_{\bar{y}i} \quad (3-27)$$

Dabei ist $I_{\bar{y}}$ das Flächenträgheitsmoment bezogen auf den ideellen Schwerpunkt \bar{S} . Der ideelle Schwerpunkt befindet sich in der neutralen Faser des Schichtsystems. Allgemein ist das Flächenträgheitsmoment für ein beliebiges Profil definiert durch:

$$I_y = \int_A z^2 dA \quad (3-28)$$

Das Flächenträgheitsmoment in Bezug auf den Flächenschwerpunkt kann der Literatur für einen rechteckigen Querschnitt zu $I_{y(\text{Rechteck})} = \frac{b \cdot h^3}{12}$ entnommen werden, wobei h der Höhe der Struktur entspricht und b deren Breite. Für ein zusammengesetztes Substrat aus Trägersubstrat, Klebeschicht und Gitterkachel mit jeweils einfachen rechteckigen Querschnitten kann der Steinersche Satz [59], [66] verwendet werden, um das Flächenträgheitsmoment der jeweiligen Schicht im Abstand zum ideellen Schwerpunkt zu ermitteln.

$$I_{\bar{y}i} = I_{yi} + z_{\bar{S}i}^2 * A_i \quad (3-29)$$

Dabei ist I_y das Flächenträgheitsmoment für eine bekannte Biegeachse und A stellt die Querschnittsfläche dar. Der Abstand $z_{\bar{S}i}$ ist der Abstand vom jeweiligen Teilflächenschwerpunkt S_i (S_g, S_k, S_t) zum ideellen Flächenschwerpunkt \bar{S} . Dieser errechnet sich aus dem Abstand des Teilflächenschwerpunktes S_i zum Gesamtflächenschwerpunkt S , der um die Exzentrizität e verschoben wird.

$$z_{\bar{s}i} = z_{si} - e \quad (3-30)$$

Die Exzentrizität e ergibt sich aus der Summe der einzelnen Querschnittsflächen A_i , gewichtet mit den Elastizitätsmoduln und dem Abstand vom Teilflächenschwerpunkt z_i nach

$$e = \frac{1}{\bar{A}} \sum_{i=1}^a n_i A_i z_i = \frac{1}{\bar{A}} \left(\frac{E_t}{E_t} A_t \frac{h_g + h_k}{2} + \frac{E_k}{E_t} A_k \frac{h_g - h_t}{2} + \frac{E_g}{E_t} A_g \frac{-h_k - h_t}{2} \right) \quad (3-31)$$

mit der ideellen Querschnittsfläche

$$\bar{A} = \sum_{i=1}^a n_i A_i = \frac{E_t}{E_t} A_t + \frac{E_k}{E_t} A_k + \frac{E_g}{E_t} A_g \quad (3-32)$$

und der Wichtung $n_i = E_i/E_1$ der Elastizitätsmoduln, wobei das Bezugselastizitätsmodul E_1 beliebig zu wählen ist.

In Tabelle 3-4 ist das Verhältnis der Biegesteifigkeit zwischen dem gekachelten Schichtsystem und der Gitterfuge für verschiedene Beispiele dargestellt. Hierbei wurde von einem Polyimidsubstrat (PI, z. B. Vespel SEK-3000, DuPont) ($E_{Pi} = 3,5 \text{ GPa}$) mit aufgeklebten Siliziumkacheln ($E_{Si} = 150 \text{ GPa}$) bzw. Graphitkacheln ($E_C = 27 \text{ GPa}$) und einer $200 \mu\text{m}$ dicken Klebeschicht ($2K$; $E_{2K} = 3,5 \text{ GPa}$) ausgegangen. Das Verhältnis der Biegesteifigkeit ist direkt proportional zum Verhältnis der resultierenden Substratkrümmung an der Position der Fuge zum Schichtsystem. Versuche haben gezeigt, dass beim Kapillarkleben der Klebstoff auch in die Fuge kriecht, sodass davon auszugehen ist, dass die Fugen komplett mit Klebstoff gefüllt sind. Die Biegesteifigkeit der Fugen ergibt sich somit aus einem Schichtsystem, bestehend aus dem Trägersubstrat und einer Klebstoffschicht, die bis zur Kacheloberseite reicht. Die Gitterstrukturen wurden bei dieser Betrachtung vernachlässigt.

Die resultierende Steifigkeit hängt vor allem von der Höhe des Schichtsystems und des Elastizitätsmoduls ab. Die Höhe des Schichtsystems geht mit der dritten Potenz in das Flächenträgheitsmoment und damit in die Steifigkeit ein. Der Elastizitätsmodul geht linear ein, unterscheidet sich allerdings zum Teil stark zwischen den Materialien.

Tabelle 3-4: Verhältnis der Biegesteifigkeit zwischen Substrat und Schichtsystem für verschiedene Beispiele. Bei der Berechnung der Biegesteifigkeit des Substrates wird davon ausgegangen, dass die Kachelfugen komplett mit Klebstoff gefüllt sind.

	Schichtsysteme				
Gitterkachel	525 μm Si	200 μm Si	500 μm Graphit	1 mm Graphit	1mm Pi
Klebstoff	200 μm 2K	200 μm 2K	200 μm 2K	200 μm 2K	200 μm 2K
Trägersubstrat	1 mm Pi	1 mm Pi	1 mm Pi	1 mm Pi	1 mm Pi
EI/b Trägersubstrat [N/mm]	1,2E+6	0,8E+6	1,4E+6	1,4E+6	3,1E+6
EI/b Schichtsystem [N/mm]	5,3E+6	2,4E+6	2,1E+6	7,2E+6	3,1E+6
Verhältnis EI/b (Schichtsystem/T rägersubstrat)	3,5	3,0	2,1	5,0	1,0

Eine ideale Verformung ergibt sich für die Verwendung von Polyimid als Gittersubstrat. Da dieses den gleichen Elastizitätsmodul wie das Trägersubstrat und der Klebstoff in den Gitterfugen hat, kommt es zu keiner Schwankung in der Steifigkeit. Für alle anderen Gittersubstrate ergibt sich eine Unstetigkeit in der Steifigkeit, die in einer unstetigen Krümmung resultiert. Die größte Abweichung bei einem Biegesteifigkeitsverhältnis von

fünf ergibt sich für ein Gittersubstrat aus 1 mm starkem Graphit. Auf Basis dieses Verhältnisses kann von drei Fällen der Verformung ausgegangen werden, wie sie in Abbildung 3-12 dargestellt sind:

- a. Die Biegesteifigkeit des Trägersubstrates ist sehr groß gegenüber der Biegesteifigkeit des Kachelmaterials
→ es ergibt sich eine ideale kreisförmige Biegung
- b. Die Biegesteifigkeit des Trägersubstrates und der Gitterkacheln ist ähnlich
→ es ergibt sich ein Polygonzug mit kreisförmigen Abschnitten und den Ecken an der Position der Kachelfugen
- c. Die Biegesteifigkeit der Gitterkachel ist sehr groß gegenüber der Biegesteifigkeit des Trägersubstrates
→ es ergibt sich ein Polygonzug mit den Ecken an der Position der Kachelfugen



Abbildung 3-12: Durchbiegung eines gekachelten Substrates bei konstantem anliegenden Drehmoment, wenn: (a) Biegesteifigkeit des Trägersubstrates sehr hoch; (b) Biegesteifigkeit des Trägersubstrates vergleichbar mit der Biegesteifigkeit der Gitterkachel; (c) Biegesteifigkeit der Gitterkachel sehr hoch ist.

Das Verhältnis der Krümmung der Flächen zur Fuge gibt jedoch lediglich an, wie gut das Substrat an die ideale Kreisform angepasst werden kann. Wie stark die tatsächlichen Winkelabweichungen bei der Anpassung letztendlich sind, hängt auch von der eigentlichen Kachelgröße sowie der Fugenbreite ab. Breite Fugen sowie sehr große Substrate führen zu größeren Unterschieden, weshalb jede Kombination im Einzelfall betrachtet werden muss.

3.2.5 Biegetest der gekachelten Gitter

Um die Theorie aus Kapitel 3.2.4 mit Messwerten zu unterstützen, wurde ein Test zur Konturtreue bei der Einspannung der gekachelten Substrate in einen gebogenen Halter geprüft. Dafür wurde ein Testrahmen mit 1 m Biegeradius und einem 3×1 gekachelten Gitter angefertigt (Abbildung 3-13). Es wurden drei unstrukturierte Siliziumkacheln mit den Abmaßen $50 \text{ mm} \times 50 \text{ mm}$ und einer Dicke von $525 \text{ }\mu\text{m}$ mittels Kapillarkleben ($200 \text{ }\mu\text{m}$ Klebeschicht) auf ein 1 mm dickes Vespel SEK-3000 Substrat geklebt. Der relativ kleine Biegeradius und die steifen Siliziumkacheln stellen, hinsichtlich der Homogenität des resultierenden Biegeradius, den ungünstigsten Fall dar, der für realistische Aufbauten zu erwarten ist. Das Oberflächenprofil des angefertigten Substrats wurde mithilfe einer Koordinatenmessmaschine, entlang der in Abbildung 3-13 eingezeichneten Linie von der Rückseite, vermessen und ist in Abbildung 3-14 dargestellt. Um die genaue Winkelabweichung von der idealen Kreisform zu bestimmen, wurden die Positionsabweichungen abgeleitet und dargestellt. Es zeigen sich deutlich Sprünge der Winkel an den Kachelfugen. Als maximale Winkelabweichung zwischen zwei Gitterkacheln konnte $\approx \pm 7,5 \text{ mrad}$ gemessen werden. Dieser Wert würde bei dem in Kapitel 3.1 durchgeführten Experiment zu einer Reduktion von lediglich 2 % Sensitivität führen und ist damit unkritisch. In den meisten realistischen Aufbauten sind zudem die Biegeradien der potenziell zu kachelnden Gitter (G2), größer als 1 m und damit auch unkritischer.



Abbildung 3-13: Foto des Biegerahmens mit 525 μm dicken Siliziumkacheln auf einem 1 mm dicken Trägersubstrat aus Vespel SEK-3000. Das Profil wurde rückseitig entlang der roten Linie gemessen.

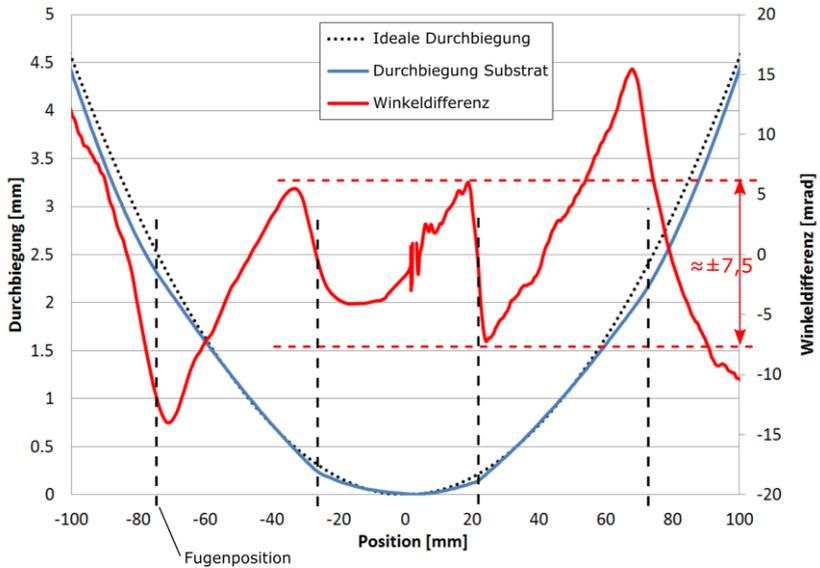


Abbildung 3-14: Messung der Durchbiegung des Substrates aus Abbildung 3-13 und der Abweichung von der idealen, kreisförmigen Durchbiegung sowie dem ermittelten Differenzwinkel.

4 Bewegte Belichtung

Das begrenzende Element für die Fläche von Röntgengittern ist aktuell die maximale Maskengröße im LIGA-Prozess. Röntgenmasken werden zumeist auf Basis einer 2,7 μm dicken Titan- oder einer 7,5 μm dicken Polyimidmembran hergestellt, welche bei großen Flächen instabil werden. Da bei der konventionellen LIGA-Belichtung die Maske direkt mit dem Substrat verbunden ist, muss diese das komplette Strukturfeld überdecken, während das Paket aus Maske und Substrat durch den Synchrotronstrahl gescannt wird. Eine Möglichkeit, größere Flächen zu belichten, ohne dabei die Maskenfläche weiter zu vergrößern, besteht darin, eine Schlitzmaske zu verwenden, welche die Fläche des Synchrotronstrahls abdeckt und fixiert in Relation zu diesem steht [67]. Lediglich das Gittersubstrat wird kontinuierlich relativ zur feststehenden Maske bewegt (Abbildung 4-1) wodurch es möglich wird Gitterstrukturen mit theoretisch beliebig langen Lamellen in Scanrichtung zu belichten.

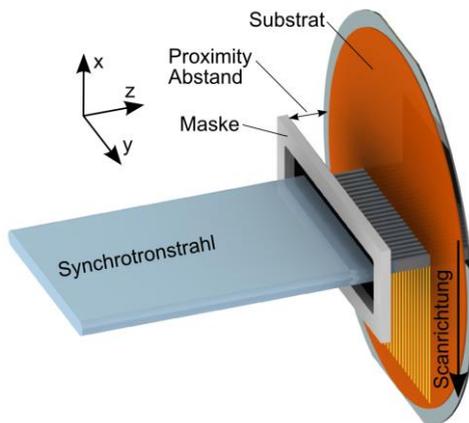


Abbildung 4-1: Schematische Darstellung des Prozesses der bewegten Belichtung [67].

Um die Eignung des Prinzips der bewegten Belichtung für die Herstellung von Strukturen im Mikrometerbereich mit hohen Aspektverhältnissen zu testen wurden Untersuchungen am Lithographie Strahlrohr LIGA 1 am ANKA-Synchrotron durchgeführt. Hierfür mussten verschiedene Teilaufgaben erfüllt werden die sich wie folgt aufgliedern und in den Folgekapiteln abgehandelt werden:

- Instrumentierung am Lithographie-Scanner
- Entwicklung der Messtechnik und Justierung zum Einrichten des Aufbaus
- Versuchsdurchführung

4.1 Instrumentierung am Lithographie-Scanner

Um eine gute Strukturqualität bei der Belichtung von Mikrostrukturen zu garantieren, ist es notwendig, die Relativbewegung zwischen Maske und Substrat sowie die Stellung gegenüber dem Synchrotronstrahl zu kontrollieren. Zunächst wurden die Randbedingungen mittels theoretischer Überlegungen ermittelt, bevor die mechanische Auslegung der Instrumente erfolgte.

4.1.1 Toleranz für die Maskenpositionierung

Ein wichtiges Kriterium für die Instrumentierung ist die geforderte Toleranz der Maskenpositionierung. Die Maske muss dabei in allen sechs Freiheitsgraden positioniert werden. Je nach Freiheitsgrad wird eine spezifische Genauigkeit gefordert wird:

Horizontale Zentrierung der Maske (y-Translation): Aufgrund der horizontalen Strahlbreite von 105 mm ist die Positionierung in dieser Richtung relativ unkritisch. Eine Genauigkeit im Bereich von Millimetern ist ausreichend, wobei die Maskenbreite kleiner als die Strahlausdehnung sein muss.

Vertikale Zentrierung der Maske (x-Translation): Der Synchronstrahl hat ein Top-Hat-förmiges Profil mit einer Halbwertsbreite von 8 mm. Eine Submillimeter ($< 0,5$ mm) genaue Justierung ist notwendig, um den Teil des Strahls mit der höchsten Intensität zu nutzen und insbesondere die Dosisablagerung genau berechnen zu können.

Abstand zwischen Maske und Substrat (z-Translation): Der konventionelle Prozess der lithographischen Belichtung beruht auf dem Prinzip des direkten Schattenwurfs der Maske. Dabei stellt der Proximity-Abstand einen der wichtigsten Parameter dar. Er ergibt sich aus dem Abstand der Maske zur Lackoberfläche. Bei der konventionellen LIGA-Belichtung wird mittels Polyimidfolie ein Proximity-Abstand von $7,5 \mu\text{m}$ eingestellt. Dieser ist nötig um Sekundärelektronen aufzufangen, die bei der Bestrahlung der Titanmaskenmembran bzw. der mit Gold bedampften Polyimidmembran entstehen. Um auftretende Beugungseffekte zu minimieren, darf der Proximity-Abstand eine gewisse Größe jedoch nicht überschreiten. Bei der bewegten Belichtung stellt die Relativbewegung zwischen Maske und Substrat hohe Anforderungen an die Genauigkeit der mechanischen Komponenten. Je größer der Proximity-Abstand werden darf, desto einfacher kann die konstruktive Umsetzung ausfallen. Der maximale Abstand kann mithilfe der Fresnel-Zahl abgeschätzt werden. Die Fresnel-Zahl gibt an, wie stark die Beugungseffekte von Licht nach einer Blende sind, und welche Form der Beugung dominiert. Grundsätzlich wird zwischen drei Szenarien unterschieden:

$F \ll 1$	→	Fraunhofer-Beugung
$F \approx 1$	→	Fresnel-Beugung
$F \gg 1$	→	geometrische Optik

Bei der Röntgenlithographie ist ein Schattenwurf ohne Beugungseffekte gewünscht, so dass ein Proximity-Abstand für eine Abbildung im Bereich der geometrischen Optik mit einer Fresnel-Zahl $F \gg 1$ erforderlich ist. Dies ist

spätestens dann erreicht, wenn der Wert um eine Größenordnung überschritten ist, z. B. $F = 10$. Die Fresnel-Zahl F ergibt sich wie folgt:

$$F = \frac{a^2}{L * \lambda} \quad (4-1)$$

Dabei ist a die Blendengröße, die sich im Falle eines Gitters aus der Spaltgröße ergibt. Der Schirmabstand L stellt den Abstand zwischen Maske und Substratgrund dar und damit den Proximity-Abstand plus die Dicke des Fotolacks. Die Wellenlänge λ ist durch die mittlere Bestrahlungsenergie gegeben. Ausgehend von einer konstanten Wellenlänge und Gitterperiode kann die Formel (4-1) nach dem maximalen Schirmabstand L umgestellt werden. Die mittlere Photonenenergie des Röntgenlichts am Lithographie-Strahlrohr LIGA 1 ist mit 3,3 keV äquivalent zu einer Wellenlänge von 0,4 nm. Die Blendengröße ergibt sich im Falle einer Gittermaske mit 50 % Tastverhältnis aus der halben Gitterperiode. Aus Abbildung 4-2 lässt sich damit der maximale Schirmabstand gegenüber der Blendengröße für verschiedene Photonenenergien entnehmen, bei denen die Effekte der geometrischen Optik dominieren ($F = 10$).

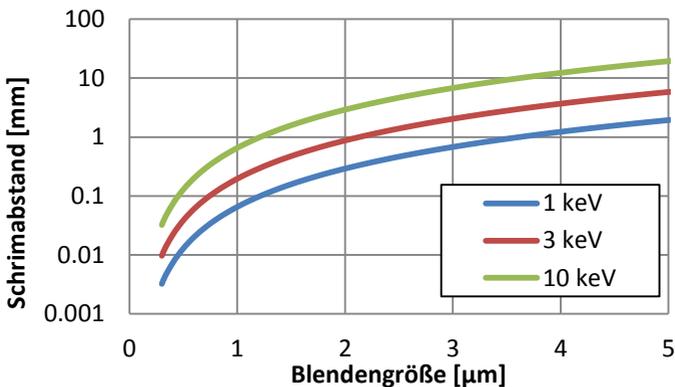


Abbildung 4-2: Schirmabstand über Blendengröße bei verschiedenen Photonenenergien und Fresnel-Zahl $F = 10$ für den Bereich der geometrischen Optik.

Hieraus geht hervor, dass der Proximity-Abstand gerade bei kleinen Blendengrößen bzw. Gitterperioden sehr klein werden muss. So ergibt sich für die kleinste Gitterperiode von $2,4\ \mu\text{m}$, die aktuell mit dem LIGA-Verfahren hergestellt wird, eine Blendengröße von $1,2\ \mu\text{m}$. Mit der größten Wellenlänge des Spektrums (kleinerer Photonenenergie) an LIGA 1 ergibt sich ein maximaler Schirmabstand von weniger als $255\ \mu\text{m}$. Der Proximity-Abstand wird zudem noch um die Lackdicke verringert und sollte über die komplette Maskenfläche mit etwa 10 % konstant gehalten werden, was zu einer Toleranz von wenigen zehn Mikrometern führt.

Rotation um die x- und y-Achse (senkrecht zur Strahlrichtung): Die Rotation ist kritisch, insofern sie den Proximity-Abstand definiert. Die geforderte Genauigkeit wird somit durch die Maskengröße definiert und ist erreicht, sobald der Proximity-Abstand über die komplette Maskenfläche innerhalb der Toleranz liegt.

Rotation um die z-Achse (Strahlrichtung): Für die Belichtung langer Lamellen ist es notwendig, dass die Lamellenstruktur der Maske entlang der Scanrichtung ausgerichtet wird. Ein Rotationsfehler würde zu einem Ausschmieren der belichteten Strukturen führen (Abbildung 4-3).

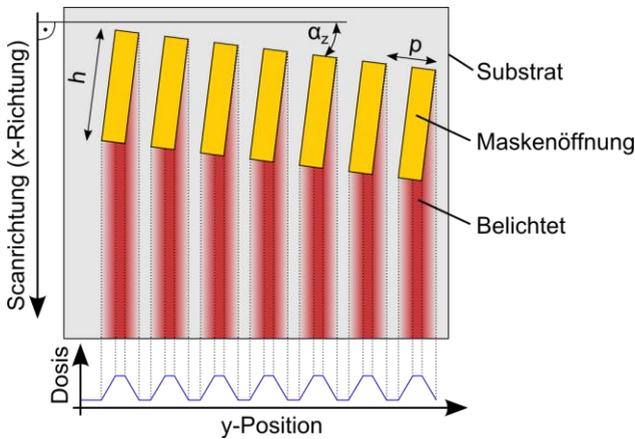


Abbildung 4-3: Der rotatorische Justierfehler α_z der Maskenstruktur um die optische Achse (z -Achse) relativ zu der Scanrichtung (x -Richtung). Die Maskenstruktur hat die Periode p und die Öffnungshöhe h . Ein Justierfehler führt zu einem Verschmieren der abgelagerten Dosis und damit zu einem Fehler im Tastverhältnis des belichteten Gitters [67].

Kleine Justierfehler führen zunächst zu einer Variation im resultierenden Tastverhältnis DC_g des belichteten Gitters. Bei einem Negativlack (z. B. SU8) kann das resultierende Tastverhältnis (DC, Anteil der Goldstrukturen) durch

$$DC_g = DC_m - \frac{h}{p} \sin(\alpha_z) \quad (4-2)$$

beschrieben werden, wobei DC_m das Tastverhältnis der Maske, h die Länge der Maskenöffnung, p die Periode der Maske sowie α_z den Justierfehler um die optische Achse darstellt. Eine längere Maskenöffnung führt somit zu einer Verringerung der Toleranz der Rotation um die z -Achse. Eine Verkürzung der Maskenöffnung bedeutet jedoch, dass die Breite des zur Belichtung genutzten Synchrotronstrahls zunimmt und so die Belichtungszeit steigt. Der Synchrotronstrahl an LIGA 1 hat in vertikaler Richtung (x -Richtung) ein Top-Hat-förmiges Profil mit einer Halbwertsbreite (FWHM)

von 8 mm. Als Maskenhöhe wurde deshalb eine Höhe von 3 mm gewählt, wodurch der größte Teil der Intensität durchgelassen wird (> 90 % der relativen Intensität). Um den Fehler im resultierenden Tastverhältnis kleiner als 5 % bei einer Periode von 10 μm und einer Maskenöffnung von 3 mm zu halten, ergibt sich eine Toleranz von $\pm 170 \mu\text{rad}$. Bei der aktuell kleinsten Gitterperiode von 2,4 μm ist somit eine Genauigkeit von $\pm 40 \mu\text{rad}$ erforderlich.

Alle Freiheitsgrade und deren Toleranzen sind in Tabelle 4-1 zusammengestellt.

Tabelle 4-1: Freiheitsgrade der Maske bei der bewegten Belichtung und die erforderliche Toleranz für deren Justierung.

Freiheitsgrad	Kriterium	Toleranz
Horizontal (y-Richtung)	Position im Synchrotronstrahl	$\pm 10 \text{ mm}$
Vertikal (x-Richtung)	Position zum Intensitätsmaximum des Synchrotronstrahl	$\pm 0,5 \text{ mm}$
z-Richtung und Rotation um x- und y-Achse	Konstanter Proximity-Abstand über komplette Maskenfläche	$\pm 50 \mu\text{m}$
Rotation um z-Achse	Maskenstrukturen zur Scanrichtung	$\pm 40 \mu\text{rad}$

4.1.2 Technisches Prinzip

Ziel war es, ein technisches Prinzip zu entwickeln, das die notwendigen Positioniergenauigkeiten der Maske, wie in Kapitel 4.1.1 beschrieben, ermöglicht. Die hohen Anforderungen an die relativen Genauigkeiten sowie die gegebenen Toleranzen des Gestells des LIGA 1-Scanners erfordern eine Justierung aller Freiheitsgrade mit unterschiedlichen Genauigkeiten. Des Weiteren muss ein Abstand von wenigen zehn bis hundert Mikrometern zwischen Substrat und Maske über den kompletten Scannbereich garantiert

werden wobei Führungsfehler und Substratunebenheiten berücksichtigt werden müssen. Hierzu muss der mechanische Aufbau in der Lage sein, zumindest einen Teil der Führungsfehler zu kompensieren.

Auf Basis dieser Anforderungen wurde ein technisches Prinzip (Abbildung 4-4) entwickelt. Bei diesem Prinzip ist die Maske über eine Kegel-, V-Nut-, Fläche-Paarung kinematisch gelagert, um eine Justierung in allen drei rotatorischen Freiheitsgraden vorzunehmen und den Proximity-Abstand einzustellen. Die Einstellung des Proximity-Abstandes findet relativ zu zwei Kugellagern statt. Über eine Federvorspannung werden die Kugellager gegen zwei Schienen in Form von Stahlstreifen auf dem Substrat gedrückt, worauf sie abrollen können. Da das Substrat direkt an den Stahlstreifen anliegt, ist somit ein relativer Abstand zwischen der Maske und dem Substrat gegeben. Damit können Substratunebenheit und auch ein Teil der Führungsfehler kompensiert werden.

Die Stahlstreifen werden an einer Seite gegen eine geschliffene Schiene gespannt um eine hohe Ebenheit zu erreichen. Gegen die Stahlstreifen wird das Substrat mittels Kühlstempel gepresst, um die Ebenheit der Stahlstreifen auf das Substrat zu übertragen und eine Kühlung des Substrates während der Belichtung sicherzustellen. Als Stahlstreifen werden Präzisions-Lehnbänder (HASBERG Schneider GmbH) verwendet, deren Dickentoleranz im einstelligen Mikrometer-Bereich liegen.

Um Zwang beim Abrollen von zwei Kugellagern auf zwei Schienen zu verhindern, sind Linearführung und Maskenkinematik durch ein Goniometer entkoppelt, das seinen Momentanpol in der Maskenmitte hat. Dadurch wird sichergestellt, dass keines der Kugellager abhebt und sich der Proximity-Abstand somit ändert. Der Momentanpol auf der Maskenoberfläche verhindert ein laterales Auswandern der Maske bei Auslenkung. Die Auslegung des dafür notwendigen Getriebes ist in Kapitel 4.1.3 beschrieben.

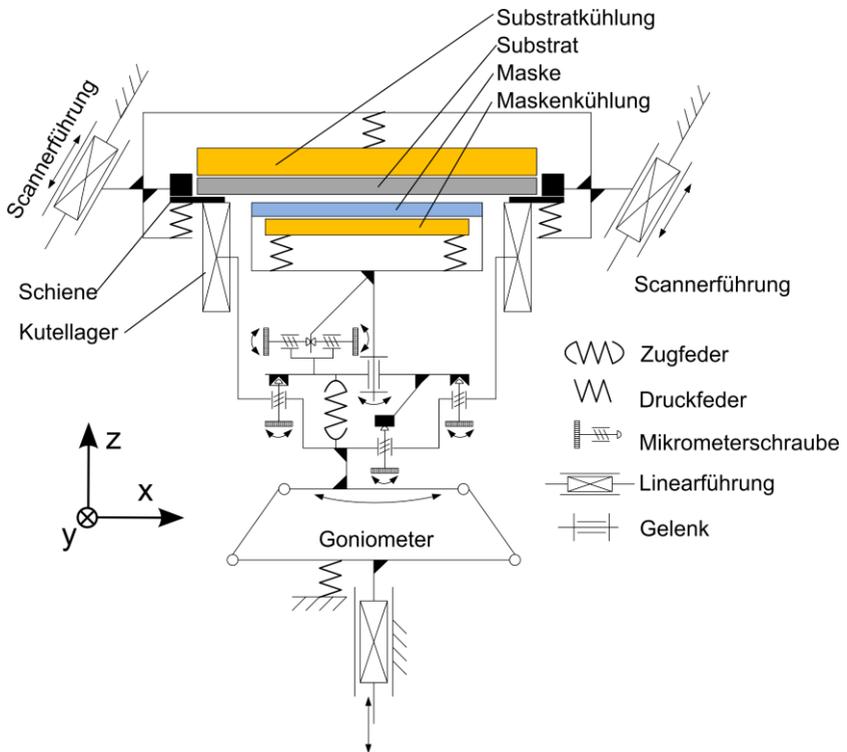


Abbildung 4-4: Technisches Prinzip der Instrumentierung der bewegten Belichtung mit allen Freiheitsgraden.

4.1.3 Goniometer-Auslegung

Da das Goniometer absolut spielfrei und reibungsarm funktionieren muss, bietet es sich an, es als Festkörpergelenk auszulegen. Als Grundprinzip des Goniometers wird ein Führungsgetriebe auf Basis einer Kurbelschwinge [68], [69] gewählt, bei der Kurbel und Schwinge die gleiche Länge haben. Der auszugleichende Winkel ist voraussichtlich $\pm 0,5^\circ$. Hierbei soll der laterale Versatz der Maske bei Auslenkung des Goniometers $1/10$ der Maskenperiode nicht überschreiten. Für die Getriebesynthese wurde ein Modell des

Getriebes erstellt, wie es in Abbildung 4-5 zu sehen ist. Die Dimensionen des Modells wurden iterativ variiert, bis die optimale Konfiguration gefunden war. Der Abstand f der Koppel b zum Maskenmittelpunkt wurde dabei so kurz wie möglich gehalten um das Getriebe kompakt zu halten. Der minimale Abstand liegt hierbei bauraumbedingt bei 58 mm. Die Länge der Glieder und die Position der gestellfesten Gelenke (A_0 und B_0) ergibt sich aus der Bedingung, dass der Momentanpol M der Koppel b im neutralen Zustand im Maskenmittelpunkt liegen muss.

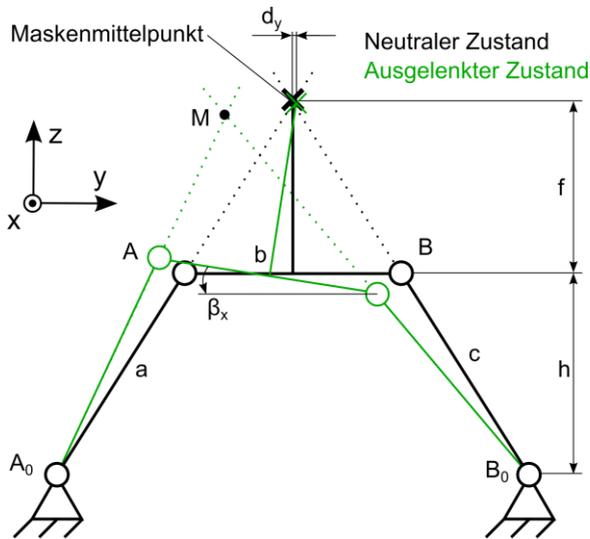


Abbildung 4-5: Getriebersatzschaltbild des Festkörpergoniometers

Der einzige Parameter, der für die Getriebesynthese variiert werden kann, ist in diesem Fall die Gelenkhöhe h . Um deren Einfluss auf die Bahn des Momentanpols und damit den lateralen Versatz der Maske zum Substrat in Abhängigkeit von Auslenkwinkel darzustellen, wurde Abbildung 4-6 erstellt, in der die Auslenkung des Maskenmittelpunktes in Abhängigkeit der rotatorischen Auslenkung für verschiedene Gelenkhöhen h dargestellt ist. Hierbei

ist zu sehen, dass der laterale Versatz des Maskenmittelpunktes im Bereich der Konstruktionslage inozent ist. Je größer die Gelenkhöhe, desto größere Winkel sind bei gleichem lateralen Versatz zulässig wobei sich der benötigte Bauraum des Bauteils vergrößert.

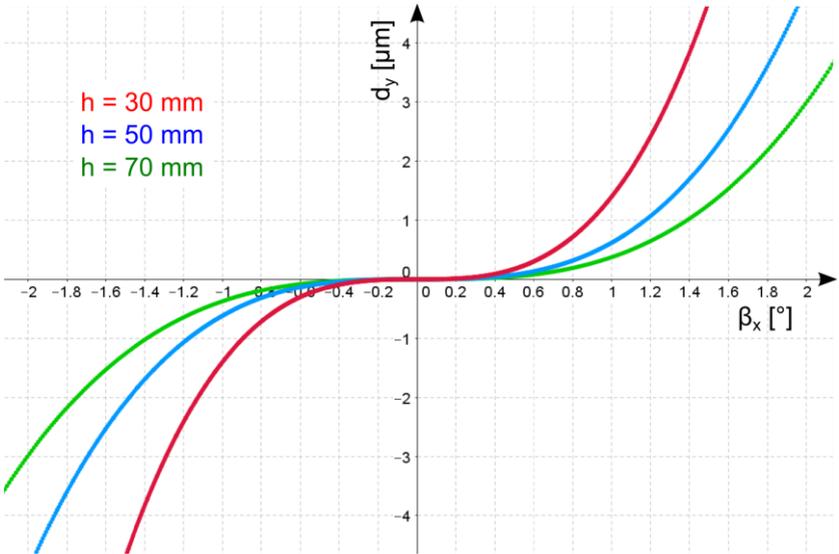


Abbildung 4-6: Der laterale Versatz des Maskenmittelpunktes d_y über Auslenkwinkel β_x für verschiedene Gelenkhöhen h .

Da die Gelenke des Getriebes als Festkörpergelenke ausgelegt werden sollen, ist hierbei der maximale Gelenkwinkel von entscheidender Bedeutung. Bei größerer Gelenkhöhe wird auch die Gelenkbelastung des Festkörpergelenks geringer, da die Gelenke einen kleineren Winkel für den gleichen Rotationsausgleich ertragen müssen. Die maximale Gelenkauslenkung findet hierbei immer am Gelenk A oder B statt. In Tabelle 4-2 sind Werte für drei verschiedene Gelenkhöhen aufgeschlüsselt.

Tabelle 4-2: Zusammenfassung des lateralen Versatzes und der maximalen Gelenkbiegung.

Gelenkhöhe [mm]	Lateraler Versatz des Momentanpols bei 0,5° Auslenkung [μm]	Maximale Gelenkbiegung bei 2° Abtriebswinkel [°]
30	0,2	6
50	0,09	4,4
70	0,02	3,8

Aus konstruktiven Gründen wurde die Variante mit 50 mm Gelenkhöhe ausgewählt. Diese hat für einen Ausgleichswinkel von 0,5° einen lateralen Versatz der Maske von lediglich 0,09 μm zur Folge. Ein negativer Einfluss der Ausgleichsbewegung des Festkörpergoniometers auf die Gitterstrukturen mit einer Periode von 2 μm und Stegbreiten von 1 μm ist somit nicht zu erwarten.

4.1.4 Konstruktive Umsetzung

Ein CAD-Modell der konstruktiven Umsetzung des technischen Prinzips sowie ein Foto des fertigen Aufbaus sind in Abbildung 4-7 dargestellt. Zu sehen ist der LIGA 1-Scanner, wobei ein großer Teil der Gehäuse- und Gestellbauteile ausgeblendet ist. Der Substrathalter ist im Basisflansch eingesetzt, der mittels Scannerführung die Scannhöhe erzeugt. Der Maskenhalter steht diesem gegenüber und ist auf der Scanner-Grundplatte montiert. Die Rollen des Maskenhalters laufen auf den Führungsschienen des Substrathalters und garantieren damit einen konstanten Proximity-Abstand. Eventuelle Führungsfehler und Substratunebenheiten werden vom Festkörpergelenk ausgeglichen. Mehrere Mikrometerschrauben ermöglichen die Justierung der Maskenposition.

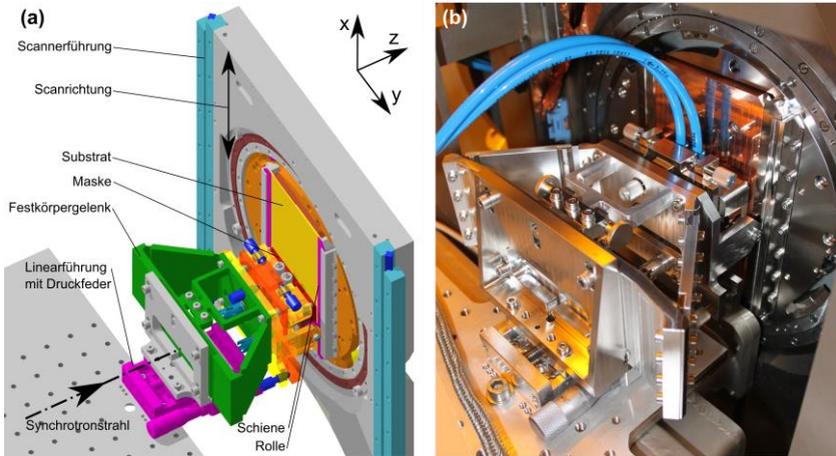


Abbildung 4-7: CAD-Modell (a) und Foto (b) der konstruktiven Umsetzung des technischen Prinzips der bewegten Belichtung am LIGA 1-Scanner [67].

4.2 Messtechnik und Justierung

Um die Maskenposition mit der geforderten Genauigkeit einstellen zu können, müssen Justierkriterien gefunden und gegebenenfalls Hilfsmittel zu deren Überprüfung erstellt werden. Während die Justierung entlang der horizontalen und vertikalen Achse aufgrund des Strahlprofils eher unkritisch ist, ist die Einstellung des Proximity-Abstandes und die Rotation der Maske um die optische Achse umso aufwendiger.

Vertikale Justierung (x-Richtung): Strahlage und Maskenposition in vertikaler Richtung können mithilfe von fotosensitivem Papier ermittelt werden. Eine Testmaske mit Justiermarkern kann in den Maskenhalter eingebaut werden, wie sie in Abbildung 4-8 zu sehen ist. Nach einer Testbelichtung wird die Symmetrie der belichteten Fläche gegenüber den Markierungen beurteilt. Gegebenenfalls ist die Höhe des Maskenhalters gegenüber dem Strahl nachzujustieren und die Belichtung zu wiederholen.



Abbildung 4-8: Maske zur Nullpunktaufnahme mit belichtetem Fotopapier.

Horizontale Justierung (y-Richtung): Die horizontale Maskenjustierung richtet sich nach dem mechanischen Eingriff der Rollen am Maskenhalter gegenüber den Führungsschienen vom Substrathalter. Hierbei werden die Kugellager der Maskenhalterung mit den Führungsstreifen des Substrathalters in Eingriff gebracht. Die Maskenhalterung wird so lange lateral verschoben, bis die Kugellager symmetrisch auf den Führungsstreifen abrollen. Die Justierung kann per Augenmaß durchgeführt werden.

z-Richtung und Rotation um x- und y-Achse (Proximity-Abstand): Für die Justierung des Proximity-Abstandes wurde ein Prüfmittel auf Basis von Messtastern entwickelt. Dieses wird, wie in Abbildung 4-9 a zu sehen, anstelle des Substrates eingebaut. Die Messtaster sind zu Präzisionsanschlüssen referenziert. Auf diesen Anschlüssen werden die Rollen des Maskenhalters abgesetzt. Die Messtaster tasten die Maskenoberfläche an drei für die Belichtung unkritischen Positionen an. Durch Auslesen der Tasterwerte kann der Abstand der Maskenoberfläche in Relation zu den Rollen einjustiert werden. Durch die Kenntnis der Geometrie der Führungsschienen und der Substratbeschaffenheit kann der notwendige Tasterwert nach Formel (4-3) errechnet werden.

$$\text{Tasterwert} = \text{Hassbergstreifendicke} - \text{Lackdicke} - \text{Proximity} \quad (4-3)$$

Mittels der axialen Justierschrauben am Maskenhalter kann der gewünschte Proximity-Abstand eingestellt werden.

Rotation um die optische Achse: Für die Justierung der Maskenstrukturen parallel zur Scannerführung wurde ein Prüfmittel auf Basis eines Mikroskops entwickelt. Dieses wird anstelle des Substrates in den Basisflansch eingeschraubt (Abbildung 4-8 b) und bildet die Maskenvorderseite und deren Strukturen ab. Das Mikroskop kann über die Scannerführung sowohl Justiermarken am unteren Maskenrand als auch am oberen Maskenrand anfahren. Über den Abstand der Messpunkte und den mittels des Mikroskops gemessenen Versatz der Justiermarken kann der Rotationsfehler der Maske errechnet werden. Um die Messung durchzuführen, wurde ein Programm erstellt, das die Mikroskopbilder auswertet. Die Benutzeroberfläche des Programmes ist in Abbildung 4-10 dargestellt. Ein Livebild wird auf der linken Hälfte des Monitors dargestellt. Einzelne Teile des Bildes können gespeichert und auf der rechten Seite des Monitors abgebildet werden. Durch Überlagerung der Bilder der oberen- und unteren Justiermarke kann auf die Ausrichtung geschlossen werden. Eine Hilfe für die Beurteilung der Position der Justiermarken gibt ein Intensitätsprofil, das im Diagramm rechts oben angezeigt wird.

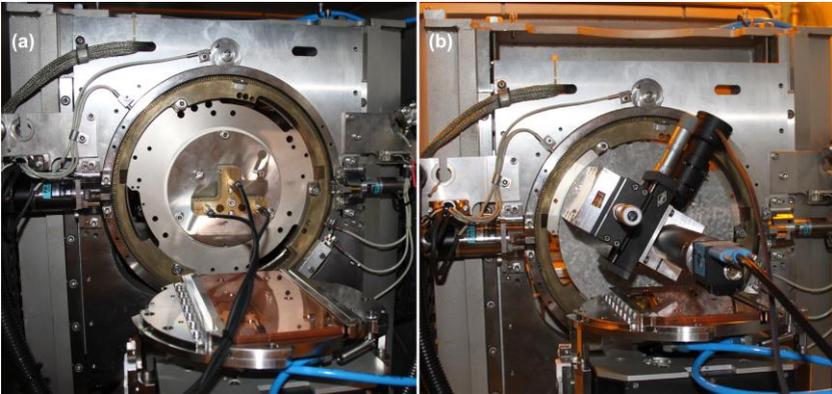


Abbildung 4-9: (a) Messtaster eingebaut in LIGA 1-Scanner zur axialen Justierung und Rotation zur Substratebene. (b) Mikroskop eingebaut in LIGA 1 zur Justierung der Rotation um die optische Achse.

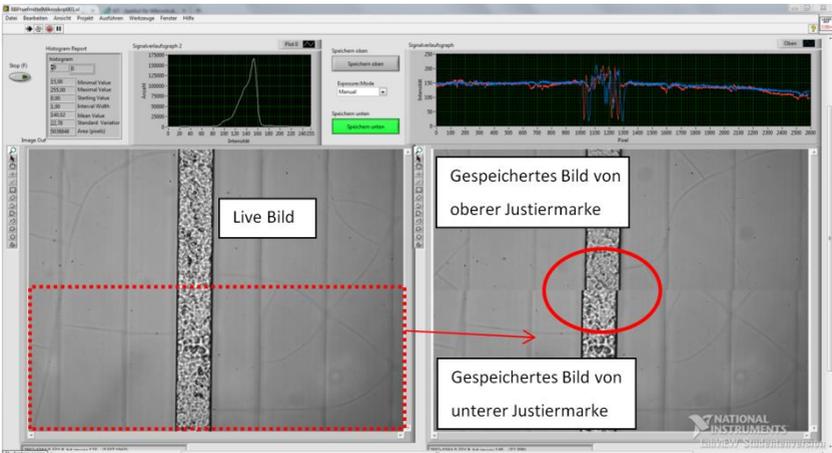


Abbildung 4-10: Benutzeroberfläche des Programmes zur Auswertung des Mikroskopbildes für die Justierung der Maske um die optische Achse.

4.3 Versuchsdurchführung

Für die Durchführung der bewegten Belichtung mussten zusätzlich einige Prozessschritte des LIGA Verfahrens angepasst werden. So musste eine neue Art von Röntgenmasken erstellt werden. Durch die Größe und Geometrie der Substrate musste ein alternatives Beschichtungsverfahren gefunden sowie die Galvanik angepasst werden um homogene Resultate über große Flächen zu erzeugen. Die restlichen Prozessschritte konnten direkt von der konventionellen Belichtung übernommen werden [21], [70], [71].

Ziel war es, zunächst ein Phasen- und ein Analysatorgitter für ein Talbot-Lau Interferometer mit symmetrischen Gitterabständen zu realisieren. Die Gitter sollten eine Gitterperiode von $10\ \mu\text{m}$ und ein Tastverhältnis von 50 % haben und für eine mittlere Energie von 27 keV optimiert sein. Durch die Wahl eines symmetrischen Aufbaus können beide Gitter mit der gleichen Gitterperiode und somit derselben Maske belichtet werden. Für das Phasengitter mit einem π -Phasenhub wird eine Nickelhöhe von $10,4\ \mu\text{m}$ benötigt. Für eine Absorption von 96 % bis 98 % der Röntgenstrahlung ist eine Goldhöhe von $50\ \mu\text{m}$ bis $60\ \mu\text{m}$ notwendig.

4.3.1 Herstellung der Röntgenmaske für die bewegte Belichtung

Die Maskenfläche bei der bewegten Belichtung muss maximal die Größe des Strahlquerschnittes des Synchrotronstrahles haben. Da die Maske bei diesem Verfahren jedoch über den kompletten Zeitraum der Belichtung fest zum Synchrotronstrahl steht, muss lokal eine höhere thermische Last abgeführt werden. In Abbildung 4-11 ist eine schematische Darstellung des angestrebten Maskenaufbaus dargestellt. Basis für die Maske stellt ein Maskenrahmen aus Chromstahl dar, in den bereits eine Apertur eingearbeitet ist, die einen großen Teil der nicht genutzten Strahlung und die damit verbundene thermische Last aufnimmt und diese an einen

wassergekühlten Kupferstempel abgibt. Direkt mit dem Rahmen verbunden ist die Polyimidmembran und die darauf befindlichen Strukturen. Eine weitere Apertur aus Gold beschneidet den Strahl auf die tatsächlich genutzte Größe und verbindet die Absorberstrukturen mit dem Maskenrahmen um eine möglichst gute Wärmebrücke zu ermöglichen. Die in diesem Fall anstelle der Titanmembran gewählte Polyimidmembran absorbiert wesentlich weniger Röntgenstrahlung, wodurch die aufgenommene thermische Last reduziert ist.

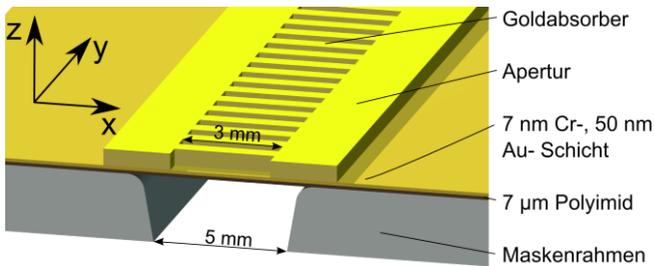


Abbildung 4-11: Schematische Darstellung des Maskenaufbaus für die bewegte Belichtung [67].

Für die Herstellung der Maske wurde ein Abhebewafer mit $7\ \mu\text{m}$ Kaptonfolie, die mit $7\ \text{nm}$ Chrom und $50\ \text{nm}$ Gold besputtert wurde, verwendet. Anschließend wurden $5\ \mu\text{m}$ SU8 (MrX-10; micro resist technology) aufgebracht und mittels Laserschreiber strukturiert. Nach der Entwicklung wurden $3,0\ \mu\text{m}$ Gold galvanisiert. Die Polyimidmembran wurde anschließend mit der Vorderseite auf einen runden Maskenrahmen aufgeklebt und abgehoben. In einem weiteren Schritt wurde die Membran auf den tatsächlichen Maskenrahmen für die bewegte Belichtung flächig, durch Kapillarkleben (EPO-TEK 301, Epoxy Technology), aufgebracht. Im Anschluss wurde der runde Maskenrahmen entfernt. Das Übertragen ist nötig um die strukturierte Seite der Maskenmembran vorderseitig auf den Maskenrahmen zu kleben, da die Strukturen während der Justierung

(Kapitel 4.2) sichtbar sein müssen. Das Ergebnis der Maske ist in Abbildung 4-12 zu sehen. Für den ersten Test wurde eine Maske mit einer Periode von $10\ \mu\text{m}$ und 50 % Design DC hergestellt. Nach der Galvanik wurde ein DC von ca. 60 % (Goldfläche) gemessen. Die Abweichung zum Design DC ist vermutlich auf eine zu hohe Laserintensität während des Schreibprozesses zurückzuführen.

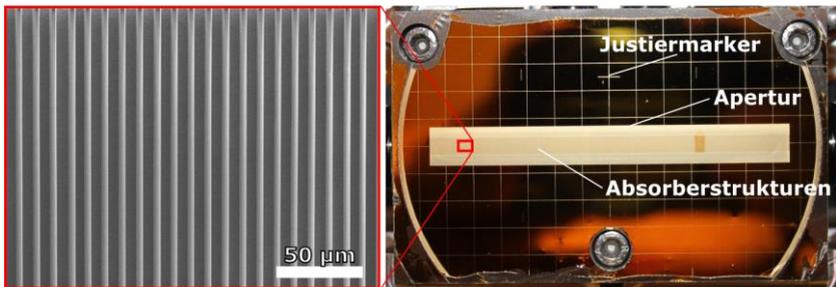


Abbildung 4-12: (b) Foto der Maskenoberfläche einer Maske für die bewegte Belichtung und (a) ein Detailausschnitt einer REM-Aufnahme des Strukturfeldes [67].

4.3.2 Substrat und Startgrund

Insbesondere für die Herstellung von großflächigen Röntgengittern ist ein robustes Substrat mit geringen Absorptionseigenschaften notwendig [49]. Aus diesem Grund wurde für die bewegte Belichtung ein 1 mm dickes Polyimid (Vespel SEK-3000, DuPont) Substrat verwendet. Das Substratformat hat sich aus Bauraumgründen in einer Größe von $92\ \text{mm} \times 170\ \text{mm}$ ergeben, wobei der strukturierbare Bereich auf ca. $65\ \text{mm} \times 165\ \text{mm}$ begrenzt ist. Als Galvanikstartschicht wurde das Substrat mit 7 nm Chrom und 50 nm Gold von der Firma Micromotive GmbH (Mainz, Deutschland) bedampft. Anschließend wurde ein Haftvermittler TI PRIME (MicroChemicals) aufgeschleudert. Das Beschichten mittels Rotationsbeschichtung ist bei

rechteckigen Substraten für sehr dünne Schichtdicken ($< 1 \mu\text{m}$) mit ausreichender Qualität durchführbar.

4.3.3 Belacken mit Fotolack

Für das Aufbringen des Fotolacks ist eine exakte und homogene Schichtdicke über die komplette zu belichtende Fläche essenziell. Für die unterschiedlichen Arten von Röntgengittern ist es notwendig, die Schichtdicke flexibel zwischen wenigen Mikrometern bis zu mehreren hundert Mikrometern einzustellen. Die Rotationsbeschichtung (engl. spin coating), die das aktuell übliche Verfahren am IMT zur Beschichtung von Substraten mit Fotolack ist, stößt jedoch an ihre Grenzen, wenn es um die Beschichtung von nicht rotationssymmetrischen Bauteilen geht, wie sie für die bewegte Belichtung benötigt werden. Um die großflächigen Substrate mit dem auf SU8 basierenden Fotolack MrX-10 bzw. MrX-50 (micro resist technology) beschichten zu können, wurde nach alternativen Verfahren gesucht. Hierbei wurden folgende Methoden betrachtet:

- Tauchbeschichten: Das Substrat wird in den Fotolack eingetaucht und wieder herausgezogen.
- Rakeln: Der auf das Substrat applizierte Fotolack wird über eine Rakel auf dem Substrat verteilt.
- Siebdruck: Der Fotolack wird mittels Rakel durch ein feinmaschiges Netz auf das Substrat gedrückt. Das Netz definiert dabei die resultierende Schichtdicke.

Die Vor- und Nachteile der einzelnen Techniken wurden bewertet und sind in Tabelle 4-3 dargestellt. Zur Vollständigkeit wurde auch das Rotationsbeschichten mit aufgeführt.

Tabelle 4-3: Vergleich der Beschichtungsmethoden für die Beschichtung von nicht rotations-symmetrischen Substraten mit Schichtdicken im Bereich bis zu mehreren 100 Mikrometern.

	Rotations- bestionsbe- schichten	Tauchbe- schichten	Rakeln	Siebdruck
Eignung für große Flächen	-	+	+	+
Homogenität der Schichtdicke	--	+	+	+
Materialverbrauch	-	--	+	-
Schichtdicken- kontrolle	+	+	+	--
Reproduzierbarkeit	+	+	+	++
Aufwand	+	+	+	--

Als Methode mit der besten Eignung konnte das Rakeln ermittelt werden. Hierbei wird eine bestimmte Menge an Fotolack vor einer Klinge, der sogenannten Rakel, auf das Substrat appliziert. Die Rakel hat dabei eine definierte Höhe über dem Substrat und wird mit konstanter Geschwindigkeit bewegt. Dadurch bildet sich aufgrund der Kapillarkräfte ein Meniskus im Fotolack zwischen dem Substrat und der Rakel aus, während ein Flüssigkeitsreservoir vor der Rakel hergeschoben wird. Die auf dem Substrat verbleibende Nassschichtdicke s_{nass} hängt dabei von der Meniskusform und damit von der Kapillarzahl C_a ab, die sich durch die Viskosität η der Flüssigkeit, der Ziehgeschwindigkeit v sowie der Oberflächenspannung γ nach [72], [73]

$$C_a = \frac{\eta v}{\gamma}. \quad (4-4)$$

ergibt. Bei Kapillarzahlen $C_a \ll 1$ kann die resultierende Nassschichtdicke durch

$$s_{nass} = 1.34 * C_a^{\frac{2}{3}} * R_d \quad (4-5)$$

Angenähert, werden wobei R_d für den Radius des Meniskus steht. Dieser Radius kann über die Form der Rakel, den Spaltabstand zwischen Rakel und Substrat sowie die Ziehgeschwindigkeit kontrolliert werden. Die resultierende Trockenschichtdicke $s_{trocken}$ ergibt sich aus dem Verhältnis der Nassfilm- zur Feststoffschichtdicke multipliziert mit der Nassschichtdicke.

Zur Erprobung dieser Methode wurde eine Rakel (ZUA 2000 Universal-Applikator, Zehntner) verwendet, die es erlaubt, Schichten mit einer Breite von 80 mm zu erzeugen. Hierbei kann eine Spalthöhe von 0 μm bis 3000 μm eingestellt werden. Bei ersten Versuchen wurde die Rakel per Hand über das Substrat geführt. Die hierbei zwangsläufig ungleichmäßig ausgeführte Ziehgeschwindigkeit führte jedoch zur Inhomogenität der Schichtdicke. Deshalb wurde zunächst ein Versuchsaufbau, bestehend aus einer Vakuumpalte und einer motorisierten Linearführung, erstellt und später ein automatisches Filmziehgerät (ZAA 2300, Zehntner) verwendet, das es erlaubt, die Rakel mit konstanter Geschwindigkeit zu bewegen. Um einen stationären Zustand mit laminarer Strömung beim Rakeln herzustellen, wurde die Rakel auf einem Rahmen, außerhalb des Substrates, beschleunigt und abgebremst. Damit konnte die komplette Fläche des Substrates gleichmäßig beschichtet werden.

Für die Beschichtungsversuche wurde sowohl die Ziehgeschwindigkeit, als auch die Spalthöhe variiert, um die idealen Parameter zu ermitteln. Die resultierende Trockenschichtdicke wurde nach dem „Soft bake“-Schritt an 40 Punkten des Substrates gemessen. Die Versuche haben gezeigt, dass mit zunehmendem Spaltabstand, und mit zunehmender Ziehgeschwindigkeit auch die Trockenschichtdicke zunimmt. Bei höheren Geschwindigkeiten steigen jedoch auch die Schichtdickenschwankungen. Der niedrig viskose Fotolack MrX-10 eignet sich dabei besser für die Erzeugung von niedrigen Trockenschichtdicken (15-100 μm), während der höher viskose Fotolack MrX-50 sich für höhere Trockenschichtdicken eignet (80-240 μm). Die

Ergebnisse einer der durchgeführten Testreihen lassen sich Abbildung 4-13 entnehmen. Weitere Messkurven können der Masterarbeit, Baumann 2016 [74] entnommen werden.

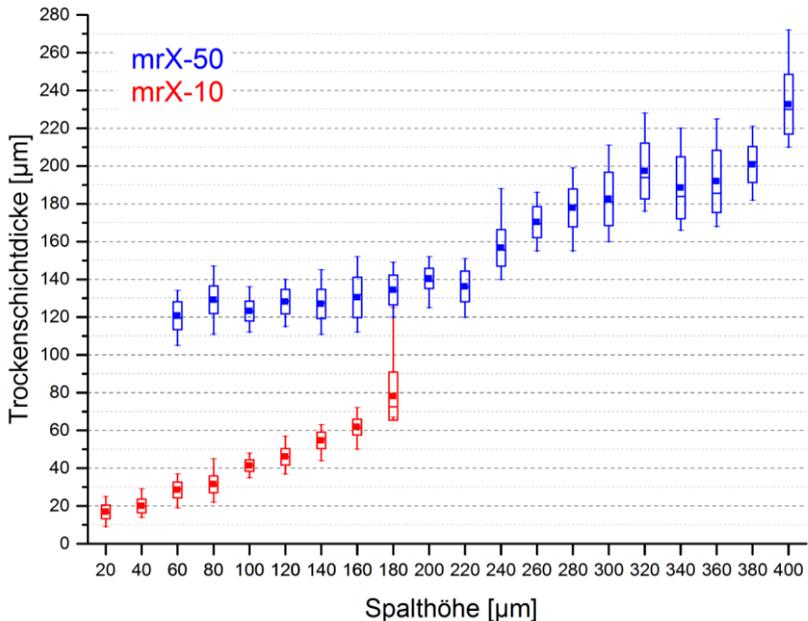


Abbildung 4-13: Die gemessene Trockenschichtdicke über der eingestellten Spalthöhe der Rakel bei einer Ziehgeschwindigkeit von 30 mm/s für die Fotolacktypen MrX-50 und MrX-10.

Um zu garantieren, dass die Eigenschaften des Fotolackes einer gerakelten Beschichtung sich nicht von denen der standardmäßigen Rotationsbeschichtung unterscheiden, und damit eine hohe Strukturqualität garantiert werden kann, wurden weiterführende Untersuchungen durchgeführt. Es wurden die mechanischen Eigenschaften mittels eines einachsigen Zugversuchs ermittelt, der Volumenschumpf mittels Gaspynometrie gemessen und der

Restlösemittelgehalt über die Masse berechnet. Hierbei zeigten sich lediglich ein leicht erhöhter Restlösemittelgehalt der Trockenschichtdicke gegenüber den rotationsbeschichteten Substraten um ca. 6 % bis 7 %. Dieser ist vermutlich auf die schlechte Wärmeleitfähigkeit des Kaptonsubstrates zurückzuführen und könnte durch einen längeren „soft bake“ kompensiert werden. Sowohl die Zugfestigkeit als auch der Elastizitätsmodul des Fotolackes nach der Belichtung zeigen keine signifikanten Unterschiede zu Fotolacken, die mit Rotationsbeschichtung auf das Substrat aufgebracht wurden. Für den Versuch wurden die Substrate für die Phasengitter mit einer Schichtdicke von 20 μm und die Substrate für die Analysatorgitter mit 60 μm beschichtet.

4.3.4 Belichtung

Die zur bewegten Belichtung entwickelten Instrumente wurden in den Scanner LIGA 1 eingebaut. Die Maskenjustierung wurde, wie in Kapitel 4.2 beschrieben, durchgeführt. Die Position der Maske wurde regelmäßig (mindestens nach jeder Injektion im Speicherring) mittels der Justierhilfen überprüft. Hierbei zeigten sich jedoch keine Abweichungen, die über die Messunsicherheiten hinausgehen. Der Proximity-Abstand wurde bei allen Proben auf 250 μm eingestellt.

Um Einflüsse eines eventuellen Umkehrspiels in der Scannerführung zu vermeiden, wurde die Geschwindigkeit des Scanners so eingestellt, dass bei allen Gittern die Standard Tiefendosis „bottom dose“ von 160 J/cm^3 in einer kontinuierlichen Bewegung eingebracht werden konnte. Die Scangeschwindigkeit wurde auf Basis des eingesetzten Filtersatzes, der Maskenmembran, des Strahlprofils, des Ringstroms und der Maskenapertur mithilfe von DoseSim berechnet [75], [76]. Nach der Belichtung wurden die Substrate nach dem Standard LIGA-Prozess entwickelt und galvanisiert [21], [70], [71].

4.3.5 Galvanik

Da die Phasengitter mit einer Lackhöhe von 20 μm und einer Gitterperiode von 10 μm lediglich ein Aspektverhältnis von 4/1 haben, konnten sie mit der konventionellen Nickelgalvanik galvanisiert werden. Um ein Kollabieren der Strukturen der Absorptionsgitter mit einem Aspektverhältnis von 12/1 durch thermischen Stress zu verhindern, wurde eine „kalte“ Goldgalvanik bei 27 C bis 30°C verwendet. Je größer die Gitterfläche wird, desto stärker treten Effekte auf, die zu einer inhomogenen Galvanikhöhe führen. Um den „Hundeknocheneffekt“ (überhöhter Schichtaufbau im Kanten-/Eckenbereich) zu vermeiden, wurde ein Rahmen aus Plexiglas mit einer Höhe von 30 mm hergestellt, der das Strukturfeld umschließt. Dadurch werden seitlich eintreffende Stromlinien, die zu einer höheren Stromdichte im Bad führen, unterbrochen. Somit kann eine gleichmäßigere Stromverteilung über das komplette Substrat, und damit eine homogene Galvanikgeschwindigkeit, erreicht werden.

In Abbildung 4-14 ist das fertige Analysatorgitter nach der Galvanik mit 10 μm Periode und Goldlamellen mit einem Aspektverhältnis von 11/1 zu sehen. Die Fläche des strukturierten Bereiches beträgt 65 mm \times 165 mm. Eine genaue Messung der Galvanikhöhe ist aufgrund von technischen Beschränkungen nicht zerstörungsfrei möglich. Das gemessene Tastverhältnis beträgt ca. 60 % womit dieses mit dem Tastverhältnis der Maske im Rahmen der Messgenauigkeit von ca. 5 % übereinstimmt. Dies deutet auf eine ausreichend gute Justierung der Maske in der Rotationsrichtung um die optische Achse, mit besser als 170 μrad , hin.

Besonders kritisch für die Bildqualität eines Gitterinterferometers sind wellenförmige Deformationen der Gitterlamellen mit einer Periode, die kleiner ist als die Ausdehnung eines Pixels. Das Detailbild in Abbildung 4-14 zeigt eine REM-Aufnahme eines Gitterausschnitts, der eine Fläche von ca. sechs Pixel auf einem konventionellen Röntgendetektor abdeckt. In dieser Region sowie jeder anderen inspizierten Region konnte keine Welligkeit

beobachtet werden. Dies deutet darauf hin, dass die Scannerführung am LIGA 1-Scanner mit einer hinreichenden Genauigkeit abläuft und keine Defekte mit kritischen Dimensionen erzeugt.

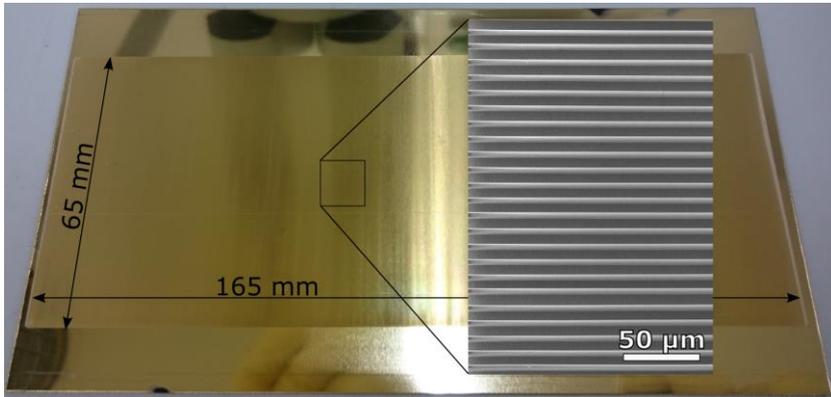


Abbildung 4-14: Analysatorgitter (1397-9), welches mit der bewegten Belichtung produziert wurde, nach der kalten Galvanik mit einer Periode von 10 μm und einer Goldhöhe von ca. 55 μm. Das Detailbild zeigt eine REM-Aufnahme mit fehlerfreien Strukturen [67].

4.3.6 Analyse der Gitter aus der dynamischen Belichtung

Mit den hergestellten Gittern wurde am CT-Labor am ANKA ein Talbot-Lau Interferometer aufgebaut (Abbildung 4-15). Eine Röntgenröhre (XWT-225-SE, X-RAY WorX) mit Wolfram-Anode wurde mit 38 kVp Beschleunigungsspannung und 1,16 mA Stromstärke betrieben, um ein Spektrum mit 27 keV mittlerer Energie zu erzeugen. Eine Aperturblende direkt hinter der Röntgenquelle reduzierte die Strahldivergenz und damit auftretende Streustrahlung für das symmetrische Interferometer mit einer Gitterperiode von 10 μm bei allen Gittern wurde ein Zwischengitterabstand von 545 mm eingestellt wurden. Ein Standard LIGA-Gitter auf einem 4-Zoll-Siliziumwafer diente als Quellgitter. Alle Gitter wurden entsprechend ihres Quellabstandes

zylindrisch entlang der Lamellenrichtung gebogen um Schattenartefakte zu vermeiden. Hierfür wurde das Prinzip des Knickens nach Kapitel 3.2.3 verwendet. Das Objekt wurde strahlabwärts vom Phasengitter positioniert. Es wurde ein energieintegrierender Detektor (Dexela 1207, PerkinElmer) mit einer Pixelgröße von $74,8 \mu\text{m}$ benutzt wobei die Größe der sensitiven Fläche des Detektors $115,2 \text{ mm} \times 64,8 \text{ mm}$ betrug und damit das Sehfeld limitierte.

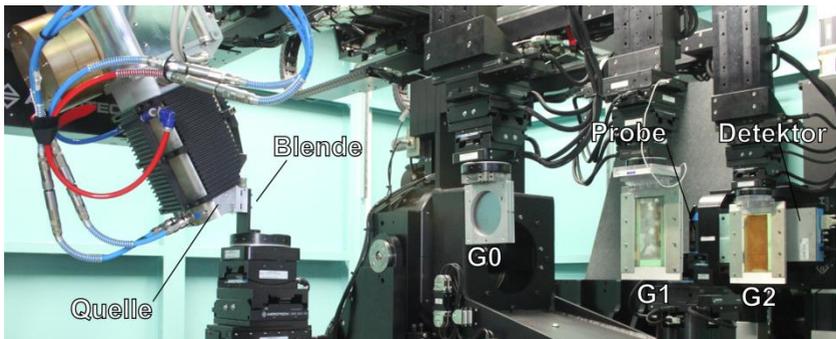


Abbildung 4-15: Das gitterbasierte Talbot-Lau Interferometer im CT-Labor an ANKA mit einer Röntgenröhre, einer Aperturblende, einem Quellgitter (G0), einem Phasengitter (G1), einem Analysatorgitter (G2) und dem Detektor [67].

Die Visibilitätsverteilung über den kompletten Detektor ist in Abbildung 4-16 zu sehen. Es wurde eine maximale Visibilität von 42 % und eine durchschnittliche Visibilität von 24,7 % über den kompletten Detektor erreicht.

Die zwei kreisförmigen Artefakte im Bild wurden durch zwei Defekte im Fotolack erzeugt, die bei der Galvanik zu lokaler Übergalvanisierung geführt haben. Die horizontale Linie mit reduzierter Visibilität basiert auf einem Defekt in der Maske mit der Breite von wenigen Perioden, der bei der Belichtung über das komplette Strukturfeld belichtet wurde. Die reduzierte Visibilität an der unteren Kante und die niederfrequenten Visibilitätsvariationen über das komplette Sehfeld basieren hauptsächlich auf der Inhomogenität der Nickelhöhe vom Phasengitter. Dies wurde durch Querverpro-

bung mit anderen Gittern verifiziert. Bei Kombination mit anderen Quell- und Analysatorgittern ergaben sich vergleichbare Verteilungen. Das Rauschen am äußersten oberen Detektorrand entstand durch eine Bleiabschirmung, die teilweise in das Sehfeld ragte.

Die dargestellten Ergebnisse sind Resultate erster Versuche der mit der bewegten Belichtung hergestellten Röntgengitter. Die Qualität und Quantität der Defekte ist durchaus vergleichbar mit ähnlichen Gittern, die mittels Standard LIGA-Verfahren hergestellt wurden. Eine Qualitätsverbesserung kann durch weitere Optimierung der einzelnen Prozessschritte erreicht werden.

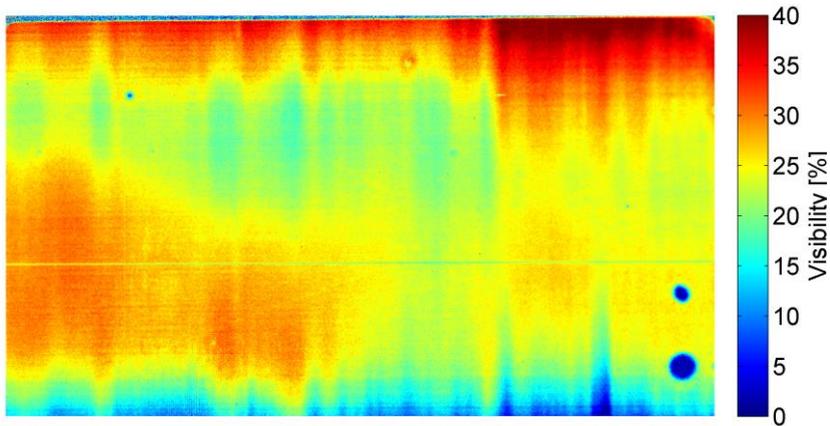


Abbildung 4-16: Visibilitätskarte des kompletten Sehfeldes des Interferometers mit einem Maximum von 42 % und einem Durchschnitt von 24,7 % [67].

Ein Markierer (brillant, Schneider) wurde als Objekt für die ersten Tests verwendet. Ein Bild des Stiftes in seiner vollen Größe von 12 cm lässt sich Abbildung 4-17 a entnehmen. Aufgrund der 1,25-fachen Vergrößerung des Aufbaus mit konischem Strahlprofil konnte der Stift nicht in voller Größe

abgebildet werden. Die Abschwächung der Röntgenstrahlen ist im Transmissionskontrast in (Abbildung 4-17 b) abgebildet. Die dunklen Regionen markieren Bereiche mit hoher Absorption. Im Dunkelfeldkontrast (Abbildung 4-17 c) markieren dunkle Bereiche Regionen mit starker Streuwirkung auf die Röntgenstrahlen, wie zum Beispiel der poröse Schwamm des Tintenreservoirs. Im Phasenkontrast (Abbildung 4-17 d) ist der Phasengradient zu sehen, der bei dem Durchgang der Röntgenwelle durch das Material erzeugt wird. Regionen mit sich sprunghaft ändernden Phaseninformationen, erzeugen Phasenkompaktierung „phase wrapping“ und damit ein undefiniertes Rauschen im Bild.

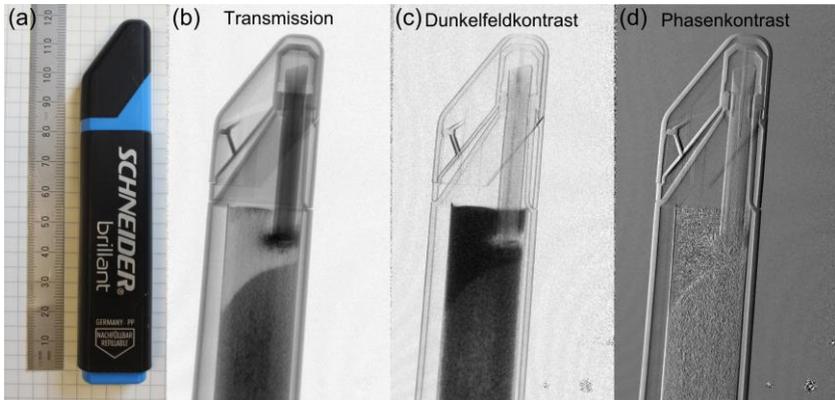


Abbildung 4-17: Bild eines Markierers (brillant, Schneider) mit Maßstab (a) und die drei Arten des Kontrastes der Röntgenbildgebung: (b) Transmission, (c) Dunkelfeld, (d) Phasenkontrast. Das Objekt wurde mit 1,25x vergrößert [67].

5 Montage von Röntgengitterkacheln

Eine Möglichkeit, mit den vorhandenen Röntgengittern ein großes Sehfeld zu erzeugen, ist das Kacheln. Hierbei sollen die hergestellten Strukturen zu einem großen Substrat zusammengefügt werden, wie es in Abbildung 5-1 dargestellt ist. Dafür muss die strukturierte Fläche eines Substrates ausgeschnitten werden um randlos mit weiteren Gitterkacheln auf einem Trägersubstrat zu einem großen Gitter gekachelt zu werden [56], [77], [78].

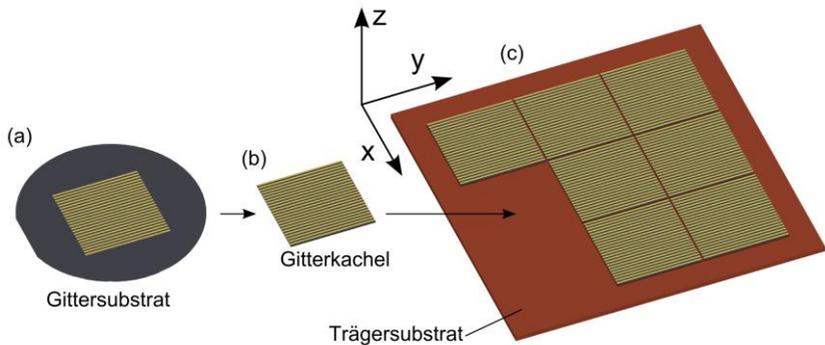


Abbildung 5-1: Kacheln von mehreren kleinen Röntgengittern zur Erzeugung eines großen Sehfeldes [79].

Grundsätzlich können zwei Ansätze bei der Bildgebung unterschieden werden, die Weitfeld-Bildgebung und die scannende-Bildgebung. Bei der Weitfeld-Bildgebung muss das Bildfeld mindestens die gleiche Größe wie das Objekt haben. Bei der scannenden-Bildgebung [80] ist ein Sehfeld, das zumindest in einer Dimension der Objektgröße entspricht, zumeist ein Schlitz, ausreichend. Das Sehfeld wird relativ zum Objekt bewegt um dieses abzuscanen. Die Gittergröße für den scannenden Ansatz kann somit kleiner

sein. Dieser Vorteil wird jedoch durch eine längere Aufnahmezeit erkaufte. Um beide Bildgebungsmethoden zu adressieren, wird das eindimensionale (1D) Kacheln [81], bei dem lediglich Gitterkacheln in eine Dimension aneinandergereiht werden, und das zweidimensionale (2D) Kacheln [23], [79], bei dem Gitterkacheln in beide Dimensionen aneinandergereiht werden, verfolgt.

Bei beiden Techniken werden Gitterkacheln verwendet, bei denen es sich um mikrostrukturierte Bauteile handelt welche eine hohe Lagegenauigkeit erfordern um Bildartefakte zu vermeiden. Nach der Positionierung müssen die Gitterkacheln stabil an ihrer Position fixiert werden, wobei die Fixierung möglichst keinen Einfluss auf die Bildqualität nehmen sollte. In den folgenden Kapiteln werden sowohl die Genauigkeitsanforderungen an die Positionierung der Kacheln als auch die Möglichkeiten betrachtet, diese zu erreichen und zu fixieren.

5.1 Notwendige Positioniergenauigkeit der Kacheln

Um das Aufsummieren von Messfehlern zu vermeiden, muss beim Kacheln ein Referenzgitter definiert werden, zu welchem alle anderen Gitter positioniert werden. In Abbildung 5-2 ist zu sehen, wie die Gitter im dreidimensionalen Raum mit sechs Freiheitsgraden positioniert werden müssen. Die minimale Anforderung an die Positioniergenauigkeit ergibt sich durch Parameter wie die Strukturgröße, die Detektorpixelgröße, die Größe des Brennflecks der Röntgenröhre, den Vergrößerungsfaktor und den akzeptablen Bildqualitätsverlust. Jeder Freiheitsgrad ist unterschiedlich kritisch weshalb die Positioniertoleranz separat betrachtet werden muss [77], [78], [81].

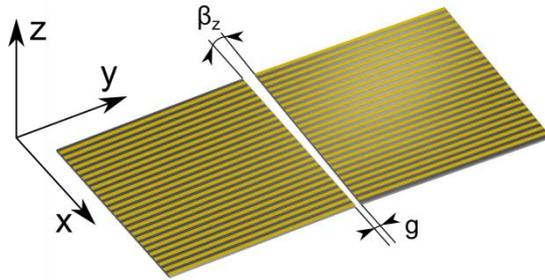


Abbildung 5-2: Zwei Gitterkacheln im dreidimensionalen Raum mit sechs Freiheitsgraden eines jeden Gitters. Die kritischsten Größen für die Positionierung sind der Justierfehler um die optische Achse (z-Achse) β_z , und die Fugenbreite g [81].

Ein Justierfehler der Gitterkacheln entlang der optischen Achse (z-Achse) sowie die Rotation um die x- und y-Achse beeinflussen in erster Linie den Zwischengitterabstand. Die Toleranzen in dieser Dimension sind entspannt, weil die Intensitätsmaxima des Talbot-Teppichs durch die polychromierte Beleuchtung einer Röntgenröhre ausgeschmiert werden [82], [83]. Durch die Abstandsänderung ergibt sich lediglich eine leichte Abweichung in der projizierten Periode, was zum Auftreten von Moiré-Streifen auf dem Detektor führt. Ein signifikanter Einfluss auf die Bildqualität wird jedoch erst ab einer Abweichung im Bereich von einigen Millimetern erwartet [84].

Ein Justierfehler um die y-Achse führt aufgrund des hohen Aspektverhältnisses zu Schattenartefakten [50], [85], wie bereits in Kapitel 1 betrachtet. Aus der Untersuchung geht hervor, dass ein signifikanter Einfluss auf die Sensitivität etwa ab einem Winkel von einem halben Aspektverhältnis zu erwarten ist. Dies bedeutet für Gitter mit einem Aspektverhältnis von $AR=100/1$ einen kritischen Winkel von 5 mrad ($\sim 0.3^\circ$). Da die Gitterlamellen senkrecht auf dem Gittersubstrat stehen, kann dieses als Basis für die Justierung genutzt werden.

Um den Einfluss der übrigen Freiheitsgrade, wie die Rotation um die optische Achse (z-Rotation) oder die Fugengröße, abzuschätzen, müssen

aufwendigere Überlegungen angestellt werden, die im Folgenden beschrieben werden.

5.1.1 Laterale Positionierung in x- und y-Richtung (Fugen)

Tritt zwischen zwei Gitterkacheln eine Fuge auf, so kann die Röntgenstrahlung durch diese frei propagieren, ohne eine Modulation zu erfahren. Die Breite des Bereichs W auf dem Detektor, der von der Fuge zwischen zwei Gitterkacheln beeinflusst wird, ist abhängig von der Fugenbreite g selbst, dem Vergrößerungsfaktor M und der Quellfleckgröße s der Röntgenquelle. Dabei ist der Vergrößerungsfaktor durch

$$M = \frac{D}{D - d} \quad (5-1)$$

Gegeben, wobei D der Abstand zwischen Quelle und Detektor ist und d der Abstand von Gitter zu Detektor. Es müssen drei Fälle unterschieden werden (Abbildung 5-3).

Im ersten Fall (Abbildung 5-3a) ist der Quellfleck $s < g * D/d$, und die modulierten Bereiche der benachbarten Gitter überlappen nicht. Dies führt zu einem Totalausfall der Modulationsamplitude in der zentralen Region W_0 . Dennoch entsteht eine Region mit reduzierter Modulationsamplitude W und somit auch reduzierter Visibilität durch den Anteil der Strahlung, die unmoduliert durch die Fuge geht.

Im zweiten Fall (Abbildung 5-3b) gilt $s > g * D/d$, der Quellfleck ist also so groß, dass sich die modulierten Bereiche der beiden benachbarten Gitter überlappen (Abbildung 5-3 (b)). Hierbei mischen sich die Bereiche der teilweise modulierten Intensität der Nachbargitter im zentralen Bereich W_0 .

Für die beiden ersten Fälle kann die Breite der Region mit reduzierter Modulationsamplitude durch

$$W = Mg + (M - 1)s \quad (5-2)$$

beschrieben werden. Die Breite der zentralen Region ohne bzw. mit undefinierter Modulationsamplitude kann durch

$$W_0 = |Mg - (M - 1)s| \quad (5-3)$$

beschrieben werden.

Bei sehr großem Quellfleck, kurzem Quell- zu G0-Abstand und großem G0-Aspektverhältnis AR kann es dazu kommen, dass der Divergenzwinkel der Strahlung durch das G0 begrenzt wird (Abbildung 5-3c). Dies ist gegeben wenn

$$s > 2 \frac{l}{AR} \quad (5-4)$$

Theoretisch kann auch das G1 oder G2 den Divergenzwinkel begrenzen. Praktisch ist dies aber aufgrund des großen Quell- zu Gitterabstandes jedoch irrelevant. Da der Divergenzwinkel nur orthogonal zu den Gitterlamellen begrenzt wird, werden nur die Fugen entlang der Lamellenrichtung davon beeinflusst. Eine Anpassung der Gitter an den konischen Strahl, z. B. durch zylindrisches Biegen, wird in diesem Fall vorausgesetzt. Der resultierende Divergenzwinkel φ_{div} ergibt sich zu:

$$\varphi_{div} = 2 * \arctan(AR^{-1}) \quad (5-5)$$

Dadurch werden auch die Bereiche auf dem Detektor verkleinert, auf welche die Fuge einen Einfluss hat. Die Bereiche ergeben sich aus

$$W_\varphi = g + 2 \frac{d}{AR} \quad (5-6)$$

und

$$W_{0\varphi} = \left| g - 2 \frac{d}{AR} \right| \quad (5-7)$$

Bei allen Fällen bleibt selbst bei sehr kleinen Fugenbreiten bzw. der Fugenbreite $g = 0$ immer der zentrale Bereich W_0 mit undefinierter Modulationsamplitude übrig, wenn der Quellfleck eine große Ausdehnung hat. Um in diesem Bereich die Modulationsamplitude zu optimieren, müssten die Kachelnachbarn phasenrichtig positioniert werden. Bei einer Gitterperiode von $10 \mu\text{m}$ müsste die Positioniergenauigkeit im Bereich von wenigen hundert Nanometern liegen. Dies bedeutet jedoch einen sehr hohen Aufwand, weshalb zunächst versucht wird, den Bereich mit reduzierter Bildqualität auf ein Minimum, ideal auf deutlich weniger als eine Pixelbreite auf dem Detektor, zu beschränken.

Die Darstellung der Modulationsamplitude ist vereinfacht, da der Quellfleck in der Realität keine scharfe Abgrenzung hat und auch die Abschattungseffekte der Gitter, wie in den Experimenten in Kapitel 1 gezeigt, kontinuierlich zunehmen. In der Realität werden stetige Grenzen von W und W_0 erwartet.

In allen drei Fällen muss berücksichtigt werden, dass die resultierende Modulationsamplitude über die Fläche des gesamten Pixels integriert wird. Daraus ergibt sich die Visibilität, die in dem Pixel gemessen werden kann. Fällt z. B. die Mitte der Fuge genau auf die Mitte eines Pixels und hat dieses Pixel genau die Breite W , dann führt die aufintegrierte Modulationsamplitude zu einem gewissen Rest an Visibilität, es sei denn, die beiden benachbarten Gitter sind genau um eine halbe Periode gegeneinander phasenverschoben.

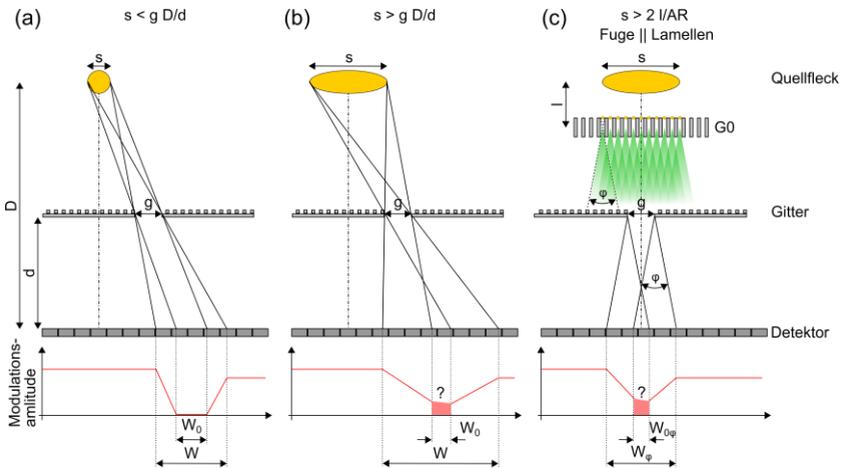


Abbildung 5-3: Ein Quellfleck mit der Ausdehnung s beleuchtet ein gekacheltes Gitter mit der Fugenbreite g . Ein qualitatives Profil der Bildqualität in Form der Modulationsamplitude ist über den Detektor aufgetragen, wobei eine Region W und eine Zentral Region W_0 mit reduzierter Bildqualität existieren. (a) Wenn die Quellfleckgröße kleiner ist als die projizierte Fugenbreite, wird die Modulationsamplitude in der Region W_0 gleich null. (b) Wenn die Quellfleckgröße größer ist als die projizierte Fugenbreite, dann ist die Modulationsamplitude in der Region W_0 abhängig von der Phasendifferenz der beiden Gitter und damit undefiniert. (c) Falls die Divergenz orthogonal zur Lamellenrichtung durch das G0 begrenzt wird, hat dies Einfluss auf die Fugen parallel zu den Gitterlamellen [81].

Durch die Projektionsvergrößerung hat die Fugengröße einen umso größeren Einfluss, je näher das Gitter an der Quelle ist. Da die Größe von Quellgittern für die meisten Anwendungen keiner Flächenvergrößerung bedarf, ist dies besonders für Phasengitter kritisch. Hierbei haben vor allem die unterschiedlichen Geometrien von Interferometern einen Einfluss. Es kann zwischen drei Arten und den sich daraus ergebenden Vergrößerungsfaktoren unterschieden werden: invers, symmetrisch und konventionell [86]. Im Falle einer symmetrischen Interferometer-Geometrie mit einer Quellgröße von 1 mm führt auch eine Fugenbreite von 0 mm zu einem 1 mm

breiten Bereich mit reduzierter Bildqualität, wenn nicht phasenrichtig gekachelt werden kann. Bei inversen Geometrien wird dieser Wert umso kritischer. Unter Berücksichtigung der Formel (5-2) ist in Abbildung 5-4 die Breite der Region W für die verschiedenen Geometrien exemplarisch aufgetragen.

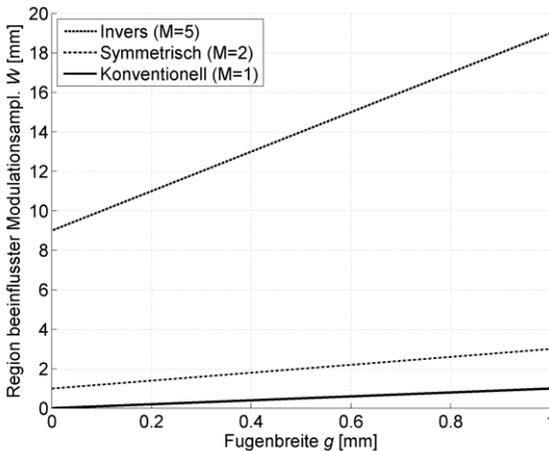


Abbildung 5-4: Die Breite der Region W mit reduzierter Modulationsamplitude über die Fugenbreite g im Phasengitter für eine Quellfleckgröße von 1 mm und drei verschiedene Geometrien für Interferometer (invers, symmetrisch und konventionell) und typische Vergrößerungsfaktoren M [81].

5.1.2 Rotatorische Positionierung

Grundprinzip eines Talbot Interferometers ist es, dass ein Phasengitter (G1) eine periodische Phasenmodulation auf eine Wellenfront aufprägt, wodurch sich in einem fraktionellen Talbot-Abstand eine gitterförmige Intensitätsverteilung mit der projizierten Periode p_e^* ergibt. An dieser Position wird ein Analysatorgitter (G2) mit der Periode p_2 eingesetzt. Für optimale Visibilität

und damit hohe Bildqualität ist es notwendig, dass die beiden Muster genau aufeinander passen, wie es in Abbildung 5-5a zu sehen ist. Wenn eines der beiden Gitter um die optische Achse rotiert wird, dann entsteht auf dem Detektor ein Moiré-Streifen mit der Periode

$$k = \frac{p_z}{2 \sin\left(\frac{\beta_z}{2}\right)}. \quad (5-8)$$

Für den Fall, dass der Abstand k der Moiré-Streifen gleich der Pixelgröße ($k = px$) wird, fällt die Visibilität auf 0 %, da die Phasenverschiebungskurve nicht mehr aufgelöst werden kann. Im realistischen Fall mit $p_z \ll px$ führt die Kleinwinkelapproximation zu

$$\beta_z(0 \% \text{ Visibilität}) = \frac{p_z}{px}. \quad (5-9)$$

Dieser Fall ist in Abbildung 5-5c dargestellt. Somit dominiert das Verhältnis der Gitterperiode des Analysatorgitters zur Pixelgröße des Detektors die Empfindlichkeit des Aufbaus auf Winkelfehler um die optische Achse.

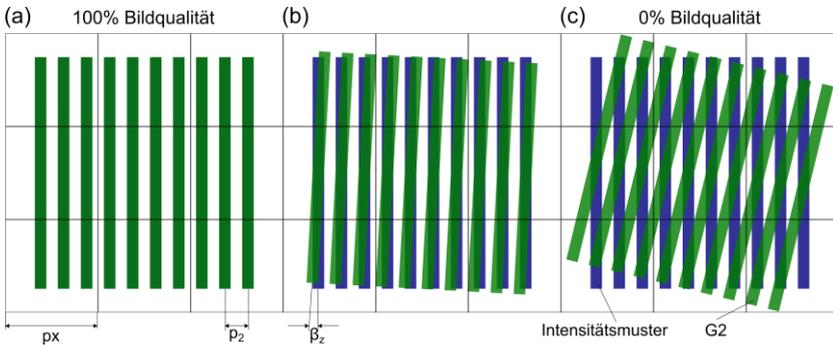


Abbildung 5-5: Die Gitterstruktur eines Analysatorgitters (G2) mit einer Gitterperiode von p_2 ist mit einem Intensitätsmuster, das hinter Phasengitter (G1) entsteht, überlagert. Das aufsummierte Intensitätsmuster wird vom Detektor mit der Pixelgröße px detektiert. Abhängig vom Winkelfehler β_z um die optische Achse zwischen G1 und G2 entsteht ein Moiré-Muster. Die Frequenz der Moiré-Streifen erhöht sich mit steigendem Winkelfehler. Die Bildqualität wird auf 0 % reduziert, wenn die Periode der Moiré-Streifen die Pixelgröße erreicht [81].

Um den Einfluss von Winkel Fehlern um die optische Achse im Bereich von $\beta_z(0\%) \rightarrow \beta_z(100\%)$ (Abbildung 5-5 b) zu analysieren, müssen aufwendige Überlegungen getroffen werden, weshalb eine Simulation durchgeführt wurde. Für die Simulation wurde die Intensitätsverteilung I_z eines Talbot-Teppichs nach einem G1 mit einem perfekten G2 mit totaler Absorption an den Stegen und totaler Transmission in den Zwischenräumen überlagert, wie es in Abbildung 5-6 dargestellt ist. Die Gitterperioden werden so gewählt, dass das projizierte Intensitätsprofil des Talbot-Teppichs p_e^* zur Periode des Analysatorgitters p_2 ($p_e^* = p_2$) passt.

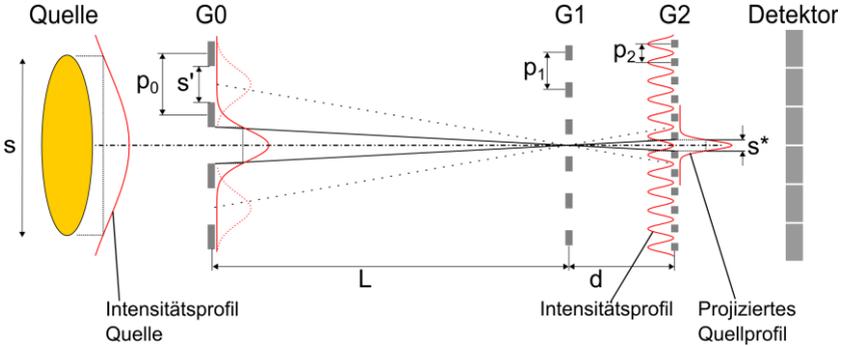


Abbildung 5-6: Ein Talbot-Lau Interferometer, bestehend aus einem Quellfleck mit der Größe s und einer gaußförmigen Intensitätsverteilung, wird durch ein Quellgitter (G0) mit der Periode p_0 in eine Anzahl kleiner gaußförmiger Quellen aufgeteilt. In einem Abstand L zum G0 ist ein Phasengitter (G1) mit der Periode p_1 aufgestellt, das in einem fraktionellen Talbot-Abstand d ein Intensitätsmuster mit der Periode p_e^* erzeugt. Im selben Abstand wie das Intensitätsprofil ist das Analysatorgitter (G2) positioniert, dessen Periode p_2 zu der projizierten Periode p_e^* passt. Die resultierende Intensität nach dem G2 kann durch den Detektor analysiert werden [81].

Das Intensitätsmuster an der Position des G2, das durch eine polychromatische Punktlichtquelle erzeugt wird, kann durch eine sinusförmige Funktion beschrieben werden [87]

$$I_z^{Punkt}(x, y) = I_0 \left[1 + \sin \left(\frac{2\pi x}{p_2} \right) \right], \quad (5-10)$$

wobei I_0 die maximale Intensität darstellt und x die laterale Koordinate orthogonal zur Lamellenrichtung sowie y die laterale Koordinate entlang der Lamellenrichtung. Das Intensitätsmuster $I_z^{ext}(x, y)$ an der Position des G2 erzeugt durch eine ausgedehnte Quelle, kann durch die Faltung des Intensitätsmusters einer Punktquelle $I_z^{Punkt}(x, y)$ mit dem projizierten Quellfleckprofil $g^*(x, y)$ erzeugt werden [87].

$$I_z^{ext}(x, y) = I_z^{Punkt}(x, y) \otimes g^*(x, y) \quad (5-11)$$

Das Profil eines ausgedehnten Quellflecks kann durch eine zweidimensionale Gaußfunktion mit der Standardabweichung σ_x und σ_y angenommen werden.

$$g(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_y} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x^2}{\sigma_x^2} + \frac{y^2}{\sigma_y^2}\right)} \quad (5-12)$$

Die projizierte Standardabweichung σ_x^* und σ_y^* wird mittels des Zwischengitter-Vergrößerungsfaktors $M_s = \frac{d}{L}$ durch

$$\sigma^* = \sigma M_s = \sigma \frac{d}{L} \quad (5-13)$$

berechnet. In der Realität existieren jedoch keine Punktlichtquellen sondern die Ausdehnung der Quellflecke von Röntgenröhren für die medizinische Bildgebung liegt üblicherweise im Bereich von mehreren hundert Mikrometern. Damit es trotz ausgedehntem, räumlich inkohärenten Quellfleck zur Entstehung eines periodischen Intensitätsmusters am G2 kommt, wird ein Quellgitter eingesetzt, das den großen Quellfleck in viele kleinere aufteilt [19], [34]. Dieses Gitter kann auch als Reihe von Schlitzaperturen gesehen werden, wobei jeder Schlitz eine virtuelle Quelle mit der Größe s' darstellt. Die Gitterperiode des Quellgitters muss in diesem Falls so gewählt werden, dass sich die erzeugten Intensitätsmuster der einzelnen virtuellen Quellen inkohärent in der Analysatorebene (Position des G2) aufsummieren. Diese Bedingung ist für Quellgitterperiode p_0 erfüllt, wenn:

$$p_0 = \frac{p_e^* L}{d} = \frac{p_2 L}{d}. \quad (5-14)$$

Dadurch verschiebt sich das Intensitätsmuster am G2 um genau eine Periode p_e^* . Zusätzlich muss eine ausreichende räumliche Kohärenz gegeben sein. Die eigentliche räumliche Kohärenz ξ_c ist definiert als [88]

$$\xi_c = \frac{\lambda L}{s'} , \quad (5-15)$$

mit der Wellenlänge λ , der virtuellen Quellfleckgröße s' , und dem Quellabstand L . Grundvoraussetzung für die Entstehung eines Talbot-Teppichs ist es, dass eine ausreichende räumliche Kohärenz an der Position des Phasengitters gegeben ist. Dies ist der Fall, wenn

$$\xi_c = np_e^* \quad (5-16)$$

erfüllt ist, wobei n den fraktionellen Talbot-Abstand ($n = 1,3,5, \dots$) angibt, in welchem das Analysatorgitter positioniert wird. Setzt man Formel (5-15) und (5-16) gleich, so erhält man die maximale Quellfleckgröße mit

$$s' \leq \frac{\lambda L}{p_e^* n} . \quad (5-17)$$

Eine ausreichende räumliche Kohärenz durch die Verwendung eines Quellgitters ist somit gegeben, wenn

$$p_0 \leq \frac{d\lambda}{p_2 n (1 - T)} . \quad (5-18)$$

Das Tastverhältnis T ist dabei definiert als Verhältnis zwischen Absorberbreite und Periode, was einen Bereich von 0 bis 1 ergibt. Die Wellenlänge bewegt sich bei Röntgenlicht in der Größenordnung von Ångström, und n ist der fraktionelle Talbot-Abstand. Weiterhin können d und L im Bereich von Metern angenommen werden, und p_0 und p_2 müssen im Mikrometerbereich sein. Damit ist für alle realistischen Interferometer die Kohärenzbedingung bereits durch Gleichung (5-14) erfüllt. Die Forderung aus Gleichung (5-18) muss somit nicht gesondert in der Simulation berücksichtigt werden.

Für die Quellfleckgröße bzw. die Öffnung des G0 kann die Halbwertsbreite ($FWHM$) des Gaußprofils ($FWHM = p_0(1 - T_0)$) definiert werden. Die Halbwertsbreite und Standardabweichung stehen im Bezug nach

$$\sigma = \frac{FWHM}{2\sqrt{2 \ln(2)}} = \frac{p_0(1-T)}{2\sqrt{2 \ln(2)}}. \quad (5-19)$$

Kombiniert man die Formeln (5-13), (5-14) und (5-19), dann erhält man für die Standardabweichung der Quellfleckgröße

$$\sigma^* = \sigma_x^* = \frac{p_2(1-T)}{2\sqrt{2 \ln(2)}}. \quad (5-20)$$

Diese hängt nicht von den Gitterabständen ab, sondern ist aufgrund der Geometriebedingungen durch die Periode p_2 und das Tastverhältnis der Gitter gegeben. Die Simulation ist damit für alle Geometrien (symmetrisch, invers und konventionell) gültig. Die Standardabweichung entlang der Lamellen in y -Richtung kann als sehr groß betrachtet werden, da die Gitter lediglich orthogonal zur Lamellenrichtung modulieren. Setzt man Formel (5-20) in Formel (5-12) ein und geht davon aus, dass $\sigma_x = \sigma_y = \sigma$ ist, dann erhält man:

$$g(x, y) = \frac{1}{2\pi \left(\frac{p_2(1-T)}{2\sqrt{2 \ln(2)}} \right)^2} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x^2 + y^2}{\left(\frac{p_2(1-T)}{2\sqrt{2 \ln(2)}} \right)^2} \right)} \quad (5-21)$$

Um eine gewisse Allgemeingültigkeit der Simulation zu schaffen, sind die getroffenen Annahmen noch einmal zusammengefasst:

- Das G2-Gitter besteht aus einer idealen Rechteckfunktion mit ideal abschattenden und ideal durchlässigen Bereichen.
- Das Intensitätsmuster $I_z^{ext}(x, y)$ hat die gleiche Periode wie das G2 ($p_e^* = p_2$).
- Die Halbwertsbreite des Quellflecks s ist durch die Schlitzbreite im G0 definiert.

- Die Gitter G0, G1 und G2 haben das gleiche Tastverhältnis.
- Die Gitter G0 und G1 werden als perfekt zueinander justiert angesehen.

Als objektives Kriterium für die Bildqualität kann der minimal auflösbare Ablenkwinkel der Röntgenstrahlung beim Durchgang durch die Probe a_{min} aus Formel (2-9) verwendet werden [36]–[38], [55], [89].

$$a_{min} = \frac{p_2}{2\pi d} * \frac{2}{V\sqrt{N}}$$

Mit der Visibilität V und der Anzahl der Photonen N . Für eine qualitative Aussage zur Bildqualität können die konstanten Faktoren p_2, π, d ignoriert werden, und somit ergibt sich die relative Sensitivität zu

$$A_{min} = V\sqrt{N}, \quad (5-22)$$

wobei die Visibilität bei der Simulation aus einer Phasenverschiebungskurve durch die Verschiebung des G2 erzeugt wird. Die Berechnung der Visibilität ergibt sich aus

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}. \quad (5-23)$$

Dabei geben I_{max} und I_{min} das jeweilige Maximum und Minimum der gemessenen Intensität an. Um die Pixelintensität zu berechnen, wurde zunächst das G1-Intensitätsmuster an der G2-Position berechnet, das die Fläche von einem Detektorpixel abdeckt. Das G2-Gitter wurde schrittweise um die optische Achse rotiert und mit dem G1-Intensitätsmuster überlagert. Für jeden Rotationsschritt wurde eine Phasenverschiebungskurve errechnet. Dafür wurde das Intensitätsmuster des G1 lateral um π verschoben. Durch die Multiplikation beider Muster und die Integration der Intensität über die komplette Pixelfläche können jeweils I_{max} und I_{min} errechnet werden. Für die Simulation wurde die Photonenzählrate durch die durchschnittliche Intensität

$$N = \frac{I_{min} + I_{max}}{2} \quad (5-24)$$

Repräsentiert, um den Einfluss des Tastverhältnisses von G0 und G2 zu berücksichtigen. Die Resultate der Simulation für die Visibilität und die Sensitivität sind in Abbildung 5-7 in Abhängigkeit von den Parametern: Tastverhältnis und Rotation um die optische Achse dargestellt. Die Visibilität hat ihr Optimum bei einem Tastverhältnis von $T = 0,73$. Dies bestätigt die Beschreibung durch Modregger *et al.* 2011 [55]. Dadurch, dass die relative Sensitivität die Photonzählrate, die mit erhöhtem Tastverhältnis abnimmt, berücksichtigt, ergibt sich hier ein Optimum bei $T = 0,64$. Sowohl die Visibilität als auch die Sensitivität sinken mit Vergrößerung des Rotationswinkels um die optische Achse.

Werden die Visibilität und die Sensitivität für alle Tastverhältnisse normiert, so zeigt sich, dass das Tastverhältnis keinen signifikanten Einfluss auf die Empfindlichkeit gegenüber einer Rotation um die optische Achse hat. In Abbildung 5-8 ist die normierte Sensitivität für exemplarische Tastverhältnisse über den Rotationswinkel dargestellt.

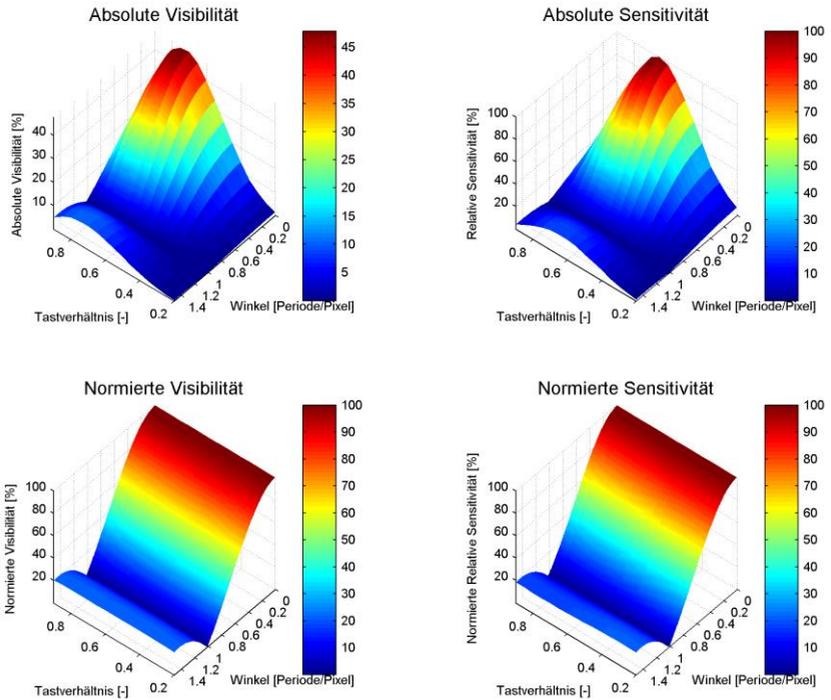


Abbildung 5-7: Simulationsergebnisse für die absolute Visibilität und die absolute Sensitivität sowie deren Normierung für das Tastverhältnis in Abhängigkeit von der Rotation von G1 zu G2 um die optische Achse.

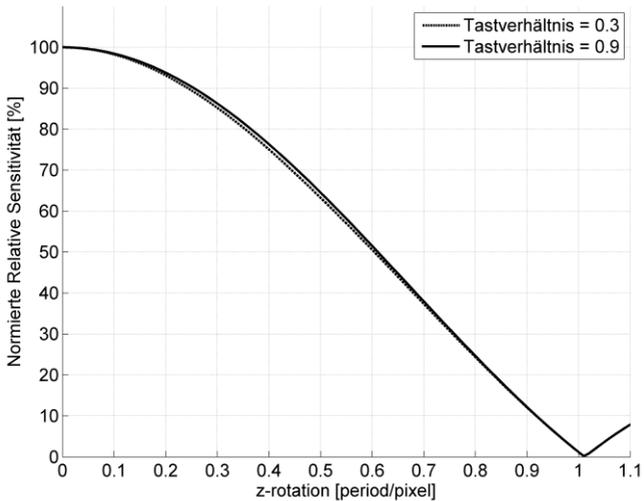


Abbildung 5-8: Trend der normierten relativen Sensitivität als Funktion des Rotationsfehlers zwischen G1 und G2 um die optische Achse (z-Achse) bei zwei exemplarischen Tastverhältnissen. Die Unterschiede zwischen den Tastverhältnissen können vernachlässigt werden.

Ziel ist es, beim Kacheln mindestens 90 % der Bildqualität und damit der relativen Sensitivität zu erhalten. Dabei ergibt sich für alle Tastverhältnisse bei $\beta_z(A = 90 \%) = 0.22 * \frac{p_z}{px}$. In Tabelle 5-1 sind die akzeptablen Winkel für verschiedene Perioden und Detektorpixelgrößen dargestellt. Bei der aktuell kleinsten Periode von 2,4 μm und einer Detektorpixelgröße von 500 μm liegt die maximale akzeptable z-Rotation bei 1 mrad. Bei vielen Anwendungen mit großem Sehfeld werden aktuell zwei oder mehr Detektorpixel zu einem Pixel zusammengefasst (binning), um Rechenzeit bei der Bildverarbeitung zu sparen. In diesem Fall erhöht sich die Anforderung an die Justiergenauigkeit entsprechend.

Tabelle 5-1: Maximaler akzeptabler Rotationsfehler [mrad] zwischen G1 und G2 um die z-Achse, um 90 % der Bildqualität zu erhalten in Abhängigkeit von Pixelgröße und Gitterperiode. Die Farbkodierung gibt qualitativ die Größe der akzeptablen Winkel an, wobei kleine Winkel (rot) aufwendiger herzustellen sind.

Periode [μm]	Pixelgröße [μm]										max. z-rotation [mrad]
	50	100	150	200	250	300	350	400	450	500	
1	4,4	2,2	1,4	1,1	0,8	0,7	0,6	0,5	0,4	0,4	
2,4	10,5	5,2	3,5	2,6	2,1	1,7	1,5	1,3	1,1	1,0	
3	13,2	6,6	4,4	3,3	2,6	2,2	1,8	1,6	1,4	1,3	
4	17,6	8,8	5,8	4,4	3,5	2,9	2,5	2,2	1,9	1,7	
5	22,0	11,0	7,3	5,5	4,4	3,6	3,1	2,7	2,4	2,2	
7	30,7	15,4	10,2	7,7	6,1	5,1	4,4	3,8	3,4	3,0	
10	43,9	22,0	14,6	11,0	8,8	7,3	6,2	5,5	4,8	4,4	
15	65,9	32,9	22,0	16,5	13,2	11,0	9,4	8,2	7,3	6,6	
20	87,7	43,9	29,3	22,0	17,6	14,6	12,5	11,0	9,7	8,8	

5.2 Fügen von Gitterkacheln

Nachdem die Gitterkacheln in die gewünschte Lage gebracht wurden, muss ihre Position untereinander fixiert werden. Wichtig ist, dass die Verbindung möglichst keinen Einfluss auf die Bildqualität hat, also wenig absorbiert, und die Röntgenstrahlung nicht streut. Besonders der Eintrag von Kleinwinkelstreuung in der Nähe des Phasengitters, wie sie durch z. B. poröse Materialien erzeugt wird, würde sich negativ auf die Bildqualität auswirken, da die Amplitude der Phasenverschiebungskurve gedämpft würde, wodurch die Visibilität reduziert wird [90]. Eine ungleichmäßige Phasenverschiebung kann hingegen durch eine Kalibrierung bis zu einem gewissen Maß kompensiert werden und ist daher irrelevant. Eine ungleichmäßig starke Absorption würde sich lediglich im vernachlässigbaren Maße auf die Rauschstatistik auswirken.

Theoretisch kommen zwei Arten der Verbindung infrage, die unmittelbare und die mittelbare Verbindung. Bei der unmittelbaren Verbindung werden die Gitterkacheln direkt miteinander verbunden, ohne dass ein weiteres Bauteil die Verbindung herstellt. Für die mittelbare Verbindung wird eine Art Trägersubstrat benötigt, auf dem alle Kacheln fixiert werden. Aufgrund der Kachelgeometrie sowie der Forderung nach einer relativ homogenen Abschwächung bietet der Einsatz einer mittelbaren Verbindung mittels Trägersubstrat große Vorteile.

Um die Kacheln mit dem Trägersubstrat zu verbinden, bietet die Fertigungstechnik wiederum drei grundsätzliche Varianten: formschlüssige, kraftschlüssige und stoffschlüssige Verbindungen. Da die Geometrie der Kacheln feststeht, können Elemente zur Form- und Kraftschlüssigen Verbindung nur bedingt hinzugefügt werden. Aus diesem Grund wird sich im Rahmen dieser Arbeit auf die mittelbare, stoffschlüssige Verbindung mittels Kleben auf ein Trägersubstrat konzentriert. Sowohl das ausgewählte Trägersubstrat als auch der Klebstoff müssen diese Anforderungen erfüllen. Zusätzlich müssen alle Materialien eine ausreichende Röntgenstabilität aufweisen.

Für die Klebstoffapplizierung stehen verschiedene Methoden zur Verfügung. Der Klebstoff kann bereits auf dem Trägersubstrat, oder der Gitterkachel appliziert sein, bevor die Gitterkachel positioniert wird. Dabei bieten sich z. B. der Siebdruck, das Aufstempeln oder das Rakeln an. Um den Klebstoff nach der tatsächlichen Kachelpositionierung zu applizieren, kann der Klebstoff mithilfe Kapillarwirkung entweder in Klebetaschen in Form von Kavitäten im Trägersubstrat oder direkt in einen definierten Spalt zwischen dem Trägersubstrat und der Kachel appliziert werden.

5.2.1 Niedrig absorbierende Materialien als Trägersubstrat

Für das mittelbare Kleben ist ein Trägersubstrat notwendig, das zum einen die notwendige Steifigkeit mitbringt und zum anderen möglichst wenig

Einfluss auf die Bildgebung nimmt, also wenig absorbiert und nicht streut. Aus Kapitel 3.2.4 geht hervor, dass es aus mechanischen Gründen des Biegens sinnvoll wäre, für die Gitterkacheln und das Gittersubstrat das gleiche Material zu wählen. Da bereits neben Silizium niedrig absorbierende Materialien wie Graphit, oder Polymere mittels LIGA mikrostrukturiert wurden [49], bietet es sich an, auch deren Verwendung als Trägersubstrat in Betracht zu ziehen, denn neben den Gittersubstraten selbst muss auch der Kachelträger aus einem geeigneten Material bestehen. Im Gegensatz zu den Gittersubstraten werden hier jedoch leicht andere Ansprüche gestellt, die wie folgt zusammengefasst werden können:

- Geringe Absorption im Röntgenspektrum
- Hohe Röntgenstabilität
- Homogen → keine Streuung von Röntgenstrahlung
- Geeignet zum Fügen mittels Klebstoffen

Der Massenabsorptionskoeffizient eines Elementes im Röntgenspektrum unter 30 keV ist proportional zu der dritten Potenz der Ordnungszahl. Ziel soll es also sein, möglichst leichte Elemente als Trägersubstrat zu verwenden. Deshalb ist jedes Material mit einer kleineren Ordnungszahl als Silizium ($Z=14$) ein potenziell besseres Substrat. Das Material mit der niedrigsten Ordnungszahl, das die Rahmenbedingungen für die LIGA-Prozessierung erfüllt, ist Beryllium ($Z=4$) gefolgt von Bohr ($Z=5$). Jedoch kommen diese Materialien aufgrund ihrer Toxizität bzw. aufgrund ihrer Verfügbarkeit nicht infrage. Das erste passende Element ist Kohlenstoff ($Z=6$) in seiner reinen Form als Graphit oder als Polymer in Form von Kunststoffen. Bei medizinischen Anwendungen, bei denen die Photonenenergien > 20 keV sind, ist es das Ziel, die Absorption pro Gitter auf 10 % zu begrenzen. Aus dieser Zielstellung ergeben sich zulässige Substrat-dicken in Abhängigkeit vom eingesetzten Substratmaterial, wie sie in Abbildung 5-9 dargestellt sind.

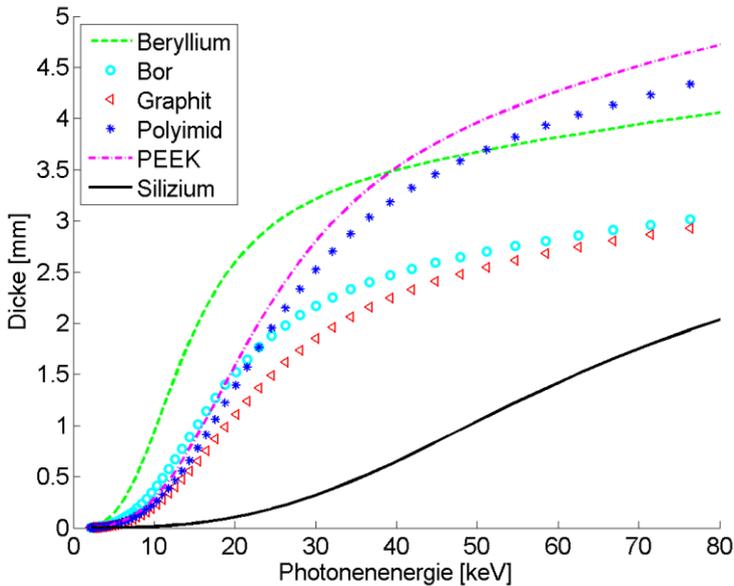


Abbildung 5-9: Tolerierbare Materialstärke verschiedener Materialien in Abhängigkeit der Photonenergie unter Berücksichtigung von maximal 10 % Absorption. Nach Daten von [29].

Besonders kritisch sind die Materialdicken bei niedrigen Photonenergien unter 30 keV, wie sie beispielsweise in der Mammographie verwendet werden [91]. Deutlich zu sehen ist, dass Silizium von den dargestellten Materialien die höchste Absorption pro Dicke erreicht. Bei 25 keV ist lediglich eine Dicke des Trägersubstrates von 200 μm erlaubt um nicht mehr als 10 % Absorption zu erreichen. Diese Materialdicke ist für den Einsatz in großflächigen Gittern aufgrund der Sprödhheit schwierig. Alle anderen dargestellten Substrate erreichen höhere zulässige Dicken. Vor allem Peek und Polyimid stellen aufgrund ihrer bekannten Röntgenstabilität und der geringen Absorption eine gute Basis für niedrig absorbierende Substrate dar. Bei einer Photonenergie von 25 keV ist bei Polyimid immer noch eine

Dicke von 2,4 mm zulässig, bei der lediglich 10 % der Strahlung absorbiert werden. Aufgrund seiner guten mechanischen Eigenschaften und hervorragenden Transmission wäre Beryllium auch ein idealer Werkstoff. Graphit hingegen streut aufgrund seiner Porosität die Röntgenstrahlung und führt damit zu einer Reduktion der Bildqualität, wenn es an der Position des G1 eingesetzt wird [49]. Des Weiteren sind auch beim Verkleben einige Restriktionen gesetzt.

Peek und Polyimid sind hinsichtlich der Transmission die am besten geeigneten Materialien für das Trägersubstrat. Eine ausreichende Steifigkeit ist ab einer Dicke von ca. 1 mm gegeben. Peek ist zwar in dieser Form kommerziell erhältlich, jedoch ist die Ebenheit der Platten nicht ausreichend für die Prozessierung. Polyimid ist in Plattenform kommerziell als Vespel SEK-3000 der Firma DuPont erhältlich und besitzt eine hohe Formstabilität und Ebenheit. Aus diesem Grund wurde sich im Weiteren nur auf Polyimid als Trägermaterial beschränkt.

5.2.2 Röntgenstabilität von Klebstoffen

Materialien, die ionisierender Strahlung ausgesetzt werden, können ihre mechanischen Eigenschaften verändern [92]. Deshalb muss sichergestellt werden, dass alle im Strahlengang befindlichen Materialien die Lebensdauer der Bauteile überstehen und deren Funktion erhalten bleibt. Da für die Klebstoffe keine Daten zur Röntgenstabilität verfügbar sind, mussten Tests durchgeführt werden. Abhängig von der genutzten Klebetechnik (Kapitel 5.2.2), müssen Klebstoffe ausgewählt werden, welche die nötigen Eigenschaften erfüllen. Während für das Aufstempeln und Rakeln eher hochviskose Klebstoffe infrage kommen, werden für die Applikation mittels Kapillarkleben eher niedrig viskose Klebstoffe benötigt. Die für die Tests ausgewählten Klebstoffe sind in Tabelle 5-2 aufgelistet.

Tabelle 5-2: Ausgewählte Klebstoffe nach ihrer Einsetzbarkeit

Klebstoff applizieren vor Positionierung	Klebstoff applizieren nach Positionierung
EP21LV, Masterbond (zwei Komponenten)	EPO-TEK 301, Epoxy Technology (zwei Komponenten)
DELOMONOPOX LT204, DELO (zwei Komponenten)	EP 601, Polytec PT (zwei Komponenten)
467MP, 3M (Transferfolie)	

Um das Dosisäquivalent einer zehnjährigen Nutzung der Gitter im klinischen Alltag abzuschätzen, wird die Dosisablagerung während einer Mammographie in dem Brustgewebe mit 1 mSv [40] (Aufnahme Thorax, Lunge 0,3 mSv) als Basis genommen. Mithilfe des Strahlungswichtungsfaktors von Röntgenstrahlung ergibt sich eine Dosis von 1 mGy. Für eine konservative Abschätzung wird davon ausgegangen, dass die gleiche Dosis auch in der Klebeverbindung der Gitter abgelagert wird. Unter der Annahme von 100 Aufnahmen/Tag und 200 Betriebstagen/Jahr ergibt sich eine Dosisablagerung von 20 Gy/Jahr. Bei zehnjähriger Betriebsdauer ergibt sich somit eine Dosisablagerung von 200 Gy. Dies entspricht 200 J/kg bei einer Materialdichte von ca. 1 g/cm³. Damit ergibt sich eine Dosisablagerung von 0,2 J/cm³ in der Klebeverbindung.

Für einen Alterungsversuch wird angenommen, dass der Klebstoff ähnliche Absorptionseigenschaften wie der Fotolack SU-8 hat. Für die Bestrahlung wurde das Strahlrohr von LIGA 2 verwendet. Dies hat mit 2,5 keV bis 12,4 keV ein Spektrum mit deutlich niedrigeren Energien als in der medizinischen Bildgebung weshalb bei dem Versuch eher mehr Dosis abgelagert wird als in der Realität erwartet wird. Um thermische Effekte durch Erwärmung des Substrates gering zu halten, wurden Filter genutzt, die den Fluss reduzieren. Der genaue Belichtungsaufwand wurde mithilfe von DoseSim [75] errechnet.

Die Klebstoffe wurden nach Datenblatt verarbeitet und auf die Rückseite von 525 µm dicken 4“ Siliziumwafern gerakelt. Dabei wurde eine Klebstoffschicht von ca. 100 µm Dicke eingestellt. Nach Aushärtung wurden die Proben mit dem Dosisäquivalent bestrahlt. Dabei wurden alle Klebstoffe außer der Transferfolie getestet, da diese lediglich für Testzwecke während der Prozessentwicklung zum Einsatz kommen soll.

Durch visuelle Begutachtung konnte nach der Bestrahlung bei keinem der Klebstoffe ein Effekt festgestellt werden. Zusätzlich wurde nach der Bestrahlung der sogenannte „Scotch Tape Test“ durchgeführt. Hierbei werden die Proben karoförmig mit einem spitzen Gegenstand angeritzt. Anschließend wird ein Streifen Klebeband aufgeklebt und gleich wieder abgezogen. Dabei wird geprüft, ob die Haftung des Klebstoffes nachgelassen hat. Im Test versagten die Klebstoffe EP 21LV (Masterbond) und EP 601 (Polytec PT). Die Klebstoffe EPO-TEK 301 (Epoxy Technology) und DELOMONOPOX LT204 (DELO) bestanden den Test. Aus diesem Grund wurden die weiteren Versuche nur noch mit diesen Klebstoffen durchgeführt.

5.2.3 Klebstoff applizieren vor dem Positionieren der Gitter

Für die Klebstoffapplizierung vor dem Positionieren der Gitterkachel wurde das Aufstempeln mittels Silikontampon getestet. Dafür wurde zunächst eine dünne Klebstoffschicht (ca. 100 µm) auf eine Platte aufgerakelt. Anschließend wurde ein Silikontampon auf diese Platte gedrückt und somit mit dem Klebstoff benetzt. Danach wurde der mit Klebstoff benetzte Tampon auf eine Testkachel aus Silizium gestempelt, bevor diese auf einem Testkachelträger aus Glas abgesetzt wurde.

Hierbei zeigte sich eine starke Neigung zum Einschluss von Luftblasen bei dem Fügen auf bereits vorapplizierten Klebstoff. Zudem besteht bei dieser Methode der Nachteil, dass der Klebstoff bereits vor der Positionierung der Gitterkachel aufgetragen sein muss. Dies setzt voraus, dass die

Positionierung innerhalb der Topfzeit stattfindet, was zu einer zeitlichen Begrenzung des Prozesses führt und gerade im Versuchsstadium eher hinderlich ist. Aus diesem Grund wurde sich bei der Verwendung von vorappliziertem Klebstoff auf die Verwendung einer Transferfolie beschränkt, da der Klebstoff hierbei nie vollständig aushärtet, solange die Bauteile miteinander verbunden werden. Somit besteht kein Zeitdruck bei der Verklebung.

5.2.4 Klebstoff applizieren nach dem Positionieren der Gitter

Insbesondere bei dem Verkleben vom Phasengitter ist es wichtig, dass es zu keiner Streuung der Röntgenstrahlung durch Inhomogenität im Substrat oder im Klebstoff kommt. Besonders wichtig ist es somit, Lufteinschlüsse zu vermeiden.

Das Kapillarkleben bietet die Möglichkeit, den Klebstoff nach der Positionierung der Gitterkachel blasenfrei zu applizieren. Dabei wird eine Kapillare zwischen Gitterkachel und Trägersubstrat erzeugt, in die ein niederviskoser Klebstoff kriechen kann. Wichtig ist, dass die Oberfläche der Kapillare gut durch den Klebstoff benetzt werden kann, also einen Kontaktwinkel $\ll 90^\circ$ hat [93]. Der Klebstoff versucht in diesem Fall, den energieärmsten Zustand einzunehmen, indem er die komplette Oberfläche der Kapillare benetzt, wobei er in diese kriecht. Als Kapillare kann beim Kapillarkleben entweder eine spezielle Klebetasche erzeugt oder ein paralleler Spalt zwischen dem Trägersubstrat und der Gitterkachel eingestellt werden.

Als geeigneter Klebstoff mit besonders niedriger Viskosität konnte EPO-TEK 301 (Epoxy Technology) ermittelt werden. Hierbei handelt es sich um einen Optikkitt, welcher auch zum Verkleben von optischen Elementen im sichtbaren Wellenlängenbereich genutzt wird. Im Folgenden werden die beiden Ansätze die auf dem Kapillarkleben basieren, näher beschrieben.

5.2.4.1 Kapillarkleben im Spalt zwischen Trägersubstrat und Gitterkachel

Für den ersten Prinzipversuch wurde ein paralleler Spalt zwischen einem Glaswafer und einem Siliziumwafer erzeugt. Die beiden Substrate wurden mithilfe von zwei Präzisionslehrbändern auf Abstand gehalten, wodurch der Luftspalt und damit die spätere Kleberschichtdicke eingestellt werden. Der Klebstoff wurde direkt nach dem Anrühren am Rand des Klebespalts appliziert und immer wieder zugegeben, sobald ein Teil des Klebers in den Luftspalt gekrochen war. Somit wurde ein unendlich großes Kleberreservoir simuliert. Durch das Glassubstrat konnte beobachtet werden, welche Distanz der Klebstoff bereits zurückgelegt hat. Mithilfe einer Kamera wurde der Fortschritt dokumentiert und anschließend vermessen und über die verstrichene Zeit aufgetragen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5-10 dokumentiert. Zur Vergleichbarkeit wurde der Versuch auch mit einem höherviskosen Klebstoff EP 601 durchgeführt.

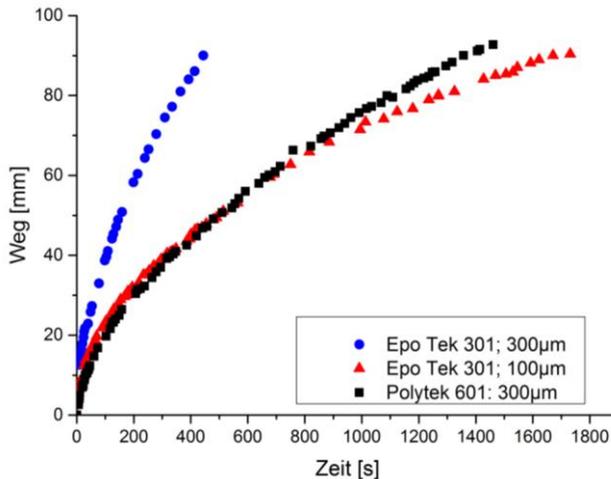


Abbildung 5-10: Weg des gekrochenen Klebstoffes über die Zeit für verschiedene Luftspalt-dicken bei einer Materialkombination von Silizium und Glas.

Die zu kriechende Wegstrecke wurde durch die Größe der verwendeten Substrate auf 90 mm begrenzt. Abhängig von Klebstofftyp und Luftspaltdicke, wurde die gesamte Messstrecke innerhalb von min. 444 s benetzt. Bei 300 µm Spaltdicke konnte die komplette Messstrecke blasenfrei benetzt werden. Bei der Verwendung von 100 µm Spalthöhe kam es teilweise zum Einschluss von Blasen aufgrund von inhomogenem Kriechen des Klebers. Dies ist vermutlich auf Schwankungen in der Spalthöhe zurückzuführen, die sich besonders stark bei dünnen Spalten auswirken. Um einen möglichst dünnen Klebespalt herzustellen, kann der Kleber zunächst mittels eines größeren Spalts positioniert werden. Anschließend kann der Klebespalt durch Zusammenführen der Substrate reduziert werden, wobei der überschüssige Klebstoff abgesaugt werden muss. Der Klebstoff EP 601 zeigt im Vergleich zum EPO-TEK 301 aufgrund seiner höheren Viskosität wesentlich schlechtere Kriecheigenschaften, weshalb er sich für diese Art von Klebung nicht eignet.

In dem Buch „Theoretical Microfluidics“ [93] ist die Theorie des Kriechverhaltens einer Flüssigkeit im Spalt zwischen zwei horizontalen, planparallelen Platten beschrieben. Hierbei kann die Position des Meniskus $L(t)$ nach

$$L(t) = h \sqrt{\frac{t}{\tau_{adv}}} \quad (5-25)$$

berechnet werden, wobei h der Spalthöhe und t der verstrichenen Zeit entspricht. Die charakteristische Zeit τ_{adv} ist in diesem Fall durch

$$\tau_{adv} = \frac{3\eta h}{\gamma \cos\theta} \quad (5-26)$$

Gegeben, wobei η die dynamische Viskosität ist, γ die Oberflächenspannung und θ der Kontaktwinkel.

Basierend auf den Messergebnissen konnte die charakteristische Zeit für die beiden Klebstoffe ermittelt werden. Nach Formel (5-25) kann damit das Kriechverhalten extrapoliert werden. Der Klebstoff EPO-TEK 301 kann somit in einer Stunde in einem 0,3 mm hohen Spalt einen Weg von ca. 230 mm benetzen. Bei einem 0,1 mm hohen Spalt ergeben sich immer noch ca. 130 mm benetzbare Länge.

Tabelle 5-3: Die charakteristische Zeit für das Kapillarkleben basierend auf den Messergebnissen mit einer Materialkombination von Silizium und Glas.

Klebstoff	charakteristische Zeit
EPO-TEK 301, Epoxy Technology	$\tau_{adv} = 0,02 \frac{s}{mm} * h[mm]$
EP 601, Polytec PT	$\tau_{adv} = 0,05 \frac{s}{mm} * h[mm]$

Entscheidender Parameter für die Durchführbarkeit von Kapillarklebungen auf verschiedenen Materialien ist somit die Benetzbarkeit der Oberfläche mit dem Klebstoff, die durch den Kontaktwinkel beschrieben wird. Um zu bestätigen, dass die Versuche des Kapillarklebens von der Materialkombination Glas-Silizium auch auf andere Materialien wie Polyimid (SEK-3000, DuPont), PEEK oder Graphit übertragbar sind, wurden Messungen des Kontaktwinkels durchgeführt. Hierbei betrug der Kontaktwinkel, unabhängig von dem getesteten Material, zwischen 30° und 40°. Innerhalb der ersten 60 min. nach dem Anrühren des Klebstoffes konnte keine signifikante Erhöhung des Kontaktwinkels gemessen werden. Als Topfzeit des Herstellers sind 2h angegeben. Diese sollte jedoch nach Möglichkeit nicht ausgereizt werden, da die Viskosität bereits vor Ende der Topfzeit zunimmt. Damit lässt sich darauf schließen, dass das Kapillarkleben mit dem Klebstoff EPO-TEK 301 für alle getesteten Materialien und deren Kombinationen (Silizium, PEEK, Polyimid, Graphit) übertragbar ist. Um diese Ergebnisse zu bestätigen, wurden anschließend Testklebungen mit allen Materialkombinationen erfolgreich durchgeführt.

5.2.4.2 Kapillarkleben mittels Klebetaschen im Trägersubstrat

Bei der Methode des Kapillarklebens mittels Klebetaschen werden Klebetaschen in das Trägersubstrat eingearbeitet, die nach dem Positionieren der Gitterkacheln auf dem Trägersubstrat mit Klebstoff gefüllt werden können. Hierbei bietet es sich an, den Klebstoff von der Rückseite des Trägersubstrates durch die Klebetaschen zu applizieren. Dabei sind verschiedene Formen von Klebetaschen denkbar. Ziel ist es, die Klebetaschen anschließend vollständig und blasenfrei mit Klebstoff zu füllen um die Streuung so gering wie möglich zu halten.

Zu Testzwecken wurde ein Trägersubstrat aus 1 mm starkem Polyimid (Vespel SEK-3000) mit zwei verschiedenen Formen von Klebetaschen hergestellt. Die beiden Formen sind in Abbildung 5-11 schematisch dargestellt. Auf das Trägersubstrat wurde anschließend ein Glaswafer gelegt, und die Klebetaschen wurden mit dem Klebstoff EPO-TEK 301 aufgefüllt.

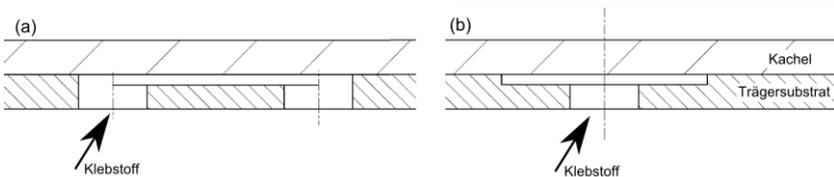
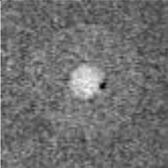
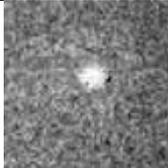


Abbildung 5-11: Schematische Darstellung der zwei zu Testzwecken hergestellten Klebetaschenformen: (a) ein Kanal mit zwei Öffnungen; (b) ein Reservoir mit einer Öffnung.

Zur Untersuchung der Auswirkungen der Klebungen oder auch Fehlstellen in den Klebungen auf die Bildgebung wurden Testklebungen hergestellt und direkt an die Position der Gitter G1 und G2 in einem Talbot-Lau Interferometer eingebracht. Der Test fand am Talbot-Lau Interferometer „Miriam“ [38] an der TU München statt. Die Röntgenröhre wurde dabei bei

einer Beschleunigungsspannung von 40 kVp (ca. 27 keV mittlere Photonenenergie) betrieben. Somit konnte simuliert werden, welchen Einfluss die Substrate auf die Bildgebung haben, wenn sie als Trägersubstrat für die jeweiligen Gitter verwendet würden. Es wurde jeweils ein Referenzbild komplett ohne die Substrate aufgenommen. Anschließend wurden die Substrate nacheinander an die verschiedenen Positionen gebracht und Bilder aufgenommen. In Tabelle 5-4 sind die aufgenommenen Bilder der Klebetaschenform nach Abbildung 5-11 b dargestellt. Es konnte kein grundlegender Unterschied zwischen den beiden Taschenformen festgestellt werden.

Tabelle 5-4: Vergleichende Bildgebung der Klebetaschen an verschiedenen Positionen im Interferometer. Um Details sichtbar zu machen, wurde der Kontrast der Bilder stark erhöht.

Kontrast	G1-Position	G2-Position
Transmission		
Phasendifferenz		
Dunkelfeld		

Bei dem Substrat mit den Klebetaschen zeichnen sich die Klebetaschen im Absorptionskontrast deutlich ab, da der Klebstoff offensichtlich eine geringere Absorption als das Polyimid zeigt. Da die Sensitivität eines Talbot-Lau Interferometers im Bereich des G1 am höchsten ist und in Richtung G0 und G2 abnimmt, ist die Klebestelle lediglich an der Stelle des G1 in der Phasendifferenz und dem Dunkelfeld zu sehen. Besäße der Klebstoff den gleichen Brechungsindex im Röntgenspektrum wie das Substrat selbst, dann wäre er im Phasenkontrast nicht sichtbar. Unterschiede in der Transmission und der Phasendifferenz könnten zwar programmseitig herauskalibriert werden. Die Sichtbarkeit der Klebung im Dunkelfeld zeigt jedoch, dass die Klebung zur Erzeugung von Streuung neigt, weshalb auf eine Reduktion der Bildqualität geschlussfolgert werden muss.

Im Test zeigte sich auch, dass die Befüllung der Klebetaschen großes Geschick und auch eine sehr genaue Dosierung der Klebstoffmenge erfordert. Auch die Zugänglichkeit des Trägersubstrates von der Rückseite her ist beschränkt bzw. nur durch erhöhten Aufwand herstellbar. Aus diesen Gründen wurde das Prinzip nicht weiterverfolgt.

5.2.5 Bewertung von Klebetechniken

Die Ergebnisse aus den Klebeversuchen sind in Tabelle 5-5 zusammengefasst. Dabei zeigen sich vor allem zwei Techniken als geeignet: Die Verwendung einer Transferfolie und die Verwendung von Kapillarkleben.

Tabelle 5-5: Zusammenfassung der Eigenschaften der unterschiedlichen Klebmethoden.

Applikation	vor Justierung			nach Justierung	
Technik	Transfer- folie	Stempeln	Rakeln	Klebe- taschen	Kapillar- kleben
Aufwand	++	--	--	--	0
Blasen- bildung / Bildqualität	++	--	--	-	++
Dauer- festigkeit	--	++	++	+	++
Viskosität Klebstoff	Sehr hoch	hoch	hoch	niedrig	niedrig

Das Kapillarkleben mittels Spalt zwischen Gitterkachel und Trägersubstrat hat eine hohe Dauerfestigkeit und keinen Einfluss auf die Bildqualität bei moderatem Klebeaufwand. Der Aufwand beim Kleben ist lediglich dadurch erhöht, dass während der Aushärtezeit des Klebstoffes von mehreren Stunden die Substrate in der Maschine eingespannt werden müssen, wodurch nur eine Kachel pro Tag verklebt werden kann.

Der vorapplizierte Klebstoff durch die Transferfolie hingegen ermöglicht, dass die Kacheln direkt abgelegt werden können, ohne dass es zu Verzögerungen durch das Einhalten einer Aushärtezeit kommt. Des Weiteren besteht die Möglichkeit, die Klebeverbindung durch den Einsatz von Lösemitteln wieder zu trennen. Deshalb ist diese Technik vor allem in der Test- und Entwicklungsphase des Kachelprozesses ideal. Nachteil dieser Variante ist die unbestimmte Dauerfestigkeit.

5.3 Eindimensionales Kacheln

Bei dem Herstellen von eindimensional gekachelten Gittern besteht gegenüber den zweidimensionalen Kacheln der Vorteil, dass die Gitter nicht allseitig nahtlos aneinanderliegen müssen. Dies eröffnet die Möglichkeit, eine Vorrichtung zu bauen, welche die Gitter seitlich klemmt. Dadurch können alle Gitter simultan justiert und anschließend fixiert werden. Des Weiteren kann die Vorrichtung so kompakt gebaut werden, dass eine Justierung im direkten Röntgenstrahl möglich wird. Im Folgenden ist eine solche Vorrichtung beschrieben. Um deren Eignung zu testen, wurden Gitter für einen scannenden Radiographieaufbau montiert, justiert und in ein Gitterinterferometer eingebaut.

5.3.1 Aufbau des Justierrahmens

Um den Ansatz des eindimensionalen Kachelns zu verfolgen, wurde ein Justierrahmen entwickelt [81], in dem sich die Gitter aufgrund der geringen Fertigungstoleranz hochpräzise einspannen und mit welchem sich die zwei wichtigsten Freiheitsgrade (Rotation um die optische Achse und die laterale Position) justieren lassen.

Zunächst werden die beiden Seiten der Gitter mittels Wafersäge entfernt (Abbildung 5-12 b), bevor die Gitter an beiden Seiten in einen Justierhalter eingespannt werden (Abbildung 5-12 c). Wenn kleinere Sehfelder benötigt werden, können die Gitterkacheln auch entlang der eingezeichneten optionalen Schnittkante halbiert werden. In diesem Fall würden die Gitterkacheln nur einseitig eingespannt werden. Der Justierhalter besteht aus zwei Klemmeinheiten für die Aufnahme des Gitters, die über eine abnehmbare Brücke miteinander verbunden sind. Zusätzlich sind abnehmbare Anschläge montiert, die es erlauben, eine Grobpositionierung der Gitter per mechanischem Anschlag vorzunehmen. An beiden Enden des Justierhalters befinden sich Mikrometerschrauben für die Justierung der Lage. Insgesamt können acht dieser Justierhalter auf einen Trägerrahmen

nebeneinander montiert werden (Abbildung 5-12 d). Dabei werden die Schrauben für die Befestigung der Halter im ersten Schritt zunächst nur leicht angelegt, sodass eine laterale Beweglichkeit erhalten bleibt. Die Oberfläche des Trägerrahmens wurde überschliffen um eine hohe Ebenheit zu garantieren. Die einzelnen Aufnahmen der Justierahmen wurden ebenfalls in einer gemeinsamen Aufspannung überschliffen, sodass die hohe Ebenheit des Trägerrahmens an die Gitterkacheln übertragen werden kann. Hierdurch konnte eine Positionstreuung von kleiner $20\ \mu\text{m}$ in z-Richtung und kleiner $0,3\ \mu\text{rad}$ um die x- und y-Achse erreicht werden. Dadurch konnten die zu justierenden Freiheitsgrade auf den Kachelspalt und die Rotation um die optische Achse reduziert werden.

Die Mikrometerschrauben der einzelnen Justierhalter drücken sich an dem Nachbarhalter ab. Dadurch ist jeder Halter zwischen zwei Zwangsschraubenpaaren, bestehend aus Mikrometerschrauben, eingespannt. Durch diese steife Einspannung ist es möglich, den Einfluss des Haftgleiteffekts (Stick-Slip-Effekt oder Reibschwingung) gering zu halten. Durch den Hebel der sich aus der Justierhalterbreite von $160\ \text{mm}$ ergibt, und die Feinfühligkeit der Schraube kann theoretisch ein minimaler Rotationswinkel von $60\ \mu\text{rad}$ eingestellt werden.

Nachdem die Position der einzelnen Justierhalter eingestellt ist, kann die Position eines jeden Justierhalters per Verschraubung gesperrt werden. Danach können die Verbindungsbrücken zwischen den beiden Enden der Justierhalter entfernt werden, wodurch das komplette Sehfeld freigegeben wird.

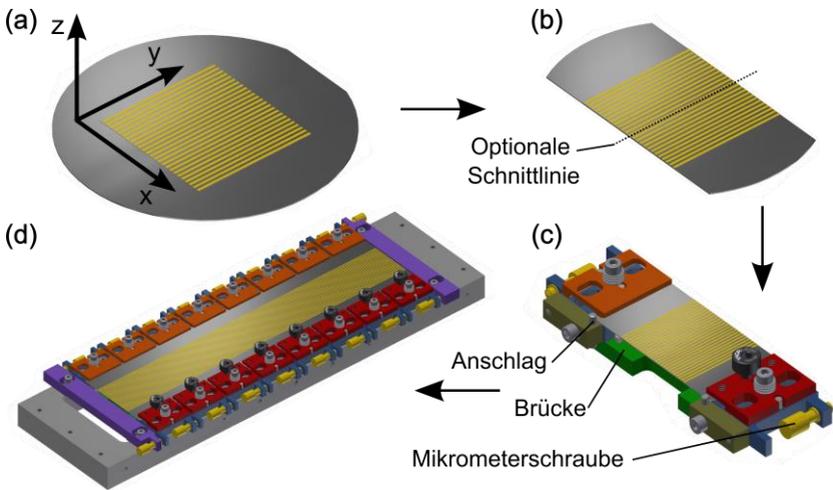


Abbildung 5-12: Schematische Darstellung des Kachelrahmens mit dem Gittersubstrat (a), dem zugeschnittenen Gittersubstrat (b), dem Justierhalter mit eingespanntem Gittersubstrat (c) und der gesamten Baugruppe bestehend aus vielen Justierhaltern die auf einem Trägerrahmen montiert sind (d) [81].



Abbildung 5-13: Foto des Justierschrittes der Gitterkacheln mithilfe des Kachelrahmens.

5.3.2 Justierung der Gitterkacheln

Um die Eignung des Rahmens zu testen, wurden Gitter für ein Gitterinterferometer montiert. Die mittels LIGA hergestellten einzelnen Gitter für G1 (Periode = 8,73 μm , DC = 50 %, 525 μm Si, Goldhöhe > 180 μm) und G2 (Periode = 10 μm , DC = 50 %, 525 μm Si, Goldhöhe > 200 μm) wurden mittels Wafersäge entlang einer optionalen Schnittkante in der Mitte der Gitterstruktur (Abbildung 5-12 b) getrennt. Durch das Aufteilen des Strukturfelds von 50 mm \times 50 mm in zwei Kacheln konnte die absolute Anzahl der Gitterkacheln reduziert werden. Das G0 (Periode = 68,72 μm , DC = 30 %, 1 mm Graphit, Goldhöhe = 295 μm) muss aufgrund der Projektionsvergrößerung nicht gekachelt werden.

Für die Justierung wurde eine Gitterkachel in der Mitte des Rahmens als Referenz definiert. Von dieser aus wurden die restlichen Gitterkacheln in Richtung der äußeren Gitterkacheln justiert. Angefangen mit dem G2, wurde zunächst die laterale Position der Gitterkacheln (y -Richtung) auf eine möglichst kleine Fuge zwischen den Gitterkacheln unter Beobachtung mit einem Messmikroskop justiert. Dabei wurde ein direkter Kontakt der Gitterkacheln vermieden um Beschädigungen auszuschließen.

Für die rotatorische Justierung der Gitterkacheln wurde der Rahmen in das Gitterinterferometer an der TU München an der Position des G2 eingebaut. Ein einzelnes G1-Gitter wurde eingebaut, das einen Spalt zwischen zwei Gitterkacheln überdeckt und somit Moiré-Streifen erzeugt, die sich über beide Gitterkacheln des G2 erstrecken, wie in Abbildung 5-14 zu sehen ist. Der Zwischengitterabstand zwischen G1 und G2 wurde leicht dejustiert um eine hohe Dichte an Moiré-Streifen im Sehfeld zu erzeugen. Die zu justierende G2-Kachel wurde so lange um die optische Achse rotiert, bis die Moiré-Streifen kollinear mit den Moiré-Streifen der Referenzkachel waren. Die damit justierte G2-Gitterkachel wurde danach als Referenz für ihren nächsten Nachbarn verwendet.

Nachdem alle Gitterkacheln des G2-Gitters justiert waren, wurden deren Positionen fixiert, die Justierbrücken entfernt und ein Trägersubstrat, bestehend aus 1 mm starkem Polyimid (Vespel SEK-3000, DuPont), auf die Rückseite der Röntgengitter geklebt. Für die Klebung wurde eine Transferfolie (467MP, 3M) verwendet. Nachdem alle Gitterkacheln verklebt waren, wurde die Baugruppe aus dem Kachelrahmen entnommen. Das G1-Gitter wurde anschließend nach demselben Prinzip montiert und justiert, wobei das gekachelte G2 als Referenzgitter diente.

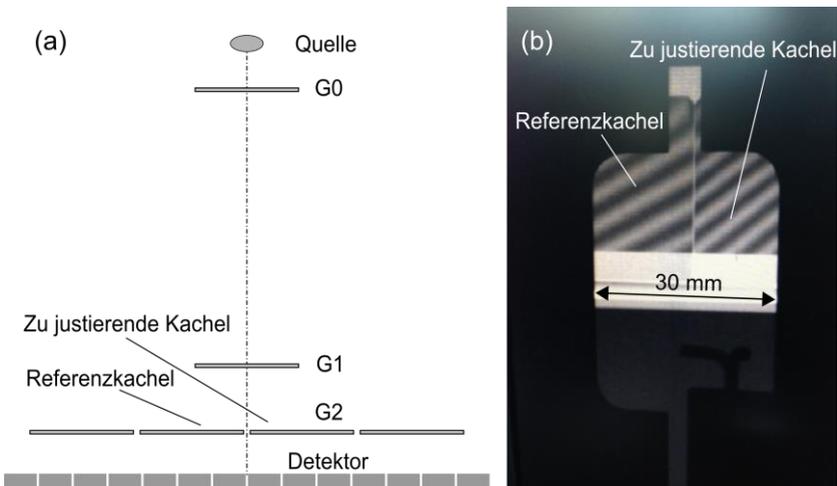


Abbildung 5-14: (a) Aufbau des Gitterinterferometers mit Kachelrahmen, wobei der Spalt zwischen zwei Gittern auf die optische Achse platziert wurde. (b) Ein Detektorbild des Moiré-Musters. Die Gitter wurden solange justiert bis die Moiré-Streifen zueinander kollinear waren [81].

5.3.3 Gitteranalyse eindimensional gekachelter Gitter

Sowohl für die Justierung der Gitterkacheln als auch für die Analyse des Kachelergebnisses wurde derselbe Aufbau verwendet. Als Röntgenquelle für

das Gitterinterferometer wurde eine Röntgenröhre (MXR-160HP, COMET) mit einer Wolfram-Anode bei einer Beschleunigungsspannung von 27 keV und bei 25,7 mA Filamentstrom betrieben. Im Abstand von 2 m von der Quelle wurde ein Flächendetektor mit CsI-Szintillator (PaxScan 4030D, Varian Medical Systems) positioniert.

Ein erstes Resultat der Bildgebung lässt sich anhand der Rohdaten, wie sie in Abbildung 5-15 zu sehen sind, entnehmen. Hierbei war es das Ziel, über das komplette Bildfeld mehrere horizontale Moiré-Streifen zu erzeugen. Die Linien ergeben sich aus einer absichtlichen Verstimmung der Zwischengitterabstände (G_1 und G_2) entlang der optischen Achse und der daraus resultierenden Abweichung der projizierten Periode.

Auf dem Detektorbild können die Fugen im G_1 und die Fugen im G_2 unterschieden werden. Während die Fugen im G_2 auf dem Detektor lediglich eine Pixelbreite beeinflussen, werden durch die Fugen im G_1 durchschnittlich zwei Pixelbreiten beeinflusst. Es kann davon ausgegangen werden, dass bei beiden Gittern die physischen Fugenbreiten ähnlich groß sind, da die gleiche Justiermethode verwendet wurde. Aufgrund der Projektionsvergrößerung und des Ausschmierens durch die Quellfleckgröße (Kapitel 5.1.1) kann auf die physische Fugenbreite rückgeschlossen werden. Unter Annahme von 60 mm G_2 -Detektor-Abstand, 2 m Quell-Detektor-Abstand und 1 mm Quellgröße sowie einer Pixelgröße von $582 \mu\text{m}$ (bei einem 3×3 binning), ergeben sich Fugen zwischen den G_1 - und G_2 -Gitterkacheln zu etwa 0,4 mm. Die Fugen sind damit relativ breit, was auf die Justierung im Gitterinterferometer zurückzuführen ist, bei der keine gleichzeitige Beobachtung der Spaltbreite und der Rotation um die optische Achse möglich war und somit die Fugenbreite nicht optimiert werden konnte.

Die erreichte rotatorische Präzision kann über die Differenz der Anzahl der sichtbaren Moiré-Streifen ($\Delta N_{\text{fringes}}$) von zwei Kacheln geschlussfolgert werden. In Abbildung 5-15 b sind Differenzen von bis zu zwei Streifen über eine Höhe des Sehfeldes von $h_{\text{FOV}} = 24 \text{ mm}$ bei einer G_2 -Periode von

$p_2 = 10 \mu\text{m}$ zu sehen. Diese Differenz ergibt sich aus dem übrig gebliebenen Rotationsfehler β_z der einzelnen Gitterkacheln von G1 und G2 relativ zueinander um die optische Achse. Der tatsächliche Winkel kann durch

$$\beta_z = \Delta N_{\text{fringes}} \frac{p_2}{h_{FOV}} \quad (5-27)$$

abgeschätzt werden, was zu einem Justierfehler von $\beta_z = 1,6 \mu\text{rad}$ ($0,08 \frac{p_2}{p_x}$) führt. Basierend auf den Simulationsergebnissen aus Kapitel 5.1.2 bleibt somit eine relative Sensitivität des Gitterinterferometers von 98 % erhalten.

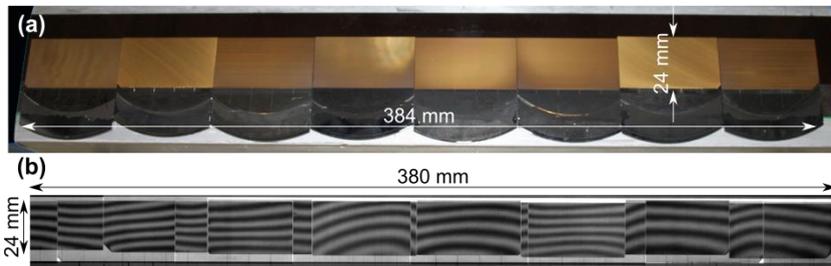


Abbildung 5-15: (a) Gekacheltes G2-Gitter mit einer Fläche von 384 mm × 24 mm. (b) Detektoraufnahme der Moiré-Muster. Die horizontalen Streifen wurden durch absichtliches verstimmen des Abstandes zwischen G1 und G2 erzeugt [81].

Die Gitter und das damit entstandene Gitterinterferometer ermöglichten die Untersuchung von großen Objekten mithilfe der Röntgen-Phasenkontrast-Bildgebung wie sie in Abbildung 5-16 exemplarisch anhand von Früchten gezeigt ist. Mithilfe dieses großen Sehfeldes konnten zum ersten Mal Lungenerkrankungen an *in vivo* Schweinen untersucht werden [94], aber auch bereits zum ersten Mal die Lunge eines *ex vivo* Menschen [95]. Durch die so entstandenen Daten können zukünftig Humanstudien geplant werden, die weiterhin den Weg für den Einsatz der Röntgen-Phasenkontrast-Bildgebung in der klinischen Anwendung ebnen.

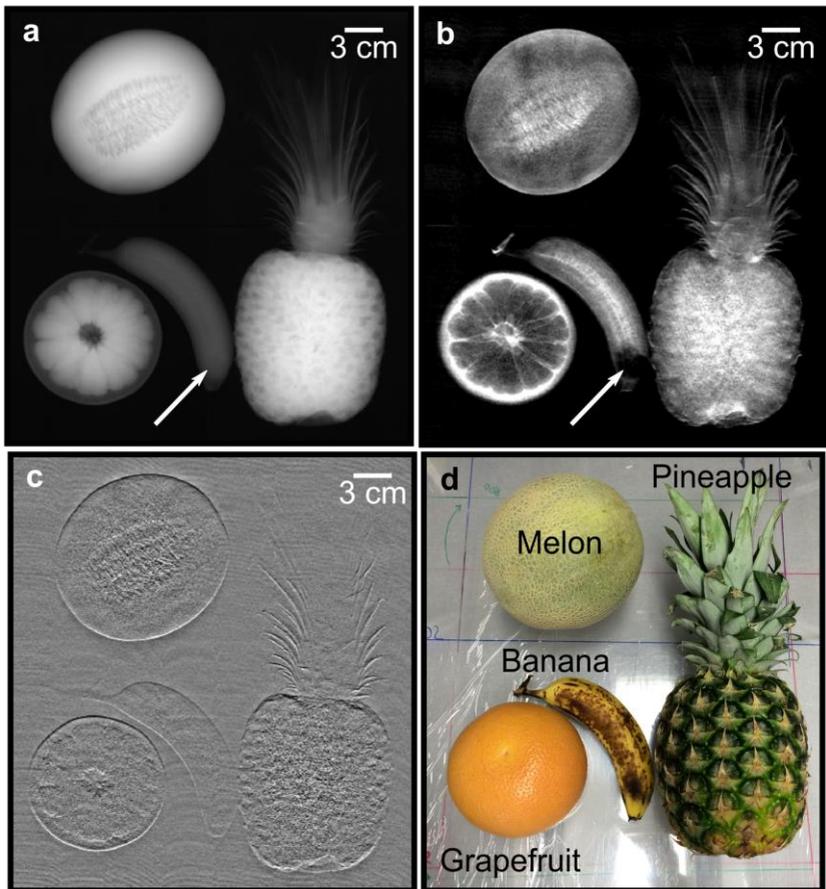


Abbildung 5-16: Resultate der Bildgebung von verschiedenen Früchten mit: (a) Absorptionskontrast, (b) Dunkelfeldkontrast, (c) Phasenkontrast, (d) Foto der Objekte [94].

Die Justierung mittels Justierrahmens hat jedoch den Nachteil, dass dieses Prinzip auf das Kacheln in einer Dimension beschränkt ist, da die Gitterkacheln einer permanenten Einspannung unterliegen müssen. Für die Justierung anhand von Moiré-Mustern wird zudem ein großes Referenzgit-

ter benötigt, das mehrere Gitterkacheln überspannt, damit sich Fehler nicht aufsummieren können. Des Weiteren muss für die Justierung im Röntgenstrahl das spezifische Gitterinterferometer bereits vorhanden und funktionsfähig sein. Dies erfordert einen erheblichen Aufwand, wenn Gitter mit verschiedenen Spezifikationen hergestellt werden sollen. Insofern wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Methode erarbeitet, die auch das flächige Kacheln von Gittern in zwei Dimensionen erlaubt.

5.4 Zweidimensionales Kacheln

Beim zweidimensionalen Kacheln besteht nicht die Möglichkeit, die Gitter in einer Einspannung zu halten wie es beim eindimensionalen Kacheln der Fall ist, da von allen Seiten Gitterkacheln montiert werden müssen. Aus diesem Grund müssen die Justierung und die Montage in einem Schritt erfolgen, bevor eine nächste Kachel montiert werden kann. Zudem können keine mechanischen Anschläge verwendet werden, was eine aktive Justierung aller Freiheitsgrade erforderlich macht. Dafür ist es notwendig ein Positioniersystem zu realisieren, das alle Positionen anfahren kann. Eine Justierung im Röntgenstrahl, wie es bei dem eindimensionalen Kacheln erfolgen kann, ist dadurch auch nicht möglich, da die freie Propagation der Röntgenstrahlung während der Montage nicht gegeben sein kann. Somit ist es essenziell, eine probate Messmethodik zu entwickeln, die es ermöglicht, die Gitterposition und Orientierung mit der notwendigen Genauigkeit zu detektieren.

Um eine zuverlässige Positionierung mit reproduzierbarer, hoher Qualität zu erhalten, sollte zudem auf die Einflüsse von menschlicher Geschicklichkeit verzichtet werden, weshalb ein möglichst automatisierter Kachelprozess entstehen sollte. Dafür ist es notwendig, die Messdaten automatisch zu erfassen und zu analysieren und anschließend die Positionierung motorisiert durchzuführen. In den folgenden Kapiteln wird daher die Entwicklung einer Kachelvorrichtung, beschrieben die diese Anforderungen erfüllt.

Anschließend wird auf die Erprobung und die ersten Ergebnisse der Bildgebung eingegangen.

5.4.1 Messung der Gitterposition

Um die Gitterkacheln bei der Montage hinreichend genau zu positionieren, ist es notwendig, die Lage und Orientierung der Gitter zu kennen. Hierfür wird Messtechnik benötigt, die mindestens mit den Anforderungen an die Positioniergenauigkeit, besser aber um eine Größenordnung höher, detektieren kann. Zur Messung der lateralen Gitterposition bietet es sich an, ein Messmikroskop zu verwenden. Die geforderten Genauigkeiten im Bereich von mehreren zehn Mikrometern stellen keine hohen Anforderungen an die Messtechnik.

Die rotatorische Lagebestimmung, besonders um die z-Achse, mit geforderten Genauigkeiten im Bereich von 1 mrad, stellt jedoch eine wesentlich größere Herausforderung dar. Da keine kommerziellen Messgeräte erhältlich sind, welche die Anforderungen erfüllen, wurden zwei Methoden betrachtet um die Rotation der Gitterkacheln zu vermessen. Eine Technik basiert dabei auf der Überlagerung der Gitterstruktur mit einem Referenzgitter, wodurch unter Ausnutzung des Moiré-Effekts leichte Rotation in niederfrequente Linienmuster umgewandelt wird. Die Methodik ähnelt in ihrem Prinzip der Justierung mittels Röntgenstrahlung, wie sie in Kapitel 5.3.2 beschrieben ist, mit dem Unterschied, dass sichtbares Licht verwendet werden kann. Diese Methode hat jedoch einige Nachteile bezüglich der Anforderungen an die Optik und an das Referenzgitter. Bei der zweiten Methode werden die Eigenschaften der Röntgengitter ausgenutzt, sichtbares Licht an der Gitteroberfläche zu beugen. Da sich diese Methode nach der theoretischen Betrachtung als die vielversprechendste herausstellte, wurde sie umgesetzt und ist im Folgenden beschrieben.

5.4.1.1 Rotationsmessung per Laser-AKF

Eine gängige Lösung für das hochpräzise Messen zweier Rotationsfreiheitsgrade von optischen Elementen ist der Einsatz eines Autokollimationsfernrohrs (AKF) [96]. Hierbei beleuchtet eine Lichtquelle ein reflektierendes Objekt. Das reflektierte Licht wird über eine Abbildungsoptik auf einen Detektor fokussiert. Abhängig von der Position des Fokuspunktes, kann die Verkippung des Objektes orthogonal zur optischen Achse der Optik ermittelt werden. Die Rotation des Objektes um die optische Achse kann jedoch nicht gemessen werden.

Eine Eigenschaft der Röntgengitter ist es, dass sie über eine Periode von ca. $2\ \mu\text{m}$ bis $10\ \mu\text{m}$ verfügen und damit auch im Bereich der Wellenlänge von sichtbaren Licht zu Beugungserscheinungen führen. Unter Ausnutzung dieses Effektes kann das Prinzip des gewöhnlichen AKF um die Möglichkeit der Messung der Objektverdrehung erweitert werden [97]–[99]. Hierfür ist die Verwendung eines Autokollimators mit kohärenter, monochromatischer Beleuchtung notwendig. Als Beleuchtung kann eine Laser-Punktlichtquelle verwendet werden [100]. Dafür bietet sich ein Laser aus einer Monomodefaser mit Kollimator an, wobei der Modenfelddurchmesser kleiner sein sollte als die optische Auflösungsgrenze des Kollimators. Als Kollimator kann entweder direkt die Abbildungsoptik selbst oder eine weitere Optik verwendet werden.

In Abbildung 5-17 (links) ist ein Aufbau zu sehen, bei dem ein kollimierter Laserstrahl in die Brennebene der Abbildungslinse fokussiert wird. Über einen Strahlteiler wird das Licht auf die Probe gelenkt und von dieser wird das gebeugte Licht reflektiert. Das reflektierte Licht wird mithilfe der Abbildungslinse auf einen Matrixdetektor, wie zum Beispiel einen CCD Kamerasensor, fokussiert, wodurch die Beugungsordnungen als Spots sichtbar werden. Abhängig von der Verkippung und Rotation des Gitters, ändert sich die Position der Spots auf der Kamera.

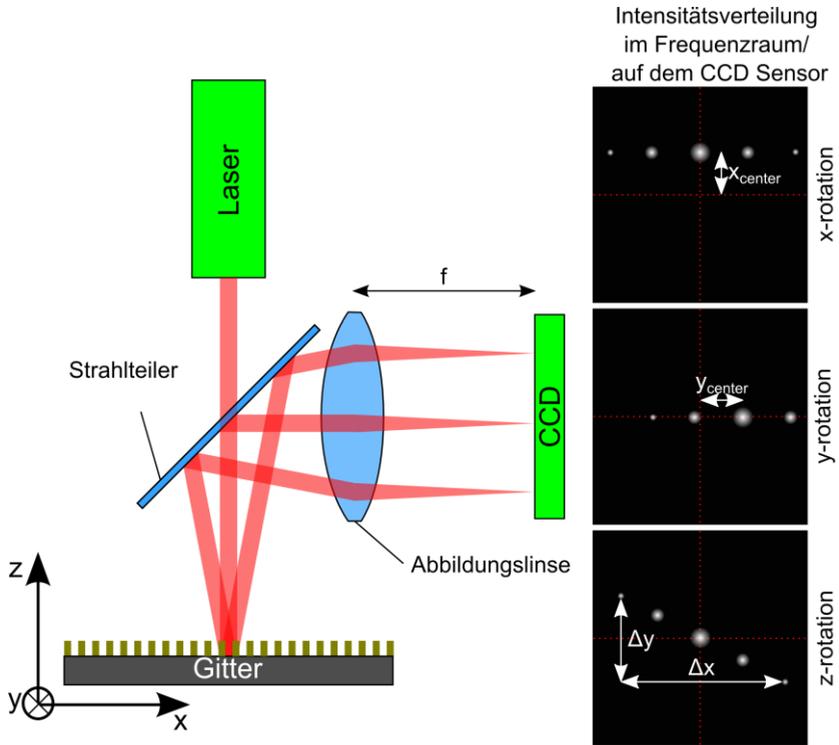


Abbildung 5-17: Schematische Darstellung eines Laser-AKF mit kollimierter Laserbeleuchtung, Strahlteiler, Röntngitter, Abbildungslinse und CCD-Sensor. Auf dem CCD-Sensor werden die Beugungsordnungen fokussiert. Abhängig von der Verkipfung und Verdrehung des Gitters, verschieben sich die Muster auf dem Sensor [79].

Da sich der Kamerasensor bei einer gut justierten Optik genau in der hinteren Brennebene der Linse befindet, kann man hier vom Frequenzraum sprechen, während sich das Objekt im Ortsraum befindet [101]. Das Beugungsbild auf der Kamera kann somit als Fourier-Transformation des Objektes beschrieben werden. In Abbildung 5-17 (rechts) ist die Intensitätsverteilung in den jeweiligen Ebenen und die Positionsänderung des

Beugungsbildes bei dem Verdrehen des Gitters in allen drei Raumrichtungen dargestellt.

Um die Verkippung des Röntgengitters zu messen, muss die Position der Beugungsordnungen auf dem Kamerasensor möglichst genau lokalisiert werden. Die Berechnung der einzelnen Winkel ist im Folgenden dargestellt.

Die Rotation um x- und y-Achse (x_{rot} , y_{rot}) ergibt sich wie bei gewöhnlichen Autokollimationsfernrohren aus der Brennweite der Abbildungsoptik und dem Versatz auf dem Kamerasensor.

$$x_{rot} = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{x_{zentrum} px}{f}\right) \quad (5-28)$$

$$y_{rot} = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{y_{zentrum} px}{f}\right) \quad (5-29)$$

Wobei $x_{zentrum}$ und $y_{zentrum}$ die Ablage der Spots in x- und y-Richtung darstellen, f die Brennweite der Abbildungslinse und damit auch den Abstand des CCD-Sensors angibt und px die Pixelgröße ist. Die theoretische Messgenauigkeit Δx_{rot} und Δy_{rot} ergibt sich aus

$$\Delta x_{rot} = \Delta y_{rot} = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{\Delta x, y}{f}\right), \quad (5-30)$$

wobei $\Delta x, y$ die Detektionsgenauigkeit der Spots auf dem Sensor darstellt. Die Messgenauigkeit wird durch den Einsatz von Abbildungslinsen mit großer Brennweite gesteigert.

Die Rotation um die z-Achse (z_{rot}) lässt sich durch

$$z_{rot} = \arctan\left(\frac{\Delta y}{\Delta x}\right) \quad (5-31)$$

ermitteln, wobei Δx und Δy sich aus dem Abstand der äußersten noch auflösbaren Beugungsordnungen ergeben. Die Messgenauigkeit um die optische Achse Δz_{rot} ergibt sich aus

$$\Delta z_{rot} = \arctan\left(\frac{\Delta x, y}{\sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}}\right). \quad (5-32)$$

Somit wird die Messgenauigkeit der Rotation um die optische Achse vor allem durch das Verhältnis der Detektionsgenauigkeit zum Spotabstand der äußersten Beugungsspotspots bestimmt. Um dieses Verhältnis zu optimieren muss ein möglichst großer Sensor mit möglichst kleinen Pixeln eingesetzt werden. Das bedeutet, dass eine hochauflösende Kamera essenziell ist.

Die Gitterperiode (p) lässt sich anhand des Abstandes zweier Beugungsordnungen in Kombination mit der Beleuchtungswellenlänge und der Brennweite der Abbildungsoptik durch Umstellen der Bragg-Gleichung

$$p = \frac{m \lambda}{\sin\left(\arctan\left(\frac{s}{2f}\right)\right)} \quad (5-33)$$

ermitteln. Hierbei gibt m die Beugungsordnung, λ die Wellenlänge und s den Abstand der Beugungsordnungen an. Die gemessene Gitterperiode kann mit der realen Gitterperiode verglichen werden. Da die reale Gitterperiode in den meisten Fällen sehr genau bekannt ist, kann daraus geschlussfolgert werden, dass eventuelle Abweichungen aus den Fertigungstoleranzen der Brennweite der Optik resultieren. Diese Fehler könnten bei Bedarf korrigiert werden.

Die Messgenauigkeit der Winkelmessung ergibt sich aus der Auslegung der Gitterperiode, der Beleuchtungswellenlänge, der optischen Komponenten und dem Kamerasensor. Um das Laser-AKF, angepasst auf die Bedürfnisse des Kachelns von Gittern, auslegen zu können, muss der Einfluss der einzelnen Komponenten bekannt sein, wie es im Folgenden dargestellt ist.

Die Beleuchtungswellenlänge (λ) bestimmt zusammen mit der gegebenen Gitterperiode p den Winkel θ zwischen den Hauptbeugungsordnungen m nach der Bragg-Gleichung

$$\theta = \arcsin\left(\frac{m \lambda}{p}\right). \quad (5-34)$$

Der Winkel der Aufspaltung der Beugungsordnungen ergibt zusammen mit der Brennweite f der Abbildungsoptik des Detektionssystems den Abstand s der Beugungsspot auf dem Kamerasensor nach

$$s = f * \tan(\theta). \quad (5-35)$$

Um die Anforderungen an die Aperturgröße für die Optik gering zu halten, und damit sowohl Kosten zu sparen als auch Aberrationen zu minimieren, sollte der Winkel zwischen den Beugungsordnungen möglichst klein gehalten werden. Da die Gitterperiode durch den jeweiligen Anwendungsfall vorgegeben ist, kann dieser effektiv nur über die Beleuchtungswellenlänge beeinflusst werden. Um einen kleinen Winkel zu erhalten, sollte deshalb eine möglichst kurze Wellenlänge verwendet werden. Hierbei bietet sich die Wellenlänge 405 nm an, da hier noch zahlreiche Laser verfügbar sind und die Standardoptiken für das sichtbare Spektrum verwendet werden können.

Die effektive numerische Apertur der Abbildungsoptik (NA) ist definiert durch die Brechzahl n und den halben Öffnungswinkel α . Bei einer kollimierten Beleuchtung ergibt sich die effektive NA aus dem Durchmesser des Beleuchtungsflecks $d_{\text{Beleuchtung}}$. Der Beleuchtungsfleck definiert gleichzeitig die Fläche auf dem Objekt, über die für die Erzeugung der Beugungsstruktur integriert wird.

$$d_{\text{Beleuchtung}} = 2 * f * \tan(\alpha) \quad (5-36)$$

Bei sehr kleinen Flächen können lokale Strukturdefekte zu Messfehlern führen. Gute Ergebnisse konnten mit Durchmessern zwischen $d_{\text{Beleuchtung}} = 1 - 3$ mm erzielt werden. Gleichzeitig ergibt sich bei einer beugungsbegrenzten Abbildung der Spotdurchmesser $d_{\text{Detektion}}$ auf dem Kamerasensor durch das Beugungslimit nach

$$d_{\text{Detektion}} \approx \frac{\lambda}{NA} = \frac{\lambda}{n \cdot \sin(\alpha)}. \quad (5-37)$$

Der real zu erwartende Spot ist aufgrund von Abbildungsfehlern etwas größer. Dieser Durchmesser ist entscheidend für die Lokalisationspräzision des Spots durch die Software. Gute Ergebnisse konnten mit Spotdurchmessern erzielt werden, die eine Ausdehnung über 10 bis 30 Pixel haben. Die Zusammenhänge der Gleichung (5-37) sind in Abbildung 5-18 dargestellt. Der Brechungsindex ist aufgrund der umgebenden Luft $n = 1$. Für höchste Detektionsgenauigkeit sollte als Lichtquelle eine Monomodefaser mit einem Modenfelddurchmesser kleiner als die Beugungsgrenze der Optik verwendet werden. Sofern die NA der Monomodefaser einen passenden Wert hat, kann diese auch direkt, ohne Kollimatoroptik über den Strahlteiler, in die hintere Brennebene der Abbildungslinse positioniert werden.

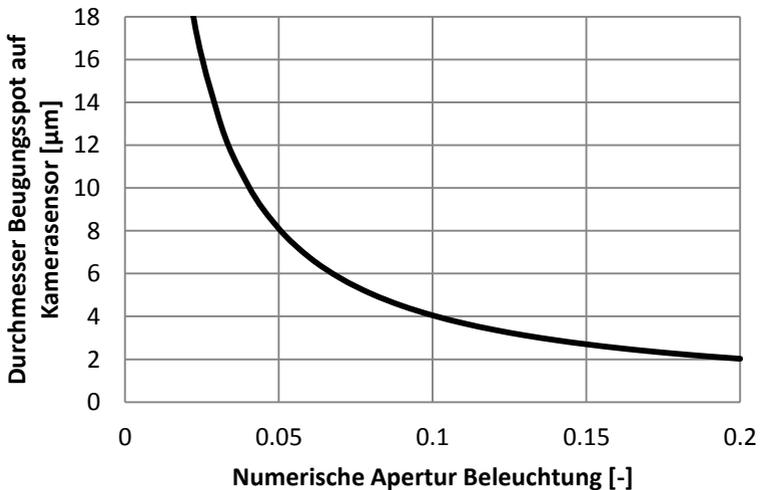


Abbildung 5-18: Größe des beugungsbegrenzten Beleuchtungsspots auf dem Kamerasensor bei 405 nm Beleuchtungswellenlänge in Abhängigkeit von der numerischen Apertur der Beleuchtungsoptik.

Der Kamerasensor dient zur Lokalisierung der Spots und sollte deshalb eine möglichst hohe Positionsdetektion der Beugungssspots erlauben wie bereits in Formel (5-30) und (5-32) dargestellt. Gefordert ist eine Detektionsgenauigkeit von $< 1 \text{ mrad}$ ($0,05^\circ$). Dies entspricht einem Längenverhältnis von $1/1000$, das durch die Kamera abgebildet werden muss. Als geeignete hochauflösende Industriekamera wurde eine monochrome CCD-Kamera (PXU-120M, Baumer) mit 4248×2832 ($3,1 \mu\text{m}$) Pixeln ausgewählt. Bei einem Spotabstand von ca. 4000 Pixeln ergibt sich somit eine geforderte Lokalisationsgenauigkeit der äußeren Beugungsordnungen von vier Pixeln. Bei gaußförmigen Spots ist eine Detektionsgenauigkeit von $1/10$ Pixel realistisch, wodurch das Ziel, eine Größenordnung besser zu messen, zumindest theoretisch erreicht ist.

Die Brennweite der Abbildungsoptik (f) bestimmt über den optischen Hebel die Detektionsgenauigkeit der Winkel um die x- und y-Achse nach Gleichung (5-30). Gleichzeitig sorgt diese auch für eine Aufspreizung der Beugungsordnungen auf der Kamera nach Gleichung (5-35). Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 5-19 grafisch für die minuserste- und erste Hauptbeugungsordnung dargestellt. In Abbildung 5-20 ist dargestellt, wie die Winkelauflösung mit steigender Brennweite steigt, jedoch der Fangbereich gleichzeitig reduziert wird. Der Fangbereich wird dadurch begrenzt, dass der Fokus ab einer gewissen Verkipfung nicht mehr auf den Kamerasensor der Kamera trifft. Um die Kamera optimal auszusteuern, müssen die zwei Spots für die Winkeldetektion möglichst gleich hell sein, weshalb sich die Verwendung von symmetrischen Beugungsordnungen anbietet.

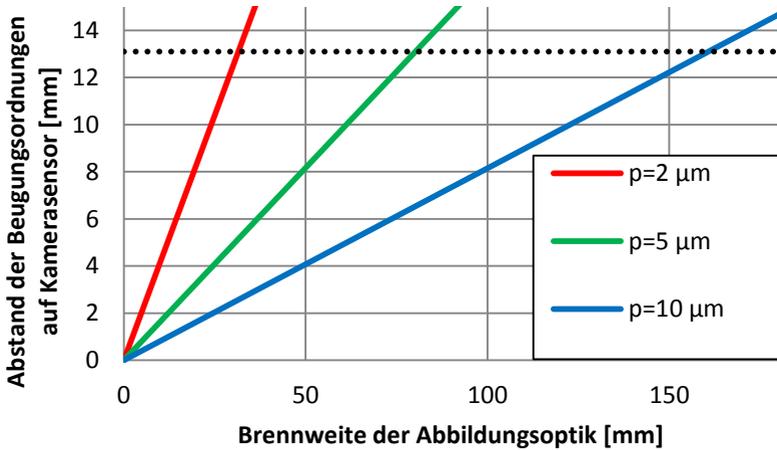


Abbildung 5-19: Abstand s der minusersten und ersten Hauptbeugungsordnungen auf dem Kamerasensor in Abhängigkeit der Brennweite der Beleuchtungsoptik bei 405 nm Beleuchtungswellenlänge für verschiedene Gitterperioden p .

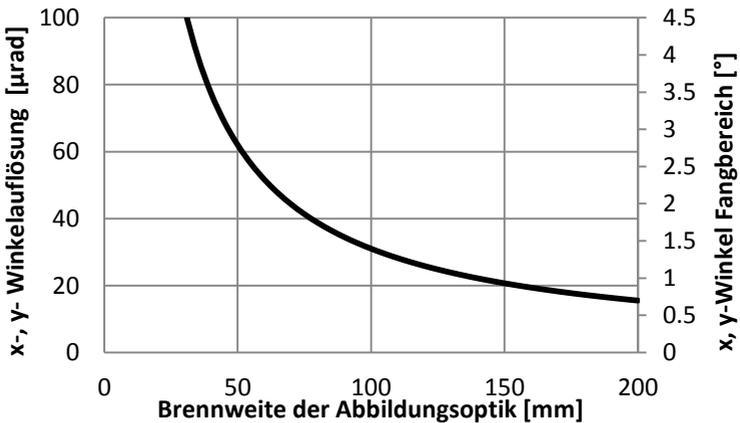


Abbildung 5-20: Winkelauflösung und Fangbereich bei pixelgenauer Spotlokalisierung über die Brennweite; exemplarisch gerechnet für die Kamera PXU-120M (Baumer) mit 13,1 mm Sensorgröße und 3,1 μm Pixelgröße.

Für die Detektionsgenauigkeit um die z-Achse ist es von Vorteil, die beiden ersten Beugungsordnungen gerade noch auf dem Kamerasensor abbilden zu können, da dies die minimale Winkelauflösung begrenzt. In Abbildung 5-21 ist die Winkelauflösung für die Rotation um die z-Achse nach Gleichung (5-32) gegenüber der Winkelauflösung um die x- und y-Achse dargestellt. Zu sehen ist, dass die Winkelauflösung um die x- und y-Achse immer besser ist als die um die z-Achse. Die Auflösung um die z-Achse ist durch die Sensorgröße begrenzt und ist optimal wenn die Beugungssspots so weit auseinander liegen, dass sie die Größe des Sensors voll ausgenutzt wird. Die Unstetigkeiten in der Kurve kommen ergeben sich aus der begrenzten Größe des Kamerasensors. Für eine optimale Winkelauflösung um die z-Achse müssen die Beugungssspots der höchsten Ordnung detektiert werden, die noch auf den Sensor treffen. Ab einer gewissen Brennweite treffen die Beugungssspots nicht mehr den Sensor, weshalb dann eine niedrigere Ordnung lokalisiert werden muss.

Die Brennweite der Abbildungslinse muss somit immer auf die jeweilige Gitterperiode angepasst werden um eine optimale Detektionsgenauigkeit zu ermöglichen. Die Brennweiten, bei denen die Unstetigkeit in der Kurve auftreten, sind eher ungeeignet, da hier eine saubere Abbildung der Spots nicht mehr garantiert werden kann. Eine Brennweite der Abbildungslinse im Bereich von 50 mm bis 60 mm ist für Messung von Gittern mit $10\ \mu\text{m}$ Periode ideal, da hier die 1. Beugungsordnung lokalisiert werden kann. Die Gleiche Brennweite kann aber auch für Gitter mit $5\ \mu\text{m}$ Gitterperiode verwendet werden. Da die Beugungsordnungen hier näher zusammen liegen kann die 2. Ordnung lokalisiert werden, wobei die gleiche Winkelgenauigkeit erreicht wird. Bei noch kleineren Gitterperioden sollten jedoch entsprechend kürzere Brennweiten verwendet werden.

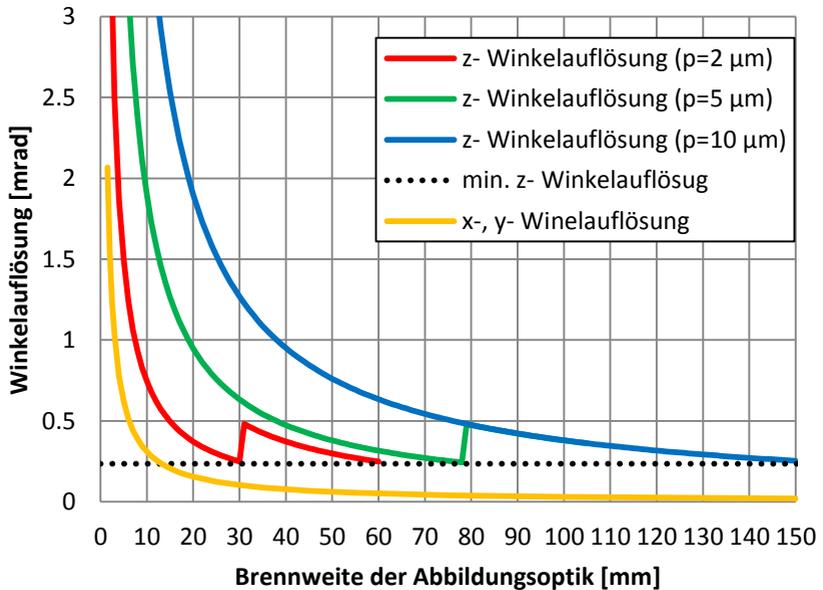


Abbildung 5-21: Winkelauflösung bei pixelgenauer Detektion über der Brennweite der Abbildungsoptik bei 405 nm Beleuchtungswellenlänge und der Kamera PXU-120M (Baumer) mit 13,1 mm Sensorgröße und $3,1 \mu\text{m}$. Die Unstetigkeiten in den Kurven kommen dadurch zustande, dass ab einer gewissen Brennweite Beugungsspot's anderer Ordnung lokalisiert werden müssen.

Für die direkte Messung der relativen Orientierung der Gitterkachel zur Referenzgitterkachel besteht die Möglichkeit, das Laser-AKF durch einen Strahlteiler auf einen weiteren Strahlengang aufzuteilen [102]. Diese Methode stellt jedoch hohe Anforderungen an die Abbildungsoptik, weshalb sie zunächst nicht verwendet wurde. Eine Zusammenfassung dieses Prinzips kann dem Anhang A entnommen werden.

5.4.1.2 Translationsmessung per Digitalmikroskop

Die Messung der translatorischen Position der Gitterkacheln kann über die Detektion mittels Messmikroskop geschehen. Hierbei müssen markante Punkte des Gitters, z. B. die Außenkanten, angetastet werden um deren Lage zu bestimmen. Die laterale Ausrichtung der Gitterkacheln muss, im Gegensatz zu der rotatorischen Ausrichtung, nicht zu einer globalen Referenzkachel stattfinden, sondern sollte zum direkten Nachbarn erfolgen um die Fugenbreite gering zu halten. Damit können Größtoleranzen, die durch den Zuschnitt entstehen, kompensiert werden.

Die angestrebten Lagetoleranzen bewegen sich im Bereich von wenigen zehn Mikrometern und somit weit entfernt von der optischen Auflösungsgrenze. Damit werden keine besonders hohen Anforderungen an die Optik gestellt. Zum Zeitpunkt der Positionierung der Gitterkacheln befinden sich die zu positionierenden Kacheln und deren Nachbarn jedoch auf unterschiedlichen Ebenen. Während die gesetzten Kacheln bereits auf dem Trägersubstrat befestigt sind, befindet sich die zu positionierende Kachel noch am Greifer. Der Höhenunterschied beträgt zumeist die Dicke einer Kachel im Bereich von ca. 600 μm . Um beide Kacheln gleichzeitig scharf abbilden zu können, und damit deren lateralen Abstand zu vermessen, sollte die Schärfentiefe relativ hoch sein. Ideal wäre hier eine telezentrische Optik um Justierfehler zu reduzieren. Aus Kostengründen wurde jedoch ein Objektiv mit großem Arbeitsabstand verwendet. Zusätzlich wurde eine Aperturblende eingebaut, die es ermöglicht, die Schärfentiefe zu erhöhen. Damit kann eine Grobjustierung durchgeführt werden, solange sich die Gitter auf unterschiedlichen Ebenen befinden. Bevor die Gitter abgesetzt werden, wird noch einmal eine Feinjustierung durchgeführt um eventuelle perspektivische Messfehler zu kompensieren.

Für die maschinelle Kantendetektion ist ein guter Kontrast der Kachelkante notwendig. Deshalb wurde das Mikroskop neben der koaxialen Beleuchtung noch mit einer Dunkelfeldbeleuchtung durch einen LED-Ring erweitert.

Diese beiden Beleuchtungsverfahren ermöglichen es, auch bei unterschiedlicher Oberflächenbeschaffenheit einen guten Kontrast einzustellen.

5.4.2 Aufbau der Montagevorrichtung

Neben der in vorherigen Kapiteln beschriebenen Optiken, besteht die Montagevorrichtung aus weiteren Komponenten. Die Bestandteile und ihr Zusammenspiel sind in Abbildung 5-22 dargestellt. Der Kachelträger ist hierbei auf einer Vakuumplatte (Metapor, Witte Barskamp) eingespannt, die sich über einen Kreuztisch (LS-110, micos) verfahren lässt. Die zu positionierende Kachel ist im Vakuumgreifer eingespannt, der sich über einen Hexapod (H840.G2, Physik Instrumente) in allen sechs- Freiheitsgraden positionieren lässt. Ein Kraftsensor am Greifer erlaubt das Antasten des Trägersubstrates mit der Kachel und damit das definierte Einstellen eines Klebspaltes für das spätere Fügen über das Kapillarkleben. Das digitale Mikroskop (0.4x Tubus, 3.1x TV-Objectiv, Opto) mit einer CMOS-Kamera (acA3800-14um, Basler) erlaubt die laterale Positionsdetektion, während das Laser-AKF die rotatorische Position kontrolliert. Die so ermittelten Zielkoordinaten können automatisch mit dem Hexapod eingestellt werden, bevor die Kachel gefügt wird.

Das Laser-AKF besteht aus einem fasergekoppelten Laser (S1FC405, Thorlabs) mit einer Monomodefaser und einem fasergekoppelten Kollimator (F671APC-405, Thorlabs). Ein Strahlteiler (CM1-BP145B1, Thorlabs) reflektiert das detektierte Licht in Richtung CCD-Kamera. Ein $f = 50$ mm Fotoobjektiv (50 mm EFL, $f/1.4$, NAVITAR) bildet im Unendlichen auf den Sensor der CCD-Kamera (PXU-120M, Baumer) ab. In dieser Kombination ist die Montagevorrichtung für das Kacheln von Gittern mit Gitterperioden von ca. $4,8 \mu\text{m}$ geeignet wobei die Beugungsspot's der 2. Ordnung detektiert werden. Durch geringfügige Anpassungen der Brennweite der Abbildungslinse sowie der Brennweite des Faserkollimators kann die Vorrichtung jedoch auch auf andere Gitterperioden optimiert werden.

Durch das Ändern der Geometrie des Vakuumgreifers und der Vakuumpalte kann die Vorrichtung an eine Vielzahl von möglichen Kachelaufgaben angepasst werden. Die Montagehilfe eignet sich zudem auch für das eindimensionale Kacheln. Der Vorteil hierbei ist, dass nicht für jedes Kachelformat ein kompletter Rahmen angefertigt werden muss und für die Justierung kein Gitterinterferometer notwendig ist.

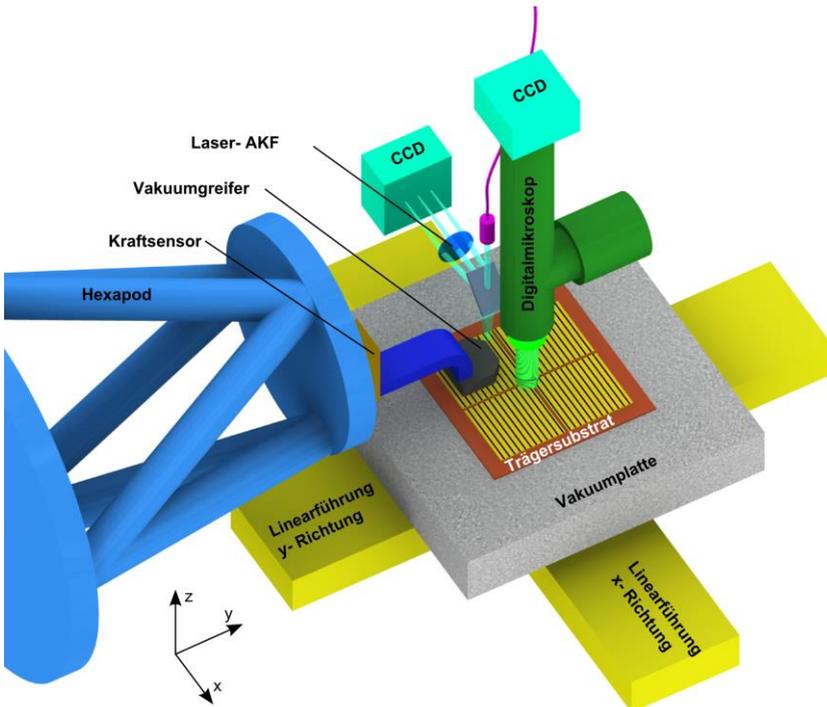


Abbildung 5-22: Schematische Darstellung der Montagevorrichtung mit deren Bestandteilen [79].

In Abbildung 5-23 ist der Arbeitsplatz für die Montage der Röntgengitter zu sehen. Dieser besteht aus der Bedienungsumgebung und der tatsächlichen Montagehilfe. In Abbildung 5-24 sind zwei Nahaufnahmen der Montagevorrichtung und ihrer Bestandteile zu sehen.

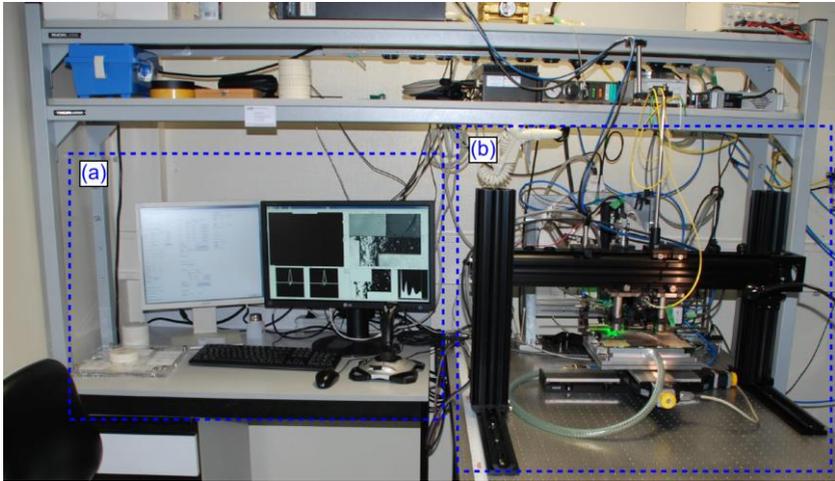


Abbildung 5-23: Foto des Arbeitsplatzes für die Montage der Röntgengitter: (a) Bedienungsumgebung, (b) Montagevorrichtung.

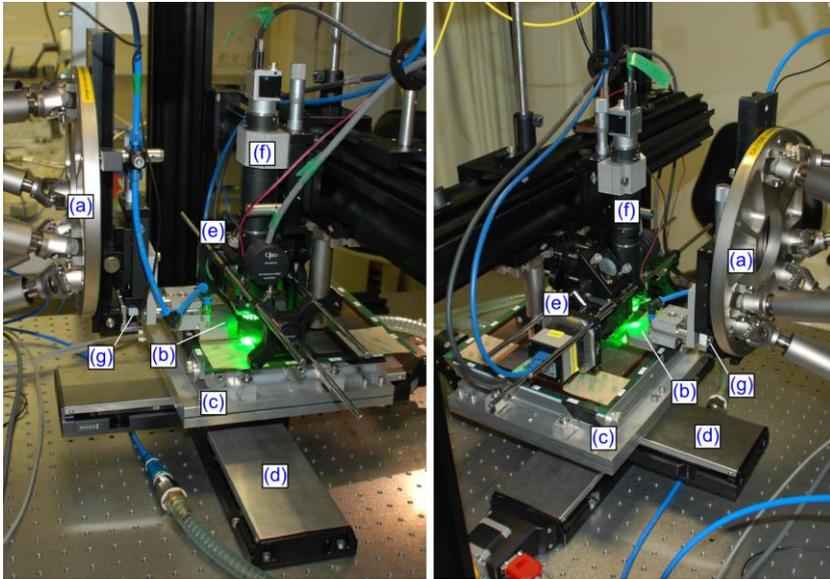


Abbildung 5-24: Fotos von der Montagevorrichtung aus zwei Perspektiven (links, rechts): (a) Hexapod, (b) Vakuumgreifer, (c) Vakuumplatte, (d) Kreuztisch, (e) Laser-AKF, (f) Digitalmikroskop.

5.4.3 Steuerungsprogramm der Montagevorrichtung

Zur Steuerung des kompletten Montageaufbaus wurde ein Programm in C++ erstellt. Es unterschützt den Benutzer durch die Bereitstellung aller notwendigen Informationen und ermöglicht es, alle Sensoren und Aktoren in Echtzeit auszulesen und anzusteuern. Zusätzlich bietet es auch die Möglichkeit, die Feinjustierung automatisiert durchzuführen. Dadurch kann benutzerunabhängig eine konstante Qualität sichergestellt werden. In Tabelle 5-6 sind die Elemente der Montagevorrichtung aufgelistet.

Tabelle 5-6: Auflistung aller, per Programm gesteuerten Elemente für die Montagevorrichtung.

Typ	Bezeichnung	Funktion
Sensor	Kamera; Baumer PXU-120M CCD; Laser-AKF	Messung der Winkellage der Röntgengitter
Sensor	Kamera; Basler acA3800-14um CMOS; Digitalmikroskop	Messung der lateralen Kachelposition
Sensor	Kraftmessdose; ME- Messsysteme KD24s 10N	Messung der Fügekraft
Aktor	Ventil Vakuumgreifer	Greifen der zu fügenden Kachel
Aktor	Ventil Vakuumplatte	Greifen des Kachelträgers
Aktor	Hexapod; PI H-840.G2	6-Achs-Positionieren der zu fügenden Kachel
Aktor	Kreuztisch; LS-110 micos	2-Achs-Positionierung des Kachelträgers
Eingabe	Maus, Tastatur, Joystick	Eingabe von Informationen und Befehlen
Ausgabe	2x Monitor	Benutzeroberfläche zur Ausgabe von ausgewerteten Informationen

Detaillierte Informationen zum Programm kann der Bachelorarbeit, Tietze 2016 [103] entnommen werden. Die Hauptfunktionalität des Programmes lässt sich wie folgt aufteilen:

Steuerung und Auswertung der Kamera des Laser-AKF: Eine Belichtungsautomatik sorgt für eine optimale Aussteuerung der einzelnen Beugungsordnungen. Anschließend werden die gefundenen Beugungsordnungen sortiert und exakt lokalisiert.

Steuerung und Auswertung der Kamera des Digitalmikroskops: Eine Belichtungsautomatik sorgt für eine optimale Belichtung. Anschließend bestimmt eine Automatik den Schwellenwert, bei dem der Hintergrund von den eigentlichen Gitterkacheln diskriminiert werden kann. Mithilfe einer

Kantendetektion durch eine Blob-Analyse kann die laterale Position der Kacheln ermittelt werden um den Abstand zwischen den Kacheln zu berechnen.

Ansteuerung des Hexapod zur Positionierung der Gitterkacheln: Dabei muss die von den Messgeräten ermittelte Position über kontrollierte Bewegungen korrigiert werden. Es erfolgt zunächst eine Grobpositionierung per Hand über die Joystick-Steuerung. Sobald sich die Gitterkacheln in einem gewissen Fangbereich befinden wird eine automatische Positionierung durchgeführt.

Auswertung des Kraftsensors: Hierbei wird der Kontakt der Gitterkachel mit dem Trägersubstrat oder eine eventuelle Kollision mit den Nachbarkacheln gemessen. Bei der Überschreitung eines Schwellenwertes wird die Bewegung der Aktoren automatisch gestoppt um eventuelle Beschädigungen zu verhindern. Zusätzlich wird ein akustisches Warnsignal an den Benutzer ausgegeben.

Interaktion mit dem Benutzer: Die Benutzeroberfläche ist in zwei Teile eingeteilt, den Eingabebildschirm und den Ausgabebildschirm. Der Ausgabebildschirm (siehe Anhang, Abbildung A-1) dient dazu, ausgewertete Informationen der Messgeräte an den Benutzer zu übertragen. Auf dem Eingabebildschirm (siehe Anhang, Abbildung A-2) können zwei verschiedene Steuerungsmenüs angezeigt werden. Das Einrichtungsmenü ermöglicht es, die Messgeräte einzurichten und zu kalibrieren. Das Arbeitsmenü dient ausschließlich dem Durchführen der Gitterjustierung und -montage. Als Eingabemedien dienen standardmäßig Maus und Tastatur. Optional kann auch zur Steuerung des Hexapod ein Joystick verwendet werden.

Positionierautomatik: Die Feinjustierung wird mithilfe einer Positionierautomatik durchgeführt. Dabei steuert das Programm die Manipulatoren automatisch, um die von den Messgeräten ermittelten, Zielkoordinaten

anzufahren. Dieser Vorgang wird iterativ wiederholt, bis die Zielposition innerhalb des eingestellten Toleranzbereiches liegt.

5.4.4 Messgenauigkeit des Laser-AKF

Besonders an die Messgenauigkeit des Laser-AKF um die optische Achse (z-Achse) werden hohe Anforderungen gestellt. Um die tatsächliche Messgenauigkeit zu ermitteln, wurden Messungen durchgeführt, bei denen ein mittels Laserschreiber hergestelltes Phasengitter mit einer Fläche von 100 mm × 100 mm und 10 µm Gitterperiode durch den Hexapod gegriffen und im Winkel variiert wurde. Somit konnten definierte Winkel und Positionen eingestellt werden, die mit den Messwerten des Laser-AKF korreliert wurden. Gemessene Fehler sind somit immer eine Kombination aus der Genauigkeit des Hexapod, der Strukturgenauigkeit des Testgitters und der Messgenauigkeit des Laser-AKF, wobei die Positioniergenauigkeit des Hexapod mit ±20 µrad Umkehrspiel vernachlässigbar ist. Für jede Messung wurden 5000 Messpunkte aufgenommen. Ein Hauptgrund für Messfehler sind optische Aberrationen, die durch die Abbildungslinse verursacht werden. Aus diesem Grund wurden verschiedene Abbildungslinsen mit unterschiedlicher Abbildungsqualität getestet. In Tabelle 5-7 sind die Messergebnisse aufgelistet.

Obwohl alle Linsen eine unterschiedliche optische Abbildungsqualität haben, zeigen sich keine starken Abweichungen in der Messgenauigkeit. Generell ist die Präzision mit einer Standardabweichung bei Messungen am gleichen Punkt des Gitters sehr hoch (ca. 10 µrad). Bei Messungen an verschiedenen Punkten auf dem Gitter zeigt sich eine verringerte Präzision (< 60 µrad), wobei es deutliche Unterschiede darin gibt, ob die Messpunkte entlang der Gitterlamellen liegen oder orthogonal dazu. Es wird vermutet, dass eine leichte Welligkeit des Gitters entlang der Gitterlamellen zu dieser Reduktion führte. Eine systematische Messabweichung tritt bei allen Linsen auf, wenn das Gitter entlang der optischen Achse bewegt wird. Dieser Messfehler hat einen linearen Charakter mit einer Steigung von ca. 40 µrad

je verfahrenen Millimeter auf der optischen Achse. Aufgrund der Systematik kann dieser Fehler jedoch programmseitig kompensiert werden.

Tabelle 5-7: Präzision des Kachelaufbaus bei der Positionierung von Gittern um die optische Achse (z-Rotation) in Abhängigkeit von verschiedenen Orientierungen und Abbildungslinsen. Für jede Messung wurden 5000 Messpunkte aufgenommen. Als Messobjekt diente ein lasergeschriebenes Phasengitter mit einer Gitterperiode von 10 µm.

Bewegungsrichtung Testgitter	Statistische Größe	Messwerte für z-rotation			
		Foto- objektiv (EFL, f/1.4, NAVITAR)	Achromat Luftspalt (ACA254- 060-A)	Achromat gekittet AC254-060- A)	Linse gekittet (LBF254- 050-A)
		f = 50 mm	f = 60 mm	f = 60 mm	f = 50 mm
Selber Messpunkt	STAB [µrad]	8,7	16,8	11,6	10,9
orth. zu Gitterlamellen (x-Achse)	STAB [µrad]	37,9	16,4	24,0	62,0
paral. zu Gitterlamellen (y-Achse)	STAB [µrad]	60,6	54,6	26,4	105,3
entlang der optischen Achse (z-Achse)*	STAB [µrad]*	1974,3	2275,1	2115,6	2621,3
	Steigung [µrad/ mm]*	39,9	45,3	43,6	52,7
um opt. Achse (z-Achse)	STAB [µrad]	23,8	20,8	12,8	24,8

(STAB=Standardabweichung)

*Die Messung entlang der optischen Achse zeigte einen linearen, systematischen Fehler. Dieser wurde durch eine lineare Regression ermittelt und von den Messwerten abgezogen.

Exemplarisch wurde auch der Akzeptanzwinkel des AKF gegenüber der Verkippung der Gitterkachel aus der Kachelebene (Verkippung um x- und y-Achse) getestet. Dabei zeigt sich, dass dies lediglich einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Messgenauigkeit bis zu einem Winkel von ca. 0,9 mrad hat (Abbildung 5-25). Dennoch sollte immer zunächst die Gitterkachel in die Kachelebene gebracht werden um den Fangbereich optimal auszunutzen.

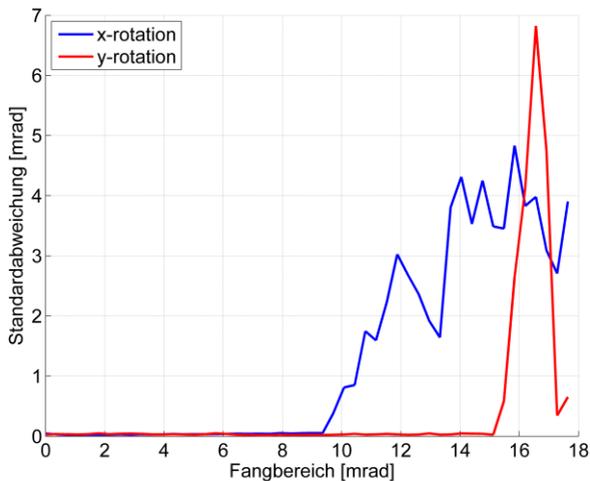


Abbildung 5-25: Standardabweichung der Präzision der z-Rotation in Abhängigkeit von der x- und y-Rotation bei Verwendung des Foto-Objektivs (EFL, f/1.4, NAVITAR, f = 50 mm).

5.5 Charakterisierung zweidimensional gekachelter Gitter

Um die Funktion der Montagehilfe nachzuweisen, sollte das erste, zweidimensional gekachelte Gitter hergestellt werden. Um auch

nachzuweisen, dass das Prinzip zu keiner Aufsummierung von Justierfehlern führt und eine Allgemeingültigkeit für sehr große Gitter gegeben ist, sollten ausreichend viele Gitterkacheln montiert werden. Ab einer Gittergröße von 4×4 Gitterkacheln existieren Kacheln, die nicht direkt zu der Referenzkachel benachbart sind. Um das so entstandene Sehfeld nutzbar zu machen, wird, unter Berücksichtigung der Projektionsvergrößerung bei einer symmetrischen Geometrie des Interferometers (Abbildung 5-26), ein 2×2 gekacheltes Phasengitter benötigt, während für das G0 eine Gitterkachel ausreicht. Ausgehend von einer gleichen Gitterkachelgröße, z. B. von 50 mm Kantenlänge, wird das Sehfeld durch das G1 begrenzt. Das Objekt kann in diesem Fall leicht größer sein als das G1, wenn es kurz hinter diesem positioniert wird.

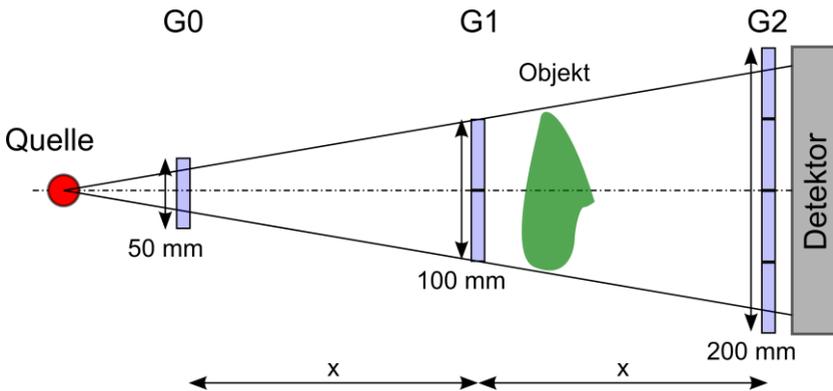


Abbildung 5-26: Schematische Darstellung eines symmetrischen Interferometers mit gekacheltem Gitter. Durch die Projektionsvergrößerung ergibt sich das G1 als begrenzendes Element für das Sehfeld.

5.5.1 Herstellung eines Gitters mit 4×4 Kacheln

Die Gitter für den Aufbau eines Gitters aus 4×4 Kacheln wurden mithilfe des Direkt-LIGA-Verfahrens [21], [70], [71] auf 4" Wafern hergestellt. Alle Gitter

haben eine Periode von $4,8 \mu\text{m}$ und im Design ein Tastverhältnis von 0,5. Das Quellgitter wurde auf einem 1 mm dicken Graphitsubstrat mit einer Goldabsorberhöhe von $120 \mu\text{m}$ hergestellt. Vier Phasengitter wurden auf $200 \mu\text{m}$ dickem Silizium mit einer Goldhöhe von $5,2 \mu\text{m}$ hergestellt um einen π -Phasenschub bei 27 keV zu erzeugen. Sechzehn Analysatorgitter wurden auf $525 \mu\text{m}$ dickem Silizium mit einer minimalen Goldhöhe von $200 \mu\text{m}$ hergestellt. Aufgrund von derzeit vorhandenen Prozessschwankungen bei der Gitterherstellung variiert die Qualität der Mikrostrukturen der einzelnen Kacheln leicht, was zu unterschiedlicher Bildqualität führen kann.

Die Strukturfelder der Phasengitter und Analysatorgitter wurden mittels Wafersäge ausgeschnitten um Gitterkacheln mit einer Fläche von $50 \text{ mm} \times 50 \text{ mm}$ zu erreichen. Die Schnittlinien wurden orthogonal und parallel zu den Gitterlamellen ausgerichtet und besitzen einen relativen Winkelfehler zu den Strukturen von $< 1 \text{ mrad}$ [56].

Vor dem Kacheln der Gitter wurde die Oberfläche bearbeitet um den Reflex im sichtbaren Bereich zu verbessern und damit eine genauere Detektion mittels Laser-AKF zu gewährleisten. Dafür wurde sowohl das Beschichten mit Silber als auch die Handpolitur getestet. Die besten Ergebnisse der Oberflächenqualität konnten durch maschinelles Schleifen mit Schleifpapier mit einer Körnung von 4000 erreicht werden. Da diese Untersuchungen an den zu kachelnden Gittern durchgeführt wurden, ergeben sich die unterschiedlichen Grautöne der G2-Gitterkacheln (Abbildung 5-27). Bei den G1-Gittern war eine Oberflächenbearbeitung aufgrund der geringeren Höhe nicht notwendig.

Als Trägersubstrat wurde jeweils 1 mm dickes Vespel SEK-3000 auf die Maße von $240 \text{ mm} \times 240 \text{ mm}$ für das G2 und $120 \text{ mm} \times 120 \text{ mm}$ für G1 zugeschnitten. Die Oberfläche der Substrate wurde mit einer Transferfolie (467MP, 3M) beklebt. Die Kacheln wurden zunächst mithilfe des Fügeroboters positioniert und dann senkrecht auf die Klebefolie abgesetzt und mit einer Kraft von 6 N über den Vakuumgreifer angedrückt.

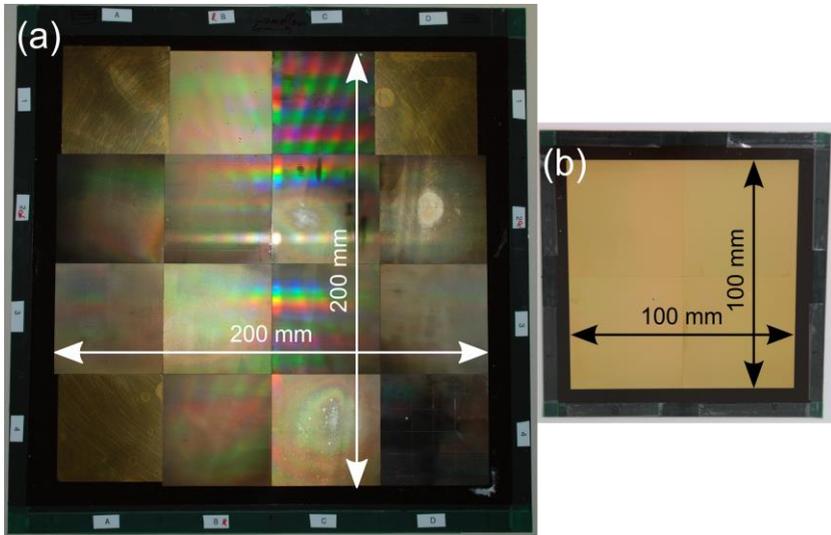


Abbildung 5-27: Foto von dem (a) 4x4 gekachelten Analysatorgitter (G2) mit einer Größe von 200 mm \times 200 mm und dem (b) 2x2 gekachelten Phasengitter (G1) mit einer Fläche von 100 mm \times 100 mm [79].

Für die Gittermontage wurde das Trägersubstrat auf der Vakuumpalte eingespannt und die erste Gitterkachel auf einer beliebigen Position auf dem Kachelsubstrat positioniert und fixiert. Anschließend wurde die exakte Position der Kachel vermessen und als Referenz gespeichert. Zur Positionierung der nächsten Gitterkachel wurde diese vom Vakuumgreifer des Hexapod aufgenommen. Deren Orientierung wurde durch das Laser-AKF vermessen und relativ zu den gespeicherten Werten der Referenzkachel korrigiert. Anschließend wurde die Kachel zur Zielposition bewegt. Dafür wurde das Trägersubstrat zusammen mit der Referenzkachel mithilfe des Kreuztisches verfahren. Da der Gierfehler der Führungen vom Hersteller mit $\pm 40 \mu\text{rad}$ angegeben ist, wird die rotatorische Orientierung dabei nicht signifikant verändert. Das Digitalmikroskop wurde für die Auswertung der lateralen Position relativ zur Nachbarkachel verwendet. Kurz vor dem Absetzen der Gitterkachel auf das Trägersubstrat wurde der Fugenabstand

auf die Zielgröße minimiert, wobei ein Sicherheitsabstand eingehalten wurde um die Gitterkacheln vor Beschädigung im Falle von Berührungen mit der Nachbarkachel zu bewahren. Im letzten Schritt wurde die Gitterkachel mit auf das, mit Transferfolie (467MP, 3M) bespannte Trägersubstrat abgesetzt und mit einer Kraft von 6 N angedrückt um sie zu fixieren.

5.5.2 Gitteranalyse zweidimensional gekachelter Gitter

Die hergestellten, gekachelten Gitter wurden zunächst am CT-Lab an ANKA charakterisiert. Die finalen Untersuchungen fanden an einem Talbot-Lau Interferometer am Lehrstuhl für Biomedizinische Physik an der TU München statt. Der Aufbau ist in Abbildung 5-28 dargestellt. Um ein Spektrum mit einer mittleren Energie von 27 keV zu erzeugen, wurde eine Röntgenröhre (XWT-160-SE; X-RAY WorX) mit einer Wolfr-Amanode mit einer Beschleunigungsspannung von 37 kVp und einem Kathodenstrom von 1,35 mA betrieben. Die Gitter wurden im $7/16$ Talbot-Abstand mit einem Zwischengitterabstand von 87,9 cm angeordnet. Der Quell- zu G0-Abstand betrug 164 mm. Alle Gitter wurden mithilfe von Biegerahmen zylindrisch gebogen, wobei der Biegeradius dem Quellabstand des jeweiligen Gitters entspricht. Die Probe wurde direkt hinter das G1 gestellt um eine möglichst hohe Sensitivität zu erreichen. Ein über die Energie integrierender Detektor (PaxScan 2520DX, Varian Medical Systems) mit einer Pixelgröße von 127 μm wurde zur Detektion verwendet. Die darstellbare Objektgröße wurde aufgrund der Projektionsvergrößerung durch das G1 begrenzt und betrug etwas mehr als 10 cm \times 10 cm. Alle Gitter wurden durch zylindrisches Biegen an ihren jeweiligen Quellabstand angepasst.

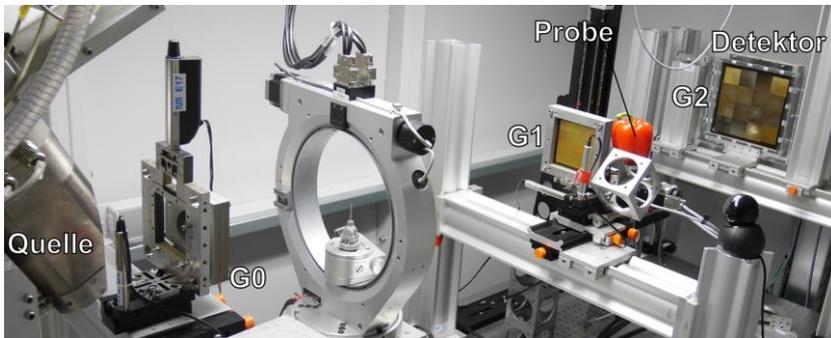


Abbildung 5-28: Talbot-Lau Interferometer an der TU München mit: Quelle, G0, G1, Probe, G2 und Detektor [79].

Das Detektorbild in Abbildung 5-29 zeigt das aufgenommene Moiré-Muster (Flat-Field). Die individuellen Muster für jede Gitterkachel werden zum einen durch leichte Verzüge in den Gitterstrukturen erzeugt. Diese Verzüge sind auf den Fertigungsprozess zurückzuführen, wobei Spannungen in die Strukturen eingebracht werden welche die Lamellen deformieren können. Diese Strukturfehler sind bei der LIGA Fertigung bekannt [104]. Zusätzliche Moiré-Streifen werden durch Rotationsfehler um die optische Achse (z-Achse) erzeugt.

Die Gitterkachel des G2 an der Position B2 in Abbildung 5-29 war die erste Kachel die gelegt wurde, und ist deshalb als Referenzkachel definiert, zu der alle anderen Kacheln justiert wurden. Nach der Montage aller Kacheln wurden die Kachelpositionen erneut mithilfe des Laser-AKF vermessen. Während des Kachelns der Kachel C1 zeigte sich ein Programmfehler aufgrund der Detektion eines Lichtreflexes, der erst nach dem Verkleben der Kachel aufgefallen ist. Dieser führte zu einem außergewöhnlich großen Winkelfehler von $870 \mu\text{rad}$. Alle anderen 14 Gitter wurden mit einer Toleranz $\Delta z \leq 430 \mu\text{rad}$ einjustiert. Die Rotation der Gitterkacheln des G1 wurde nach dem Kacheln auch mit dem Laser-AKF vermessen und liegt im Bereich von $\pm 170 \mu\text{rad}$, was auf die grundsätzlich bessere Reflektivität der

Phasengitter zurückzuführen ist. Es ist zu erwarten, dass bei ähnlicher Oberflächenqualität auch die G2-Gitterkacheln mit vergleichbarer Genauigkeit justiert werden können.

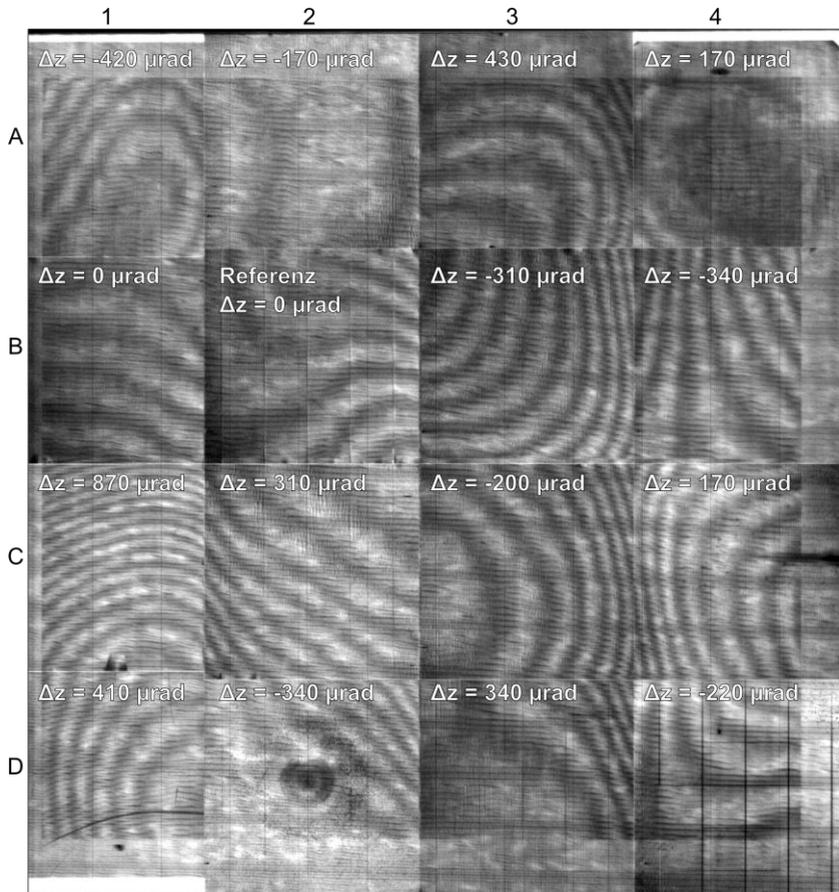


Abbildung 5-29: Detektorbild der Moiré-Streifen des gekachelten Gitters. Der Winkelfehler Δz um die optische Achse eines jeden Gitters wurde mit dem Laser-AKF nach der Verklebung gemessen [79].

Das verwendete Quellgitter zeigte Strukturdefekte in Form von Aufrissen, die durch die Verwendung einer Mikrofokusröhre zu Regionen mit reduzierter Visibilität führten. Um eine defektfreie Visibilitätsverteilung für die Analyse der gekachelten Gitter zu erhalten, wurden mehrere Visibilitätsverteilungen aufgenommen, zwischen denen das Quellgitter jeweils leicht verschoben wurde. Somit wurden die defekten Stellen des Quellgitters an verschiedene Bereiche im Bildfeld verschoben, wodurch die defekten Regionen des G0 herausgeschnitten werden konnten. Die errechnete Visibilitätsverteilung ist in Abbildung 5-30 dargestellt. Diese ist über das gesamte Sehfeld relativ homogen und die Schattenartefakte konnten erfolgreich durch das zylindrische Biegen vermieden werden. Die vertikalen Linien mit reduzierter Visibilität sind verbliebene Bildartefakte, die auf die Defekte im G0 zurückzuführen sind und nicht vollständig herausgeschnitten werden konnten. Trotz der Defekte konnte eine durchschnittliche Visibilität von 28 % erreicht werden.

Das Verhalten der Fugenpixel wurde im Bereich der zentralen Fuge für die horizontale Fuge und die vertikale Fuge separat ausgewertet. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5-31 a dargestellt. Dafür wurden Visibilitätsprofile über die Fuge gelegt und entlang der kompletten Fuge gemittelt. Die Fugenposition ist durch eine reduzierte Visibilität im Profil deutlich sichtbar. Die Fugen des G1 und G2 lagen bei der Bildgebung nebeneinander, sodass sie zwei unabhängige Visibilitätseinbrüche zeigen. Es zeigt sich kein qualitativer Unterschied zwischen der Fuge in horizontaler und vertikaler Richtung. Aus Kapitel 5.1.1 wäre zu erwarten, dass das G1 eine breitere Fuge erzeugt. Dass dies nicht beobachtet werden kann, ist auf den Einsatz einer Mikrofokusröhre und die höhere Oberflächenqualität der G1-Kacheln zurückzuführen die ein präziseres Kacheln erlaubte.

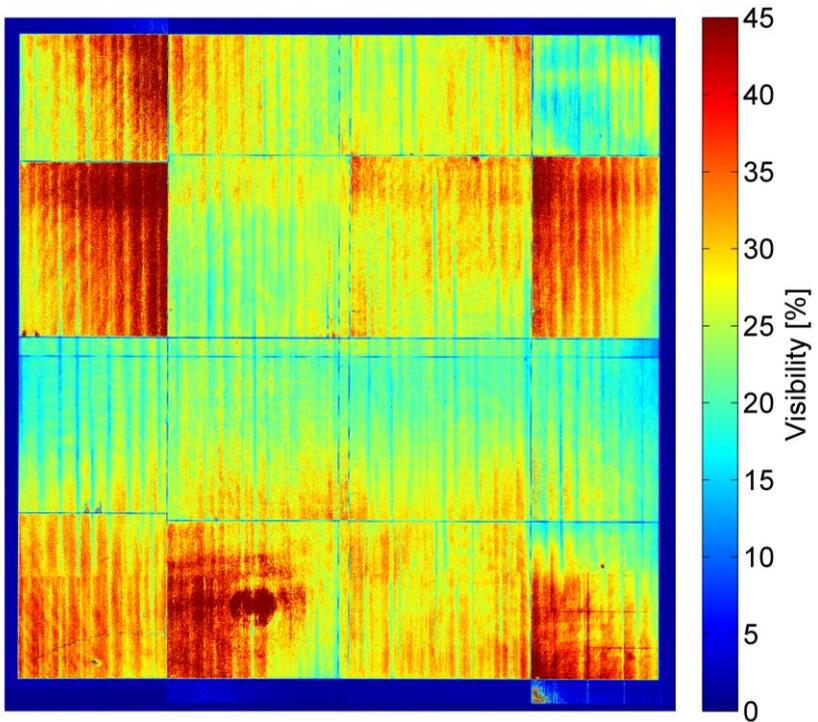


Abbildung 5-30: Sichtbarkeitsverteilung des gekachelten Gitters über das komplette Sehfeld. Die Vertikalen Streifen mit reduzierter Sichtbarkeit sind eine Folge von Aufrißen im G0. Die durchschnittliche Sichtbarkeit beträgt 28 %.

In der vertikalen- und horizontalen Richtung wird die Sichtbarkeit auf etwa fünf Pixel beeinflusst, wobei es bei lediglich drei Pixeln zu einem Einbruch der Sichtbarkeit auf < 50 % kommt. In Abbildung 5-31 b ist ein Histogramm über alle mittleren Fugenpixel dargestellt. Hieraus wird ersichtlich, dass auch Fugenpixel mit relativ hoher Sichtbarkeit existieren. Dies ist vermutlich dort der Fall, wo die relative Phasenlage der benachbarten Gitterkacheln zueinander passt und somit der Bereich unmodulierter Transmission sehr klein ist (Kapitel 5.1.1). Ein kompletter Sichtbarkeitsausfall tritt nur vereinzelt

auf. Im Durchschnitt fällt die Visibilität in einem Pixel auf ca. 1/3 der Ursprungsvisibilität.

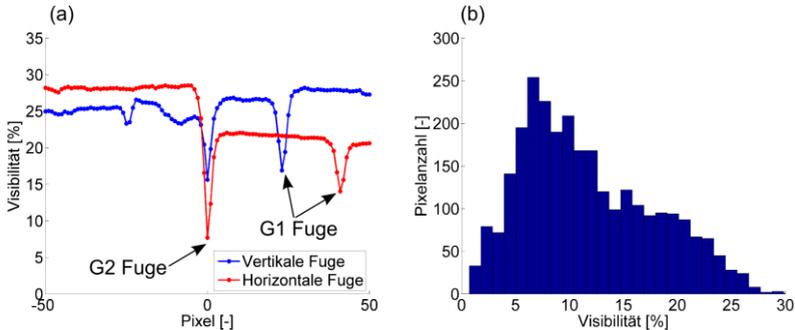


Abbildung 5-31: (a) Visibilitätsprofil für die Fugen im Bereich der zentralen vier Kacheln gemittelt entlang der gesamten Fuge für die horizontale und vertikale Fuge. (b) Histogramm über zentralen Fugenpixel der G2 Fuge.

Bei zukünftigen Experimenten bietet es sich an, die Fugen genau übereinander zu justieren, damit die Regionen mit reduzierter Visibilität minimal gehalten werden können. Eine solche Justierung war mit dem verwendeten Laboraufbau jedoch sehr aufwendig, da nicht alle Justierfreiheitsgrade motorisiert waren.

Besonders bei der medizinischen Bildgebung ist eine möglichst lückenlose Darstellung essenziell. Deshalb müssen die, durch die Fugen beeinträchtigten Pixel interpoliert werden, damit auf dem Bild keine toten Bereiche entstehen. Die Reduktion der Visibilität in den Fugen führt in erster Linie zu einer verringerten Sensitivität, die sich auf den Phasenkontrast und das Dunkelfeldsignal auswirkt. Der Absorptionskontrast ist von der reduzierten Visibilität in den Fugenpixeln nicht betroffen. Bei Radiographien können die fehlenden Informationen in den beeinflussten Pixeln mithilfe der Informationen aus den Nachbarpixeln interpoliert werden. Zusätzlich

können die Restinformationen in den Pixeln, aber auch Informationen aus dem Absorptionskontrast genutzt werden.

Bei Tomographien würden die Fugenbereiche zur Ringartefakten führen. Bei Laborexperimenten kann dies vermieden werden, indem das Objekt zwischen den Aufnahmen leicht lateral verschoben wird. Bei einer klinischen Computertomographie (CT) werden häufig bereits Spiral- oder Helix-CTs verwendet. Dadurch kommt es automatisch zu einer Interpolation der Fehlpixel.

Um die Bildqualität zu testen, wurde ein Axolotl mit einer Größe von ca. 10 cm aufgenommen. Die unterschiedlichen Kontrastmodi sind in Abbildung 5-32 dargestellt. Obwohl lediglich die standardmäßigen Kalibrieralgorithmen verwendet wurden, können dem Kachelprozess keine signifikanten Artefakte zugeschrieben werden.

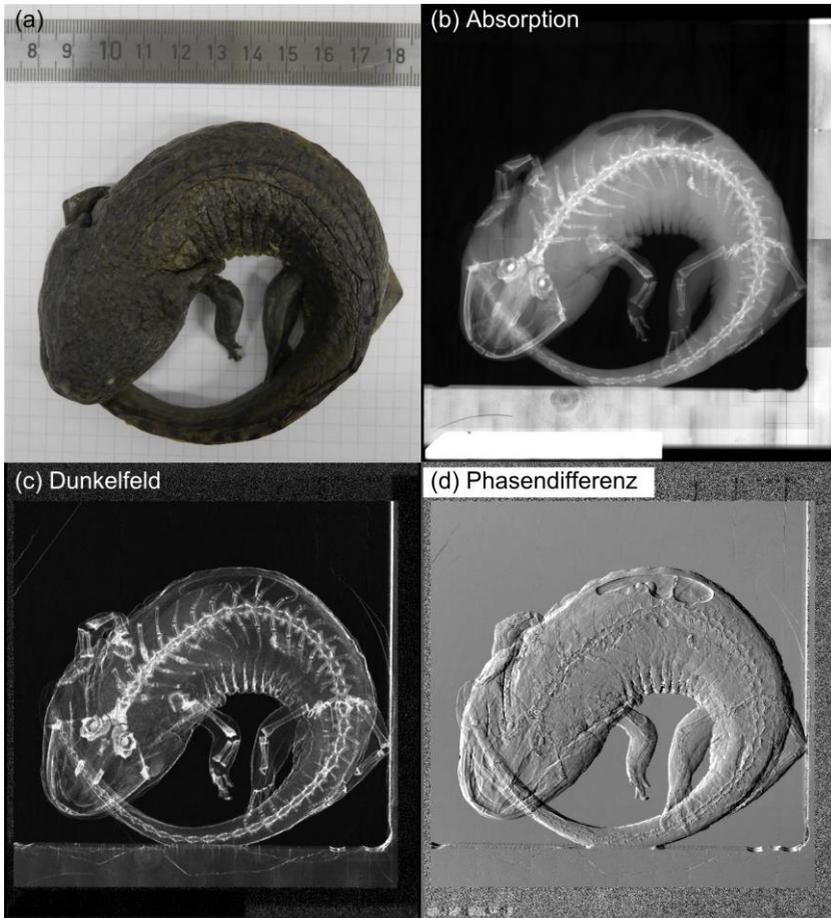


Abbildung 5-32: Resultate der Bildgebung aus einer einzelnen Phasenkontrast- Aufnahme mittels gekachelten Gittern: (a) Foto des Objekts (Axolotl) mit Maßstab, (b) Absorptionskontrast, (c) Dunkelfeldbild, (d) Phasenkontrast [79].

6 Zusammenfassung und Ausblick

Die Röntgen-Phasenkontrast-Bildgebung bietet gegenüber der konventionellen absorptionsbasierten Radiographie ein großes Potenzial für die medizinische Diagnostik. Der vielversprechendste Ansatz für den Transfer dieser Methode in den klinischen Einsatz ist die Nutzung eines Talbot-Lau Interferometers. Das Herzstück eines solchen Interferometers sind Röntgengitter mit hohem Aspektverhältnis, wie sie zum Beispiel mittels Lithographie und Galvanik (Direkt-LIGA) hergestellt werden können. Die Größe der Fläche, die mikrostrukturiert werden kann, ist heute jedoch noch stark begrenzt und erlaubt nur Bildfeldgrößen, die für die Untersuchung von Kleintieren oder Körperteilen ausreicht. Um große Sehfelder zu erzeugen und somit den Einsatz dieser Technologie in der klinischen Anwendung zu erreichen, wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit verschiedene Ansätze zur Bildfeldvergrößerung durch den Einsatz von großflächigen, mikrostrukturierten Röntgengittern sowie deren Adaption an die Bedürfnisse der klinischen Anwendung verfolgt.

Eine Vergrößerung der Gitterfläche führt prinzipiell auch zur Verstärkung von Sekundäreffekten, die, zumeist bei kleinem Sehfeld, vernachlässigt werden können. Um diese Effekte genau zu charakterisieren, wurden Simulationen und experimentelle Untersuchungen durchgeführt. Hierfür wurde ein Simulationsprogramm erstellt, welches es ermöglicht das Sehfeld eines kompletten Talbot-Lau Interferometer mit ausgedehntem Quellfleck und ebenen Gittern zu simulieren. Das Programm verwendet einen hybriden Ansatz bei dem die Propagation der Strahlung durch die Gitter mithilfe einer Strahlverfolgung ermittelt wird, während die Propagation zwischen den Gittern durch die Fresnel-Näherung simuliert wird. Die Ergebnisse zeigen, dass der Effekt der Abschattung, erzeugt durch den Einsatz von ebenen Gittern mit hohem Aspektverhältnis, gegenüber anderen Effekten dominant ist. Dieser tritt im Bildfeld ausschließlich orthogonal zur Lamellenrichtung

auf und führt im Experiment ab einem Sehfeldwinkel von ca. halben Aspektverhältnis ($\alpha = \text{atan}(AR^{-1})/2$) zu einer Erhöhung des minimal auflösbaren Winkels (α_{min}) um 36 %.

Durch eine zylindrische Anpassung der Gittersubstrate an den konischen Strahl kann eine Abschattung vermieden werden, wobei der Biegeradius dem Quellabstand des Gitters entsprechen muss. Um diese zylindrische Anpassung vorzunehmen, wurden Biegerahmen entwickelt, die es erlauben einzelne Gittersubstrate möglichst spannungsarm einzuspannen. Dabei ist der minimal erreichbare Biegeradius bei sprödbrechenden Materialien wie Silizium durch die Substratdicke und Oberflächenqualität begrenzt. Für 200 μm dicke Siliziumsubstrate konnte ein minimaler Biegeradius von 100 mm erreicht werden, was, in den meisten Fällen, für den Einsatz am Quellgitter ausreichend ist. Durch den Einsatz von Graphit- oder Polyimidsubstraten können noch deutlich kleinere Radien erreicht werden.

Die relativ unstetige Steifigkeit von großflächig gekachelten Gittern im Bereich der Fuge relativ zu der Kachelfläche führt beim Biegen zu einer Biegelinie mit Variationen in der Krümmung und somit zu Abweichungen von der idealen Anpassung an den konischen Strahl. Besonders kritisch sind diese bei der Kombination von dicken, biegesteifen Silizium- oder Graphitkacheln mit relativ weichem Kunststoffträgersubstrat. Untersuchungen zeigen, dass diese Abweichungen von der idealen Biegekurve für große Biegeradien ($> 1 \text{ m}$) und Aspektverhältnisse < 100 vernachlässigbar sind. Im Falle kleinerer Biegeradien oder größerer Aspektverhältnisse kann durch eine Angleichung des Elastizitätsmoduls zwischen den Gitter- und Trägersubstrat, z. B. durch Verwendung von Gitterkacheln aus Polyimid bzw. von dünneren Gittersubstraten, ein homogenerer Biegeradius erreicht werden.

Während bei flächig gekachelten Gittern eine allseitige Einspannung ausreicht um den Biegeradius aufzuprägen, werden besondere Anforderungen an das Biegen von Gittern für Linienscanner gestellt, da hier das Biegemoment an der langen Seite des Substrates eingebracht werden muss.

Eine Möglichkeit hierfür stellt die Verwendung von Knickrahmen dar, bei denen das Gittersubstrat durch das Komprimieren zum Ausknicken gebracht wird. Die resultierende halbsinus-förmige Verformung bietet dabei im Bereich zwischen $0,1$ bis $0,9 \times$ der Substratbreite eine ausreichende Anpassung an die ideale Kreisform.

Um die grundsätzliche Beschränkung der Maskenfläche beim LIGA-Verfahren zu umgehen, wurde in der vorliegenden Arbeit mit der bewegten Belichtung eine vollständig neue Art der Herstellung von Mikrostrukturen mittels Röntgenlithographie entwickelt. Hierbei ist die Maske nicht wie bei der konventionellen LIGA-Belichtung, mit dem Substrat verbunden und muss die komplette Strukturfläche überdecken, sondern ist relativ zum Synchrotronstrahl fixiert. Dadurch muss die Maske lediglich einen Teil der Höhe des Synchrotronstrahles abdecken und kann somit wesentlich stabiler ausgeführt werden. Das Substrat wird während der Belichtung an der Maske vorbeigeführt, wodurch lange Gitterlamellen belichtet werden können. Um dieses Prinzip umzusetzen, war es notwendig einen Belichtungsaufbau zu entwickeln, mit dem die extremen Anforderungen an die Positionsgenauigkeit zwischen Maske, Substrat und Strahlachse im Bereich von wenigen zehntel Mikrometern über die komplette Substratlänge realisiert werden können. Um die Anforderung an die Maskenorientierung relativ zur Substratführung von wenigen zehn Mikroradian sowie einen Proximity-Abstand im Bereich von einigen zehn Mikrometern einstellen zu können, musste die notwendige Messtechnik entwickelt werden. Die Maskentechnik wurde hinsichtlich einer verbesserten Maskenkühlung optimiert um die erhöhte thermische Last aufnehmen zu können. Verschiedene Schritte des konventionellen LIGA-Prozesses, wie die Auswahl des Substratmaterials [49] oder das Belacken der Substrate, wurden an die Herstellung von großen rechteckigen Substraten angepasst. Der Resist wurde erstmalig durch Rakeln aufgebracht, ohne dass sich seine lithographischen Eigenschaften veränderten.

Mithilfe der bewegten Belichtung konnten zum ersten Mal Röntgengitter mit einer Größe von 165 mm × 65 mm und einem Aspektverhältnis von 11 in Gold bei 10 µm Gitterperiode hergestellt werden [67]. Mit den Gittern wurde ein Talbot-Lau Interferometer aufgebaut und für erste Experimente genutzt. Um Abschattungen zu vermeiden, wurden die entwickelten Knickrahmen verwendet. Die Ergebnisse der Bildgebung zeigen mit 25 % durchschnittlicher Visibilität (bei einem 38 kVp Wolfram-Spektrum) das große Potenzial dieser Methode.

Mit der bewegten Belichtung steht damit ein neues Prinzip für die Herstellung von Phasengittern bzw. Absorptionsgittern für niedrige Photonenenergien zur Verfügung. Um auch Analysatorgitter für hohe Photonenenergien zu ermöglichen, muss zukünftig eine Methode zur Stabilisierung der Gitterlamellen entwickelt werden. Ein Ansatz dafür ist die ganzflächige Stabilisierung der Gitterlamellen durch einen zweiten Belichtungsschritt mittels Laser- oder UV-Lithographie.

Aktuell ist die strukturierbare Fläche im LIGA 1-Lithographie-Scanner aufgrund der Bauraumbegrenzungen noch beschränkt. Durch eine Skalierung könnte die komplette Strahlbreite ausgenutzt werden, womit Substrate mit 100 mm bis 120 mm Breite und 400 mm Länge belichtet werden könnten. Ein komplettes Sehfeld mit einer Größe von 400 mm × 400 mm könnte somit durch nur vier Streifen abgedeckt werden.

Da eine Herstellung von Gittern mit ausreichender Größe, um z. B. das Sehfeld für eine Thoraxaufnahme abzudecken, weder mit der Weiterentwicklung der Maskentechnologie noch durch die bewegte Belichtung in absehbarer Zeit möglich sein wird, wurde im Rahmen dieser Arbeit der Ansatz des Kachelns intensiv untersucht. Bei diesem Ansatz wird eine entsprechende Zahl kleiner Gitterkacheln zu einem großen Gitter montiert. Zur Minimierung von Bildartefakten ergeben sich hohe Anforderungen an die Positioniergenauigkeit. Als Ergebnis von Simulationen [81] ergaben sich zwei besonders kritische Freiheitsgrade. Die Rotation der Gitterkacheln um die optische Achse ist von entscheidender Bedeutung für die Bildqualität

über die komplette Kachelfläche. Die tolerierbare Rotationsabweichung ist abhängig von der Gitterperiode p_z des Analysatorgitters und der Pixelgröße px des Detektors und darf für den Erhalt von 90 % der Sensitivität maximal $\beta_z = 0.22 * \frac{p_z}{px}$ betragen und liegt damit für viele Aufbauten im Bereich von einem Milliradianen.

Die Fuge zwischen zwei benachbarten Gitterkacheln lässt Röntgenstrahlung ohne Modulation durch. Aufgrund der Quellfleckausdehnung s in Kombination mit der Projektionsvergrößerung M kommt es zudem zum Verschmieren der Modulationsamplitude, was, abhängig von der relativen Phase der benachbarten Gitterkacheln, einen Bereich mit reduzierter Visibilität zur Folge haben kann. Dabei kann der, durch die Fugenbreite g , beeinflusste Bereich auf dem Detektor eine Breite von $W = Mg + (M - 1)s$ haben. Durch den Vergrößerungseffekt ist dies besonders kritisch für Phasengitter in einem inversen Aufbau, bei denen Bereiche auf dem Detektor mit einer Breite im Bereich von Millimetern betroffen sein können. Die Anzahl der Kachelfugen sollte deshalb gerade beim Phasengitter minimiert werden, weshalb sich hier besonders die großen Gitter aus der bewegten Belichtung anbieten.

Für die Fixierung der Gitterkacheln in ihrer justierten Position wurden verschiedene Methoden bewertet und das mittelbare Fügen auf ein Trägersubstrat als optimal ermittelt. Um die Entstehung von Bildartefakten zu vermeiden, können die Gitterkacheln dabei per Kapillarkleben auf einem 1 mm starken Polyimid-Träger montiert werden. Es wurde belegt, dass durch das Kapillarkleben Flächen mit einer Ausdehnung von über 200 mm blasenfrei benetzt werden können.

Eine Lösung zur Abdeckung eines großen Sehfeldes mit moderater Gittergröße stellt das Prinzip des Linienscanners dar. Hierfür genügt die Fertigung von eindimensional gekachelten Gittern. Die Gitterkacheln sind noch von zwei Seiten zugänglich, sodass mit dem in dieser Arbeit entwickelten mechanischen Justierahmen alle Gitterkacheln im Strahl des

Gitterinterferometers justiert werden konnten, bevor diese fixiert wurden. Als Justierkriterium wurde das Moiré-Muster der drei Gitter im Röntgenbild selbst verwendet und für alle Gitter nach Möglichkeit die gleiche Orientierung der Moiré-Streifen eingestellt. Mit den so hergestellten Phasen- und Analysatorgitter aus jeweils 1×8 Kacheln und einer Fläche von $25 \text{ mm} \times 380 \text{ mm}$ [81] wurde ein linienscannendes Gitterinterferometer an der TU München in Kooperation mit dem Industriepartner Philips GmbH aufgebaut und erstmalig Bilder vom Torso von *in vivo* Schweinen [94] und eines *ex vivo* Menschen [95] erzeugt.

Um auch Gitter für die Vollfeld-Bildgebung herzustellen, wurde eine semiautomatische Montagevorrichtung für das zweidimensionale Kacheln entwickelt. Da die Messung der Rotation um die optische Achse besonders kritisch ist und kein konventionelles Messgerät die Anforderungen erfüllt, wurde ein Laser-AKF (Autokollimationsfernrohr) entworfen, das es erlaubt alle drei rotatorischen Freiheitsgrade einer Gitterkachel automatisiert zu bestimmen, ohne dass zusätzliche Referenzstrukturen aufgebracht werden mussten. Eine Messgenauigkeit der Rotation um die optische Achse von $< 60 \mu\text{rad}$ konnte hierbei nachgewiesen werden. Weitere optische- und taktile Messgeräte, ein Sechs-Achs-Positioniersystem und Linearführungen werden von einer Software ausgewertet und angesteuert um eine halbautomatische Positionierung der Gitterkacheln vorzunehmen. Jede Gitterkachel wird sequenziell positioniert und fixiert, wobei die zuerst gesetzte Kachel als Referenz für alle anderen Gitterkacheln definiert ist. Dadurch konnte das Aufsummieren von Fehlern vermieden und gleichzeitig eine hohe, gleichbleibende Qualität garantiert werden. Abhängig von der Zuschnittgenauigkeit der einzelnen Gitterkacheln konnte eine Fugenbreite von $< 50 \mu\text{m}$ erreicht werden.

Mithilfe der Vorrichtung wurden bereits verschiedene gekachelte Gitter hergestellt. Unter anderem wurde ein 4×4 gekacheltes Analysatorgitter, zusammen mit einem 2×2 gekachelten Phasengitter für ein Talbot-Lau Interferometer genutzt, mit dem Objekte mit einer Größe von über

10 cm × 10 cm untersucht werden konnte [79]. Dabei wurde nachgewiesen, dass die Sensitivität der gekachelten Gitter um nur maximal 2 % geringer ist als im ungekachelten Zustand. Das hergestellte Interferometer eignet sich momentan besonders zur Erzeugung von tomographischen Aufnahmen von großen Objekten, da hierbei eine Durchführung des Bilder-Stitchings während der Bildaufnahme besonders zeitintensiv ist.

Die im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Montagevorrichtung erlaubt mit leichten Modifikationen das Kacheln eines Gitters mit einer Fläche von 400 mm × 400 mm. Auch wenn prinzipiell 64 Gitter mit einer Einzelfläche von 50 mm × 50 mm gekachelt werden können, ist es, in Hinblick auf die Reduktion des Kachelaufwandes, erstrebenswert die hergestellten Gitterkacheln auf 100 mm × 100 mm zu vergrößern. Sobald eine Möglichkeit zur Stabilisierung von Lamellen mit einem großen Aspektverhältnis erarbeitet wird, können auch Gitterkacheln aus der bewegten Belichtung zur Herstellung eines Analysatorgitters genutzt werden.

Mithilfe der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Methoden und Geräte wurden erstmalig Röntgengitter hergestellt, welche die Durchführung von ersten präklinischen Studien ermöglichten. Auf Basis der in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse und mithilfe der Methoden und Geräte wird es zudem möglich sein Röntgengitter herzustellen, die noch besser auf die Anforderungen für den tatsächlichen Einsatz in der klinischen Diagnostik abgestimmt sind.

Anhang

Benutzeroberfläche Montagevorrichtung

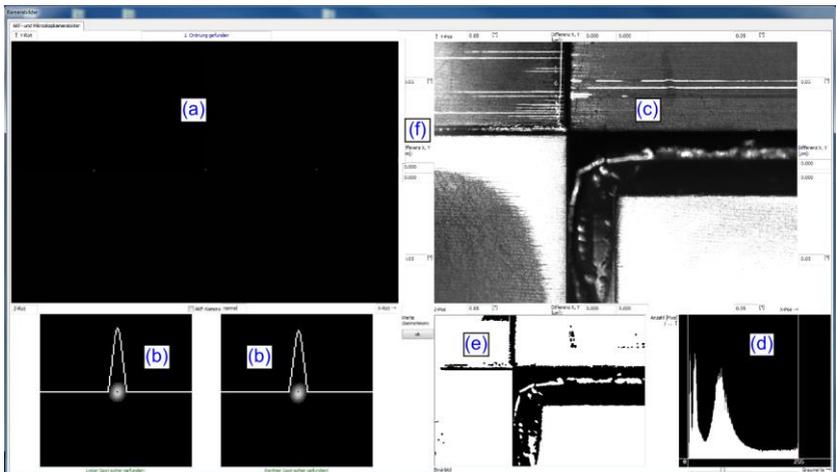


Abbildung A-1: Screenshot der Benutzeroberfläche des Ausgabebildschirms mit den Elementen: (a) AKF-Kamerabild; (b) Detailbilder der lokalisierten Spots; (c) Mikroskop-Kamerabild; (d) Histogramm der Mikroskopkamera; (e) Binärbild der Mikroskopkamera; (f) Berechneter Abstand der Kachelcken.

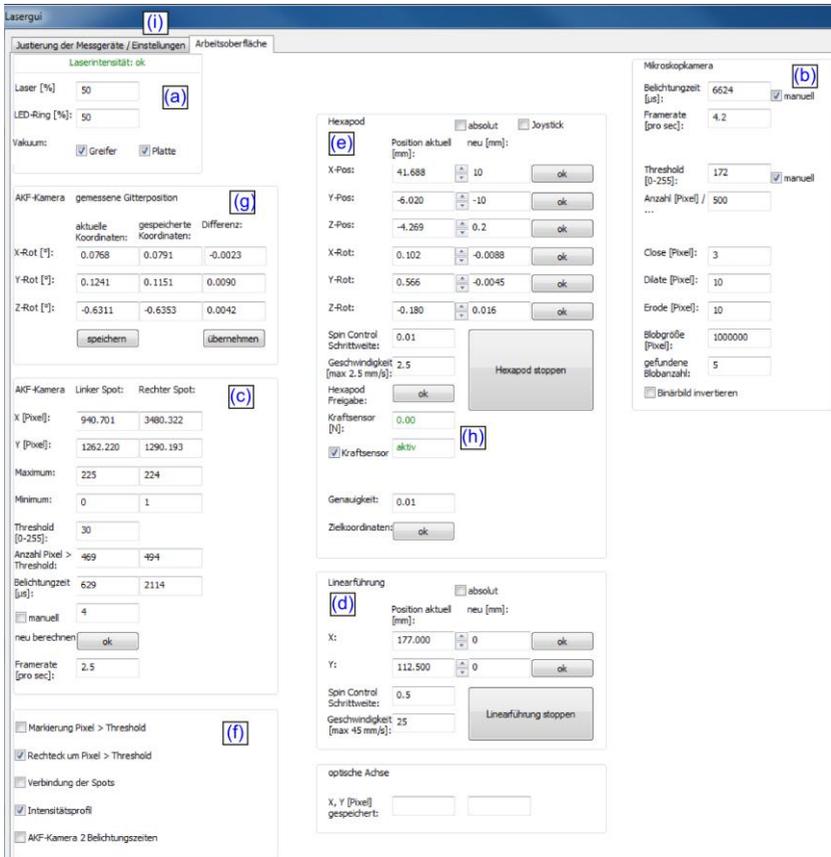


Abbildung A-2: Screenshot der Benutzeroberfläche des Eingabebildschirms im Arbeitsmenü mit den Elementen: (a) Beleuchtungssteuerung; (b) Steuerung der Mikroskopkamera; (c) Steuerung der AKF-Kamera; (d) Steuerung der Linearführungen; (e) Steuerung des Hexapod; (f) Optionen für die Bilddarstellung; (g) Berechnete Rotationskoordinaten; (h) Steuerung des Kraftsensors; (i) Auswahl der Steuerungsmenüs.

Zweistrahl-Laser-AKF

Die rotatorische Orientierung von Gitterkacheln kann mithilfe eines Laser-AKF gemessen werden. Beim Kacheln mehrerer Gitterkacheln kann es zur Aufsummierung von Positionierfehlern der einzelnen Kacheln kommen, wenn diese immer zu ihrer Nachbarkachel ausgerichtet werden. Um das zu vermeiden, sollten alle Kacheln anhand einer als „Referenz“ definierten Kachel ausgerichtet werden. Die steigende Distanz zwischen den Kacheln bei steigender Anzahl von Gitterkacheln macht dies jedoch auf direktem Wege unmöglich. Die Gitterkacheln können zwar abwechselnd mit einem Laser-AKF in ihrer Orientierung vermessen und anschließend über Linearführungen an ihren Bestimmungsort bewegt werden, jedoch setzt dies voraus, dass die Führungsfehler klein genug sind um die Kachelorientierung beizubehalten. Im Idealfall muss das Bildfeld des Messgerätes sowohl die „Referenzkachel“ als auch die Messkachel einfangen um beide direkt miteinander referenzieren zu können. Dies ist jedoch bei Kachelgrößen von mindestens 50 mm × 50 mm nur bei direkt benachbarten Kacheln möglich, wenn der Messfleck groß genug ist um beide Kacheln teilweise zu beleuchten. Die halbe Abschattung des Messstrahls und die damit verbundene Nutzung der halben Apertur führt jedoch auch verstärkt zu Aberrationen, welche die Spotqualität und damit die Detektionsgenauigkeit reduzieren.

Der Einsatz eines Strahlteilers zur Aufspaltung des optischen Strahlenganges eines Laser-AKF kann genutzt werden um zwei Messstrahlen zu erzeugen, die unabhängig voneinander zwei weit entfernte Messobjekte beleuchten [102]. In Abbildung A-3 ist dargestellt, wie der Strahlengang über einen Strahlteiler aufgeteilt und mithilfe eines Spiegels auf eine zweite Gitterkachel gelenkt wird. Der reflektierte Strahl beider Gitterkacheln wird anschließend wieder auf dem Kamerasensor überlagert. Beschränkt wird der maximale Abstand der Messobjekte durch die begrenzte Apertur, die von den einzelnen reflektierten Beugungsordnungen der Gitter ab einem gewissen Abstand nicht mehr getroffen wird. Durch Einsatz von einem

Fernrohr zwischen den Strahlteilern, dass eine Abbildung von unendlich nach unendlich durchführt, kann der Abstand jedoch vergrößert werden.

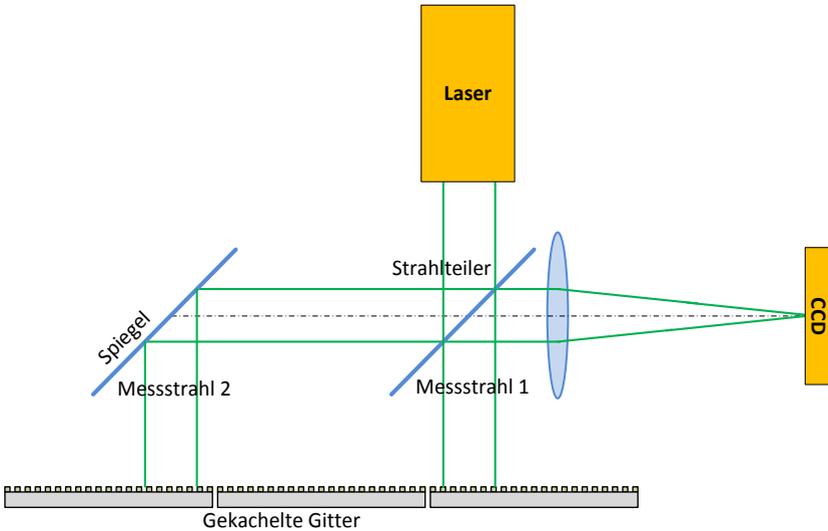


Abbildung A-3: Schematische Darstellung Zweistrahl-AKF zum Antasten zweier weit entfernter Gitter.

Die Reflexionen der beiden Messstrahlen überlagern sich gleichzeitig auf dem Kamerasensor. Die mittels Kamera aufgenommenen Reflexe müssen nun zueinander referenziert werden. Die Lage des Messgerätes zu den Messobjekten spielt dabei im Rahmen des Fangbereiches der Optik keine Rolle. Da sich bei sehr genauer Positionierung die beiden Reflexe auf dem Kamerasensor genau überlagern, wird eine exakte Lokalisation erschwert. Zur Erhöhung der Lokalisationsgenauigkeit unter Vermeidung einer Überlagerung der Beugungseffekte können deshalb einzelne Messstrahlen mittels Verschluss kurzzeitig abgeblendet werden. Dadurch werden die beiden Reflexe zeitlich voneinander getrennt und können separat ausgewertet werden.

Das Prinzip des Zweistrahl-AKF wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit getestet. Aufgrund der erhöhten Anforderungen an die Abbildungsqualität die an die verwendeten optischen Elemente gestellt werden, wurde jedoch auf einen Einsatz zunächst verzichtet.

Literaturverzeichnis

- [1] W. C. Röntgen, "Über eine neue Art von Strahlen," *Ann. Phys.*, vol. 300, no. 1, pp. 12–17, 1898.
- [2] F. Pfeiffer, J. Herzen, M. Willner, M. Chabior, S. Auweter, M. Reiser, and F. Bamberg, "Grating-based X-ray phase contrast for biomedical imaging applications," *Zeitschrift für medizinische Phys.*, vol. 23, no. 3, pp. 176–85, Sep. 2013.
- [3] H. W. Knipping, W. Bolt, H. Venrath, H. Valentin, H. Ludes, and P. Endler, "A New Method of Heart and Lung Function Testing, the Regional Functional Analysis in the Lung and Heart Clinic by the Radioactive Noble Gas Xenon 133 (Isotope Thoracography)," *Dtsch. Med. Wochenschr.*, vol. 80, no. 31–32, pp. 1146–7, Aug. 1955.
- [4] F. Pediconi, C. Catalano, A. Roselli, V. Dominelli, S. Cagioli, A. Karatasios, A. Pronio, M. A. Kirchin, and R. Passariello, "The Challenge of Imaging Dense Breast Parenchyma," *Invest. Radiol.*, vol. 44, no. 7, pp. 412–421, Jul. 2009.
- [5] F. Zernike, "Beugungstheorie des schneidenverfahrens und seiner verbesserten form, der phasenkontrastmethode," *Physica*, vol. 1, no. 7–12, pp. 689–704, 1934.
- [6] M. Stampanoni, Z. Wang, T. Thüning, C. David, E. Roessl, M. Trippel, R. a Kubik-Huch, G. Singer, M. K. Hohl, and N. Hauser, "The first analysis and clinical evaluation of native breast tissue using differential phase-contrast mammography," *Invest. Radiol.*, vol. 46, no. 12, pp. 801–806, 2011.

- [7] T. Michel, J. Rieger, G. Anton, F. Bayer, M. W. Beckmann, J. Durst, P. A. Fasching, W. Haas, A. Hartmann, G. Pelzer, M. Radicke, C. Rauh, A. Ritter, P. Sievers, R. Schulz-Wendtland, M. Uder, D. L. Wachter, T. Weber, E. Wenkel, and A. Zang, "On a dark-field signal generated by micrometer-sized calcifications in phase-contrast mammography.," *Phys. Med. Biol.*, vol. 58, pp. 2713–32, 2013.
- [8] A. Olivo, S. Gkoumas, M. Endrizzi, C. K. Hagen, M. B. Szafraniec, P. C. Diemoz, P. R. T. Munro, K. Ignatyev, B. Johnson, J. A. Horrocks, S. J. Vinnicombe, J. L. Jones, and R. D. Speller, "Low-dose phase contrast mammography with conventional x-ray sources.," *Med. Phys.*, vol. 40, p. 90701, 2013.
- [9] E. Roessl, H. Daerr, T. Koehler, G. Martens, and U. van Stevendaal, "Clinical boundary conditions for grating-based differential phase-contrast mammography," *Philos. Trans. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci.*, vol. 372, 2014.
- [10] A. Yaroshenko, F. G. Meinel, M. Bech, A. Tapfer, A. Velroyen, S. Schleede, S. D. Auweter, A. Bohla, A. Ö. Yildirim, K. Nikolaou, F. Bamberg, O. Eickelberg, M. F. Reiser, and F. Pfeiffer, "Pulmonary emphysema diagnosis with a preclinical small-animal X-ray dark-field scatter-contrast scanner.," *Radiology*, vol. 269, no. 2, pp. 427–33, Nov. 2013.
- [11] M. Bech, A. Tapfer, A. Velroyen, A. Yaroshenko, B. Pauwels, J. Hostens, P. Bruyndonckx, A. Sasov, and F. Pfeiffer, "In-vivo dark-field and phase-contrast x-ray imaging," *Sci. Rep.*, vol. 3, pp. 12960–12970, Nov. 2013.
- [12] S. Schleede, F. G. Meinel, M. Bech, J. Herzen, K. Achterhold, G. Potdevin, A. Malecki, S. Adam-Neumair, S. F. Thieme, F. Bamberg, K. Nikolaou, A. Bohla, A. Ö. Yildirim, R. Loewen, M. Gifford, R. Ruth, O. Eickelberg, M. Reiser, and F. Pfeiffer, "Emphysema diagnosis using X-

- ray dark-field imaging at a laser-driven compact synchrotron light source.," *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.*, vol. 109, no. 44, pp. 17880–5, Oct. 2012.
- [13] F. G. Meinel, F. Schwab, S. Schleede, M. Bech, J. Herzen, K. Achterhold, S. Auweter, F. Bamberg, A. Ö. Yildirim, A. Bohla, O. Eickelberg, R. Loewen, M. Gifford, R. Ruth, M. F. Reiser, F. Pfeiffer, and K. Nikolaou, "Diagnosing and Mapping Pulmonary Emphysema on X-Ray Projection Images: Incremental Value of Grating-Based X-Ray Dark-Field Imaging," *PLoS One*, vol. 8, no. 3, p. e59526, Mar. 2013.
- [14] U. Bonse and M. Hart, "An X-ray interferometer," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 6, no. 8, pp. 155–156, 1965.
- [15] V. N. Ingal and E. A. Beliaevskaya, "X-ray plane-wave topography observation of the phase contrast from a non-crystalline object," *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 28, no. 11, pp. 2314–2317, 1995.
- [16] A. Snigirev, I. Snigireva, V. Kohn, S. Kuznetsov, and I. Schelokov, "On the possibilities of x-ray phase contrast microimaging by coherent high-energy synchrotron radiation," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 66, no. 12, pp. 5486–5492, 1995.
- [17] a Olivo and R. Speller, "Modelling of a novel x-ray phase contrast imaging technique based on coded apertures," *Phys. Med. Biol.*, vol. 52, no. 22, pp. 6555–73, 2007.
- [18] F. Pfeiffer, M. Bech, O. Bunk, P. Kraft, E. F. Eikenberry, C. Brönnimann, C. Grünzweig, and C. David, "Hard-X-ray dark-field imaging using a grating interferometer.," *Nat. Mater.*, vol. 7, no. 2, pp. 134–7, Feb. 2008.

- [19] F. Pfeiffer, T. Weitkamp, O. Bunk, and C. David, "Phase retrieval and differential phase-contrast imaging with low-brilliance X-ray sources," *Nat. Phys.*, vol. 2, no. 4, pp. 258–261, Mar. 2006.
- [20] E. W. Backer, W. Ehrfeld, D. Münchmeyer, H. Betz, A. Heuberger, S. Pongratz, W. Glashauser, H. J. Michel, and R. v. Siemens, "Production of separation-nozzle systems for uranium enrichment by a combination of X-ray lithography and galvanoplastics," *Naturwissenschaften*, vol. 69, no. 11, pp. 520–523, Nov. 1982.
- [21] J. Kenntner, V. Altapova, T. Grund, F. J. Pantenburg, J. Meiser, T. Baumbach, and J. Mohr, "Fabrication and characterization of analyzer gratings with high aspect ratios for phase contrast imaging using a Talbot interferometer," in *X-ray Optics and Microanalysis: Proceedings of the 21st International Congress, 2012*, vol. 1437, no. 1, pp. 89–93.
- [22] A. Tapfer, M. Bech, A. Velroyen, J. Meiser, J. Mohr, M. Walter, J. Schulz, B. Pauwels, P. Bruyndonckx, X. Liu, A. Sasov, and F. Pfeiffer, "Experimental results from a preclinical X-ray phase-contrast CT scanner," *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.*, vol. 109, no. 39, pp. 15691–15696, 2012.
- [23] J. Meiser, M. S. Willner, T. Schröter, A. Hofmann, J. Rieger, F. Koch, L. Birnbacher, M. Schüttler, D. Kunka, P. Meyer, A. Faisal, M. Amberger, T. Duttenhofer, T. Weber, A. Hipp, S. Ehn, M. Walter, J. Herzen, J. Schulz, F. Pfeiffer, J. Mohr, F. Koch, T. Schröter, D. Kunka, P. Meyer, A. Hofmann, L. Birnbacher, A. Hipp, J. Rieger, T. Weber, G. Anton, F. Pfeiffer, and J. Mohr, "From mice to men: Increasing the field of view in grating based X-ray phase contrast imaging using stitched gratings," *J. Xray. Sci. Technol.*, vol. 24, no. 1, pp. 379–338, Jun. 2016.
- [24] D. M. Paganin, *Coherent x-ray optics*. Oxford University Press, 2006.

-
- [25] Cepheiden, "Atom model for EDX DE.svg," *Wikimedia Commons*, 2008. [Online]. Available: https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Atom_model_for_EDX_DE.svg. [Accessed: 03-Apr-2017].
- [26] A. Tapfer, R. Braren, M. Bech, M. S. Willner, I. Zanette, T. Weitkamp, M. Trajkovic-Arsic, J. T. Siveke, M. Settles, M. Aichler, A. Walch, and F. Pfeiffer, "X-Ray Phase-Contrast CT of a Pancreatic Ductal Adenocarcinoma Mouse Model," *PLoS One*, vol. 8, 2013.
- [27] G. Anton, F. Bayer, M. W. Beckmann, J. Durst, P. A. Fasching, W. Haas, A. Hartmann, T. Michel, G. Pelzer, M. Radicke, C. Rauh, J. Rieger, A. Ritter, R. Schulz-Wendtland, M. Uder, D. L. Wachter, T. Weber, E. Wenkel, and L. Wucherer, "Grating-based darkfield imaging of human breast tissue," *Z. Med. Phys.*, vol. 23, no. 3, pp. 228–235, 2013.
- [28] J. Als-Nielsen and D. McMorrow, *Elements of Modern X-ray Physics*, 2. Wiley, 2011.
- [29] C. T. Chantler, K. Olsen, R. A. Dragoset, J. Chang, A. R. Kishore, S. A. Kotochigova, and D. S. Zucker, "NIST X-Ray Form Factor, Atten., and Scattering Database," *NIST Stand. Ref. Database 66*, 2005.
- [30] A. Momose, T. Takeda, A. Yoneyama, I. Koyama, and Y. Itai, "Phase-Contrast X-Ray Imaging Using an X-Ray Interferometer for Biological Imaging," *Anal. Sci.*, vol. 17, pp. i527–i530, 2001.
- [31] T. J. Davis, D. Gao, T. E. Gureyev, A. W. Stevenson, and S. W. Wilkins, "Phase-contrast imaging of weakly absorbing materials using hard X-rays," *Nature*, vol. 373, no. 6515, pp. 595–598, Feb. 1995.
- [32] A. Olivo and R. Speller, "A coded-aperture technique allowing x-ray phase contrast imaging with conventional sources," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, no. 7, p. 74106, Aug. 2007.

- [33] H. F. Talbot, "LXXVI. *Facts relating to optical science. No. IV,*" *Philos. Mag. Ser. 3*, vol. 9, no. 56, pp. 401–407, Dec. 1836.
- [34] E. Lau, "Beugungerscheinungen an Doppellrastern," *Ann. Phys.*, vol. 437, no. 7–8, pp. 417–423, 1948.
- [35] T. Weitkamp, A. Diaz, C. David, F. Pfeiffer, M. Stampanoni, P. Cloetens, and E. Ziegler, "X-ray phase imaging with a grating interferometer.," *Opt. Express*, vol. 13, no. 16, pp. 6296–6304, 2005.
- [36] T. Thüning, S. Hämmerle, S. Weiss, J. Nüesch, J. Meiser, J. Mohr, C. David, and M. Stampanoni, "Compact hard X-ray grating interferometry for table top phase contrast micro CT," *Proc. SPIE*, vol. 8668, p. 866813, 2013.
- [37] R. Raupach and T. G. Flohr, "Analytical evaluation of the signal and noise propagation in x-ray differential phase-contrast computed tomography.," *Phys. Med. Biol.*, vol. 56, no. 7, pp. 2219–44, Apr. 2011.
- [38] L. Birnbacher, M. Willner, A. Velroyen, M. Marschner, A. Hipp, J. Meiser, F. Koch, T. Schröter, D. Kunka, J. Mohr, P. Franz, and J. Herzen, "Experimental Realisation of High-sensitivity Laboratory X-ray Grating-based Phase-contrast Computed Tomography.," *Sci. Rep.*, vol. 6, p. 24022, Jan. 2016.
- [39] P. Modregger, B. R. Pinzer, T. Thüning, S. Rutishauser, C. David, and M. Stampanoni, "Sensitivity of X-ray grating interferometry.," *Opt. Express*, vol. 19, no. 19, pp. 18324–38, Sep. 2011.
- [40] "Radiologische Universitätsklinik Bonn." [Online]. Available: http://www.uni-bonn-radiologie.de/front_content.php?idart=430. [Accessed: 10-Apr-2017].

- [41] U. Hilleringmann, *Mikrosystemtechnik Prozessschritte, Technologien, Anwendungen*. Wiesbaden: B.G. Teubner Verlag / GWV Fachverlage GmbH, 2006.
- [42] C. David, J. Bruder, T. Rohbeck, C. Grunzweig, C. Kottler, A. Diaz, O. Bunk, F. Pfeiffer, C. Grünzweig, and C. Gru, "Fabrication of diffraction gratings for hard X-ray phase contrast imaging," *Microelectron. Eng.*, vol. 84, pp. 1172–1177, 2007.
- [43] W. Yashiro, D. Noda, T. Hattori, K. Hayashi, A. Momose, and H. Kato, "A metallic glass grating for X-ray grating interferometers fabricated by imprinting," *Applied Physics Express*, vol. 7, no. 3. IOP Publishing, p. 32501, Mar-2014.
- [44] S. K. Lynch, C. Liu, N. Y. Morgan, X. Xiao, A. A. Gomella, D. Mazilu, E. E. Bennett, L. Assoufid, F. de Carlo, and H. Wen, "Fabrication of 200 nm period centimeter area hard x-ray absorption gratings by multilayer deposition," *J. Micromechanics Microengineering*, vol. 22, no. 10, p. 105007, Oct. 2012.
- [45] C. Chang and A. Sakdinawat, "Ultra-high aspect ratio high-resolution nanofabrication for hard X-ray diffractive optics," *Nat. Commun.*, vol. 5, p. 4243, Jun. 2014.
- [46] E. W. Becker, W. Ehrfeld, P. Hagmann, A. Maner, and D. Münchmeyer, "Fabrication of microstructures with high aspect ratios and great structural heights by synchrotron radiation lithography, galvanofarming, and plastic moulding (LIGA process)," *Microelectronic Engineering*, vol. 4, no. 1. pp. 35–56, 1986.
- [47] M. Hecke and W. K. Schomburg, "Review on micro molding of thermoplastic polymers," *J. Micromechanics Microengineering*, vol. 14, no. 3, pp. R1–R14, Mar. 2004.

- [48] J. Kenntner, "Herstellung von Gitterstrukturen mit Aspektverhältnis 100 für die Phasenkontrastbildung in einem Talbot-Interferometer," Karlsruhe Institut für Technologie, 2012.
- [49] F. J. Koch, T. J. Schröter, D. Kunka, P. Meyer, J. Meiser, A. Faisal, M. I. Khalil, L. Birnbacher, M. Viermetz, M. Walter, J. Schulz, F. Pfeiffer, and J. Mohr, "Note: Gratings on low absorbing substrates for x-ray phase contrast imaging.," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 86, no. 12, p. 126114, Dec. 2015.
- [50] V. Revol, C. Kottler, R. Kaufmann, I. Jerjen, T. Lüthi, F. Cardot, P. Niedermann, U. Straumann, U. Sennhauser, and C. Urban, "X-ray interferometer with bent gratings: Towards larger fields of view," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, vol. 648, no. SUPPL. 1, pp. 302–305, 2011.
- [51] T. Thuring, P. Modregger, T. Grund, J. Kenntner, C. David, and M. Stampanoni, "High resolution, large field of view x-ray differential phase contrast imaging on a compact setup," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 99, no. 4, 2011.
- [52] F. Graham-Smith, T. A. King, and D. Wilkins, *Optics and photonics : an introduction*. J. Wiley, 2007.
- [53] A. Schwarzenberger, "Simulation eines Talbot-Lau Interferometers für die Röntgenphasenkontrast Bildgebung," Hochschule Mannheim, 2017.
- [54] J. Rieger, P. Meyer, G. Pelzer, T. Weber, T. Michel, J. Mohr, and G. Anton, "Designing the phase grating for Talbot-Lau phase-contrast imaging systems: a simulation and experiment study," *Opt. Express*, vol. 24, no. 12, p. 13357, Jun. 2016.

-
- [55] P. Modregger, B. R. Pinzer, T. Thüning, S. Rutishauser, C. David, and M. Stampanoni, "Sensitivity of X-ray grating interferometry," *Opt. Express*, vol. 19, no. 19, p. 18324, Sep. 2011.
- [56] J. Meiser, "Großflächige Röntgengitter für die Röntgen-Phasenkontrastbildgebung," Karlsruhe Institut für Technologie, 2016.
- [57] E. Hake and K. Meskouris, *Statik der Flächentragwerke*. Berlin, Heidelberg: Springer, 2007.
- [58] K. H. Grote and J. Feldhusen, *Dubbel: Taschenbuch für den Maschinenbau*, vol. 21. Berlin, Heidelberg: Springer, 2005.
- [59] K. Zimmermann, *Technische Mechanik - multimedial*. Fachbuchverl. im Carl-Hanser-Verl, 2001.
- [60] V. Läßle, *Einführung in die Festigkeitslehre Lehr- und Übungsbuch*. Vieweg+Teubner Verlag / Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH, Wiesbaden, 2012.
- [61] G. L. Pearson, W. T. Read, and W. L. Feldmann, "Deformation and fracture of small silicon crystals," *Acta Metall.*, vol. 5, no. 4, pp. 181–191, Apr. 1957.
- [62] J. J. Wortman and R. A. Evans, "Young's Modulus, Shear Modulus, and Poisson's Ratio in Silicon and Germanium," *J. Appl. Phys.*, vol. 36, no. 1, pp. 153–156, Jan. 1965.
- [63] S. Greek and F. Ericson, "Young's Modulus, Yield Strength and Fracture Strength of Microelements Determined by Tensile Testing," *MRS Proc.*, vol. 518, p. 51, Jan. 1998.
- [64] H. Siethoff, "Die Streckgrenze von Silizium und Silizium-Germanium-Mischkristallen," *Mater. Sci. Eng.*, vol. 4, no. 2–3, pp. 155–162, May 1969.

- [65] M. Inagaki and F. Kang, *Materials science and engineering of carbon: fundamentals*, 2. Waltham: Elsevier, 2014.
- [66] D. Gross, W. Hauger, J. Schröder, and W. A. Wall, *Technische Mechanik*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2009.
- [67] T. J. Schröter, F. Koch, P. Meyer, M. Baumann, D. Münch, D. Kunka, S. Engelhardt, M. Zuber, T. Baumbach, and J. Mohr, "Large area gratings by x-ray LIGA dynamic exposure for x-ray phase-contrast imaging," *J. Micro/Nanolithography, MEMS, MOEMS*, vol. 16, no. 1, p. 13501, Jan. 2017.
- [68] L. Zentner, *Nachgiebige Mechanismen*. München: De Gruyter Oldenbourg, 2014.
- [69] H. Kerle, B. Corves, and R. Pittschellis, *Einführung in die Getriebelehre : Analyse und Synthese ungleichmässig übersetzender Getriebe*. Wiesbaden: B.G. Teubner Verlag / GWV Fachverlage, 2007.
- [70] J. Mohr, T. Grund, D. Kunka, J. Kenntner, J. Leuthold, J. Meiser, J. Schulz, and M. Walter, "High aspect ratio gratings for X-ray phase contrast imaging," in *International Workshop on X-ray and Neutron Phase Imaging with Gratings*, 2012, vol. 1466, no. 1, pp. 41–50.
- [71] E. Reznikova, J. Mohr, M. Boerner, V. Nazmov, and P.-J. Jakobs, "Soft X-ray lithography of high aspect ratio SU8 submicron structures," *Microsyst. Technol.*, vol. 14, no. 9–11, pp. 1683–1688, Jan. 2008.
- [72] B. Levich and L. Landau, "Dragging of liquid by a plate," *Acta Physiochim URSS*, vol. 17, pp. 42–54, 1942.
- [73] J. C. Williams, "Treatise on Materials Science and Technology," vol. 9, New York: Academic Press, 1976, pp. 173–197.

- [74] M. Baumann, "Prozessierung großflächiger Substrate im Rahmen des neuartigen Konzeptes der Bewegten Belichtung," Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, 2016.
- [75] P. Meyer, J. Schulz, and L. Hahn, "DoseSim: Microsoft-Windows graphical user interface for using synchrotron x-ray exposure and subsequent development in the LIGA process," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 74, no. 2, p. 1113, 2003.
- [76] P. Meyer, C. Cremers, A. El-Kholi, D. Haller, J. Schulz, L. Hahn, and S. Megtert, "A MS-Windows simulation tool for synchrotron X-ray exposure and subsequent development," *Microsyst. Technol.*, vol. 9, no. 1–2, pp. 104–108, Nov. 2002.
- [77] J. Meiser, M. Amberger, M. Willner, D. Kunka, P. Meyer, F. Koch, A. Hipp, M. Walter, F. Pfeiffer, and J. Mohr, "Increasing the field of view of x-ray phase contrast imaging using stitched gratings on low absorbent carriers," 2014, p. 903355.
- [78] J. Meiser, M. Willner, T. Schröter, A. Hofmann, J. Rieger, F. Koch, L. Birnbacher, M. Schüttler, D. Kunka, P. Meyer, A. Faisal, M. Amberger, T. Düttenhofer, T. Weber, A. Hipp, S. Ehn, M. Walter, J. Herzen, J. Schulz, F. Pfeiffer, and J. Mohr, "Increasing the field of view in grating based X-ray phase contrast imaging using stitched gratings," *J. Xray. Sci. Technol.*, vol. 24, no. 3, pp. 379–388, Jun. 2016.
- [79] T. J. Schröter, F. Koch, D. Kunka, P. Meyer, S. Tietze, S. Engelhardt, M. Zuber, T. Baumbach, K. Willer, L. Birnbacher, F. Prade, F. Pfeiffer, K.-M. Reichert, A. Hofmann, and J. Mohr, "Large-area full field X-ray differential phase-contrast imaging using 2D tiled gratings," *J. Phys. D. Appl. Phys.*, 2017.

- [80] C. Kottler, F. Pfeiffer, O. Bunk, C. Grünzweig, and C. David, "Grating interferometer based scanning setup for hard x-ray phase contrast imaging," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 78, no. 4, p. 43710, 2007.
- [81] T. J. Schröter, F. J. Koch, P. Meyer, D. Kunka, J. Meiser, K. Willer, L. Gromann, F. D. Marco, J. Herzen, P. Noel, A. Yaroshenko, A. Hofmann, F. Pfeiffer, and J. Mohr, "Large field-of-view tiled grating structures for X-ray phase-contrast imaging," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 88, no. 1, p. 15104, Jan. 2017.
- [82] H. Hetterich, M. S. Willner, S. Fill, J. Herzen, F. Bamberg, A. Hipp, U. Schueller, S. Adam-Neumair, S. Wirth, M. F. Reiser, F. Pfeiffer, and T. Saam, "Phase-Contrast CT: Qualitative and Quantitative Evaluation of Atherosclerotic Carotid Artery Plaque.," *Radiology*, vol. 271, p. 131554, 2014.
- [83] M. Engelhardt, C. Kottler, O. Bunk, C. David, C. Schroer, J. Baumann, M. Schuster, and F. Pfeiffer, "The fractional Talbot effect in differential x-ray phase-contrast imaging for extended and polychromatic x-ray sources," *J. Microsc.*, vol. 232, no. 1, pp. 145–157, Oct. 2008.
- [84] A. Hipp, M. Willner, J. Herzen, S. D. Auweter, M. Chabior, J. Meiser, K. Achterhold, J. Mohr, and F. Pfeiffer, "Energy-resolved visibility analysis of grating interferometers operated at polychromatic X-ray sources," *Opt. Express*, vol. 22, no. 25, p. 30394, Dec. 2014.
- [85] T. Thuring, P. Modregger, T. Grund, J. Kenntner, C. David, and M. Stampanoni, "High resolution, large field of view x-ray differential phase contrast imaging on a compact setup," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 99, no. 4, 2011.
- [86] T. Donath, M. Chabior, F. Pfeiffer, O. Bunk, E. Reznikova, J. Mohr, E. Hempel, S. Popescu, M. Hoheisel, M. Schuster, J. Baumann, and C.

- David, "Inverse geometry for grating-based x-ray phase-contrast imaging," *J. Appl. Phys.*, vol. 106, no. 5, p. 54703, 2009.
- [87] T. Weitkamp, C. David, C. Kottler, O. Bunk, and F. Pfeiffer, "Tomography with grating interferometers at low-brilliance sources," in *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, 2006, vol. 6318, p. 63180S.
- [88] G. R. Fowles, *Introduction to Modern Optics*. New York: Dover Publications, INC., 1975.
- [89] T. Thuring, P. Modregger, S. Hämmerle, S. Weiss, J. Nüesch, and M. Stampanoni, "Sensitivity in X-ray grating interferometry on compact systems," *AIP Conf. Proc.*, vol. 1466, no. 1, pp. 293–298, 2012.
- [90] T. Donath, M. Chabior, F. Pfeiffer, O. Bunk, E. Reznikova, J. Mohr, E. Hempel, S. Popescu, M. Hoheisel, M. Schuster, J. Baumann, and C. David, "Inverse geometry for grating-based x-ray phase-contrast imaging," *J. Appl. Phys.*, vol. 106, no. 5, p. 54703, 2009.
- [91] S. D. Auweter, J. Herzen, M. Willner, S. Grandl, K. Scherer, F. Bamberg, M. F. Reiser, F. Pfeiffer, and K. Hellerhoff, "X-ray phase-contrast imaging of the breast--advances towards clinical implementation.," *Br. J. Radiol.*, vol. 87, no. 1034, p. 20130606, Feb. 2014.
- [92] A. G. Holmes-Siedle and L. Adams, *Handbook of radiation effects*. Oxford University Press, 2001.
- [93] H. Bruus, *Theoretical microfluidics*. Oxford University Press, 2008.
- [94] L. Gromann, F. De Marco, K. Willer, P. Noël, K. Scherer, B. Renger, B. Gleich, K. Achterhold, A. Fingerle, D. Muenzel, S. Auweter, K. Hellbach, M. Reiser, A. Bähr, M. Dmochewitz, T. Schroeter, F. Koch, P. Meyer, D. Kunka, J. Mohr, A. Yaroshenko, H.-I. Maack, T. Pralow, H.

- van der Heijden, R. Proksa, T. Koehler, N. Wieberneit, K. Rindt, E. Rummeny, F. Pfeiffer, and J. Herzen, "In-vivo X-ray Dark-Field Chest Radiography of a Pig," *Sci. Rep.*, 2017.
- [95] K. Willer, A. A. Fingerle, L. Gromann, F. de Marco, J. Herzen, K. Achterhold, B. Gleich, D. Muenzel, M. Renz, B. Renger, F. Kopp, F. Kriner, F. Fischer, C. Braun, S. Auweter, K. Hellbach, M. F. Reiser, T. Schroeter, J. Mohr, A. Yaroshenko, H.-I. Maack, T. Pralow, H. van der Heijden, R. Proksa, T. Koehler, N. Wieberneit, K. Rindt, E. J. Rummeny, F. Pfeiffer, and P. B. Noël, "X-ray dark-field imaging of the human lung," *Sci. Rep.*, 2017.
- [96] G. Berndt, *Grundlagen und Geräte technischer Längenmessungen*. Berlin, Heidelberg: Springer, 1929.
- [97] W. Gao, *Precision Nanometrology*. London: Springer, 2010.
- [98] H. Naumann and G. Schröder, *H. Naumann, G. Schröder. Bauelemente der Optik-Taschenbuch der technischen Optik.*, 6. Auflage. München, Wien: Carl Hanser Verlag, 1992.
- [99] D. Meschede, "Geometrische Optik," in *Gerthsen Physik*, Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2010, pp. 497–531.
- [100] M. Hugenschmidt, *Lasermesstechnik, Diagnostik der Kurzzeitphysik*. Berlin, Heidelberg: Springer, 2007.
- [101] H. Haferkorn, *Optik: Physikalisch-technische Grundlagen und Anwendungen*. Weinheim: WILEY-VCH Verlag, 2003.
- [102] T. J. Schröter and J. Meiser, "Optische Messanordnung und Verfahren zur Winkel- und Positionsbestimmung von Messobjekten," WO002016184547A1, eingereicht 2016.

- [103] S. Tietze, "Automatisierung einer Montagehilfe zur Erzeugung großflächiger mikrostrukturierter Bauteile für die Röntgenphasenkontrastbildgebung," Hochschule Mannheim, 2016.
- [104] B. Trimborn, P. Meyer, D. Kunka, M. Zuber, F. Albrecht, S. Kreuer, T. Volk, T. Baumbach, and T. Koenig, "Imaging properties of high aspect ratio absorption gratings for use in preclinical x-ray grating interferometry.," *Phys. Med. Biol.*, vol. 61, no. 2, pp. 527–41, Jan. 2016.

ISSN 1869-5183

Herausgeber: Institut für Mikrostrukturtechnik

- Band 1** Georg Obermaier
Research-to-Business Beziehungen: Technologietransfer
durch Kommunikation von Werten (Barrieren, Erfolgs-
faktoren und Strategien). 2009
ISBN 978-3-86644-448-5
- Band 2** Thomas Grund
Entwicklung von Kunststoff-Mikroventilen im
Batch-Verfahren. 2010
ISBN 978-3-86644-496-6
- Band 3** Sven Schüle
Modular adaptive mikrooptische Systeme in Kombination
mit Mikroaktoren. 2010
ISBN 978-3-86644-529-1
- Band 4** Markus Simon
Röntgenlinsen mit großer Apertur. 2010
ISBN 978-3-86644-530-7
- Band 5** K. Phillip Schierjott
Miniaturisierte Kapillarelektrophorese zur kontinuierlichen
Überwachung von Kationen und Anionen in Prozess-
strömen. 2010
ISBN 978-3-86644-523-9
- Band 6** Stephanie Kißling
Chemische und elektrochemische Methoden zur
Oberflächenbearbeitung von galvanogeformten
Nickel-Mikrostrukturen. 2010
ISBN 978-3-86644-548-2

- Band 7** **Friederike J. Gruhl**
Oberflächenmodifikation von Surface Acoustic Wave (SAW)
Biosensoren für biomedizinische Anwendungen. 2010
ISBN 978-3-86644-543-7
- Band 8** **Laura Zimmermann**
Dreidimensional nanostrukturierte und superhydrophobe
mikrofluidische Systeme zur Tröpfchengenerierung und
-handhabung. 2011
ISBN 978-3-86644-634-2
- Band 9** **Martina Reinhardt**
Funktionalisierte, polymere Mikrostrukturen für die
dreidimensionale Zellkultur. 2011
ISBN 978-3-86644-616-8
- Band 10** **Mauno Schelb**
Integrierte Sensoren mit photonischen Kristallen auf
Polymerbasis. 2012
ISBN 978-3-86644-813-1
- Band 11** **Daniel Auernhammer**
Integrierte Lagesensorik für ein adaptives mikrooptisches
Ablensystem. 2012
ISBN 978-3-86644-829-2
- Band 12** **Nils Z. Danckwardt**
Pumpfreier Magnetpartikeltransport in einem
Mikroreaktionssystem: Konzeption, Simulation
und Machbarkeitsnachweis. 2012
ISBN 978-3-86644-846-9
- Band 13** **Alexander Kolew**
Heißprägen von Verbundfolien für mikrofluidische
Anwendungen. 2012
ISBN 978-3-86644-888-9

- Band 14 Marko Brammer**
Modulare Optoelektronische Mikrofluidische
Backplane. 2012
ISBN 978-3-86644-920-6
- Band 15 Christiane Neumann**
Entwicklung einer Plattform zur individuellen Ansteuerung
von Mikroventilen und Aktoren auf der Grundlage eines
Phasenüberganges zum Einsatz in der Mikrofluidik. 2013
ISBN 978-3-86644-975-6
- Band 16 Julian Hartbaum**
Magnetisches Nanoaktorsystem. 2013
ISBN 978-3-86644-981-7
- Band 17 Johannes Kenntner**
Herstellung von Gitterstrukturen mit Aspektverhältnis 100 für die
Phasenkontrastbildgebung in einem Talbot-Interferometer. 2013
ISBN 978-3-7315-0016-2
- Band 18 Kristina Kreppenhofer**
Modular Biomicrofluidics - Mikrofluidikchips im Baukasten-
system für Anwendungen aus der Zellbiologie. 2013
ISBN 978-3-7315-0036-0
- Band 19 Ansgar Waldbaur**
Entwicklung eines maskenlosen Fotolithographiesystems
zum Einsatz im Rapid Prototyping in der Mikrofluidik und
zur gezielten Oberflächenfunktionalisierung. 2013
ISBN 978-3-7315-0119-0
- Band 20 Christof Megnin**
Formgedächtnis-Mikroventile für eine fluidische Plattform. 2013
ISBN 978-3-7315-0121-3
- Band 21 Srinivasa Reddy Yeduru**
Development of Microactuators Based on
the Magnetic Shape Memory Effect. 2013
ISBN 978-3-7315-0125-1

- Band 22 Michael Röhrig**
Fabrication and Analysis of Bio-Inspired Smart Surfaces. 2014
ISBN 978-3-7315-0163-3
- Band 23 Taleieh Rajabi**
Entwicklung eines mikrofluidischen Zweikammer-Chipsystems mit integrierter Sensorik für die Anwendung in der Tumorforschung. 2014
ISBN 978-3-7315-0220-3
- Band 24 Frieder Märkle**
Laserbasierte Verfahren zur Herstellung hochdichter Peptidarrays. 2014
ISBN 978-3-7315-0222-7
- Band 25 Tobias Meier**
Magnetoresistive and Thermoresistive Scanning Probe Microscopy with Applications in Micro- and Nanotechnology. 2014
ISBN 978-3-7315-0253-1
- Band 26 Felix Marschall**
Entwicklung eines Röntgenmikroskops für Photonenenergien von 15 keV bis 30 keV. 2014
ISBN 978-3-7315-0263-0
- Band 27 Leonardo Pires Carneiro**
Development of an Electrochemical Biosensor Platform and a Suitable Low-Impedance Surface Modification Strategy. 2014
ISBN 978-3-7315-0272-2
- Band 28 Sebastian Mathias Schillo**
Prozessentwicklung für die Automatisierung der Herstellung und Anwendung von hochdichten Peptidmicroarrays. 2014
ISBN 978-3-7315-0274-6

- Band 29** Nicole E. Steidle
Micro- and Nanostructured Microfluidic Devices
for Localized Protein Immobilization and Other
Biomedical Applications. 2014
ISBN 978-3-7315-0297-5
- Band 30** Jochen Heneka
Prozessentwicklung eines industrietauglichen Verfahrens
zur Fertigung von vereinzelt LIGA-Mikrobauteilen. 2015
ISBN 978-3-7315-0326-2
- Band 31** Seoung-Eun Kim
Konzeption und prototypische Fertigung einer
nicht-invasiven mikrofluidischen Plattform für die
Elektrophysiologie (NIMEP) zur Zellenanalyse. 2015
ISBN 978-3-7315-0378-1
- Band 32** Elisabeth Wilhelm
Entwicklung eines mikrofluidischen Brailledisplays. 2015
ISBN 978-3-7315-0385-9
- Band 33** Viktor Pinneker
Entwicklung miniaturisierter Aktorsysteme basierend
auf magnetischen Formgedächtnislegierungen. 2017
ISBN 978-3-7315-0500-6
- Band 34** Ali Caglar Özen
Novel MRI Technologies for Structural and Functional
Imaging of Tissues with Ultra-short T_2 Values. 2017
ISBN 978-3-7315-0657-7
- Band 35** Anne Bäcker
Veränderliche 3D Zellgerüstträger auf Cryogelbasis
zur Kultivierung von Prostatakarzinomzellen. 2017
ISBN 978-3-7315-0676-8
- Band 36** Frieder Johannes Koch
X-ray optics made by X-ray lithography:
Process optimization and quality control. 2017
ISBN 978-3-7315-0679-9

Band 37 Tobias Jörg Schröter
Vergrößerung des Sehfeldes der Röntgen-Phasenkontrast-
Bildgebung für die klinische Anwendung. 2017
ISBN 978-3-7315-0731-4

TOBIAS JÖRG SCHRÖTER

Vergrößerung des Sehfeldes der Röntgen-Phasenkontrast-Bildgebung
für die klinische Anwendung

Die Röntgen-Phasenkontrast-Bildgebung mittels Talbot-Lau Interferometrie besitzt ein großes Potential für den Einsatz in der klinischen Diagnostik. Die dafür benötigten Röntgengitter können mittels LIGA-Technik (Lithographie, Galvanik und Abformung) hergestellt werden, wobei die strukturierbare Fläche bisher auf wenige Zentimeter in der Diagonale begrenzt ist. Für die medizinische Ganzkörperdiagnostik werden jedoch Sehfelder, und damit Gitterflächen, im Bereich von 40 cm × 40 cm gefordert.

In dieser Arbeit wurden Möglichkeiten zur Vergrößerung von Röntgengittern, wie sie für die Talbot-Lau Interferometrie mit großem Sehfeld benötigt werden, erarbeitet und analysiert. Dabei wurden zwei Ansätze verfolgt: Zum einen wurde das Prinzip der bewegten Belichtung entwickelt um die Flächenbegrenzung der LIGA-Technik zu umgehen und auf direktem Wege großflächige Röntgengitter herzustellen.

Zum anderen wurden beim Kacheln mehrere kleine Gitterkacheln zu einem großen Gitter montiert. Hierfür wurden die Anforderungen an die Positionierung der einzelnen Gitterkacheln untersucht und eine semiautomatische Montagehilfe entwickelt, die es ermöglichte die Gitterkacheln mit der geforderten Präzision flächig zu montieren.

Um Bildartefakte zu vermeiden und damit das vergrößerte Sehfeld nutzbar zu machen, wurden zudem Möglichkeiten zur Anpassung der gefertigten Gitter an den konischen Strahl einer Röntgenröhre untersucht.

ISSN 1869-5183

ISBN 978-3-7315-0731-4

Gedruckt auf FSC-zertifiziertem Papier

