

Phasenkontrast Röntgen mit 2 Phasengittern und medizinisch relevanten Detektoren

Johannes Bopp¹, Michael Gallersdörfer², Veronika Ludwig², Maria Seifert²,
Andres Maier¹, Gisela Anton², Christian Riess¹

¹Lehrstuhl für Mustererkennung, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg,
Martensstr. 3, 91058 Erlangen

²Erlangen Centre for Astroparticle Physics (ECAP), Erwin-Rommel-Straße 1, 91058
Erlangen

Johannes.Bopp@fau.de

Kurzfassung. In den letzten Jahren hat die Forschung zu gitterbasierter Phasenkontrast-Bildgebung mittels Röntgenstrahlen große Fortschritte gemacht. Neueste Ergebnisse zeigen, dass das Absorptionsgitter G_2 , durch ein zweites phasenschiebendes Gitter ersetzt werden kann und somit die Absorption hinter dem Patienten vermieden wird. Durch die Überlagerung des Selbstbildes des ersten Phasengitters mit dem zweiten Phasengitter wird eine Schwebung erzeugt, deren Periode ausreichend groß ist, um mit dem Detektor direkt aufgelöst zu werden. In diesem Beitrag wollen wir diesen sogenannten zwei Phasengitteraufbau analysieren. Insbesondere untersuchen wir die Möglichkeiten, solche Aufbauten mit medizinisch relevanten Detektoren zu realisieren. Einen großen Einfluss auf die Ergebnisse hat hierbei die Impulsantwort des Detektors. Mit diesem Wissen wurde die Schwebungsfrequenz bestimmt, die eine möglichst hohe Visibilität liefert. Um die simulierten Ergebnisse zu validieren, wurden Messungen analog zu den Simulationen durchgeführt. Die Ergebnisse der Simulation und der Messungen stimmen sehr gut überein.

1 Einleitung

Phasenkontrast-Röntgenbildgebung ist eine vielversprechende Technik für Anwendungen in der Medizin und in der zerstörungsfreien Materialprüfung. Es gibt unterschiedliche Möglichkeiten um die Phaseninformation der Röntgenwelle auszulesen. Eine breitere Übersicht über die vielfältigen Methoden gibt zum Beispiel Endrizzi [1]. In dieser Arbeit beschränken wir uns auf Phasenkontrast-Röntgen mit Gittern. Die erfolgversprechendste Variante ist hier das sogenannte Talbot-Lau-Interferometer (TLI) (Abb. 1a). Es besteht aus drei Gittern und kann mit einer herkömmlichen medizinischen Röntgenröhre betrieben werden [2]. Es können die drei Bildinformationen Absorptionsbild, differentiell Phasenbild, sowie das Dunkelfeldbild rekonstruiert werden. Ein Nachteil des TLI ist das Absorptionsgitter G_2 direkt vor dem Detektor. Es absorbiert etwa 50% der Strahlung hinter dem Patienten. Dies hat zur Folge, dass ungenutzte Dosis im Patienten deponiert wird, welche nicht für die Bildgebung verwendet werden kann. Es wäre

daher wünschenswert, keine Strahlung nach dem Patienten zu verlieren. Miao *et al.* haben gezeigt, dass es grundsätzlich möglich ist, das absorbierende G_2 durch ein zweites Phasengitter G'_1 mit einem längeren Propagationsabstand zu ersetzen (Abb. 1 b) [3]. Da Phasengitter transparent für Röntgenstrahlen sind, kommt es zu keiner Absorption hinter dem Patienten. Kagias *et al.* zeigten, dass zwei Phasengitter eingesetzt werden können, um die Sensitivität des Dunkelfeldsignals zu variieren [4]. Allerdings haben beide Gruppen Detektoren verwendet, die nicht für eine Anwendung im klinischen Alltag geeignet sind. In dieser Arbeit wollen wir die Möglichkeiten von gitterbasierter Phasenkontrast-Bildgebung mit zwei Phasengittern für die Anwendung mit klinischen Detektoren analysieren. Dafür haben wir für die Abmessungen vorhandener Gitter einen geeigneten Aufbau in der numerischen Wellenfeldsimulation CXI [5] gesucht und diesen anschließend mit Messungen validiert.

2 Material und Methoden

Der Effekt der beiden phasenschiebenden Gitter auf die Welle Φ kann approximiert werden als

$$\begin{aligned} \Phi \left[\cos \left(2\pi \frac{x}{p_1^{\text{proj}}} \right) + \cos \left(2\pi \frac{x}{p'_1} \right) \right] \\ = 2\Phi \cos \left[\pi x \left(\frac{1}{p_1^{\text{proj}}} - \frac{1}{p'_1} \right) \right] \cos \left[\pi x \left(\frac{1}{p_1^{\text{proj}}} + \frac{1}{p'_1} \right) \right] \end{aligned} \quad (1)$$

Hierbei ist p_1^{proj} die durch den Kegelstrahl leicht vergrößerte Periode des G_1 Gitters in der G'_1 Ebene und p'_1 ist die Periode des G'_1 Gitters. Da beide Cosinus Funktionen leicht unterschiedliche Frequenzen haben entsteht eine Schwebung. Diese Schwebung kann durch die Positionierung der beiden Gitter zueinander variiert werden. Ein Gütemaß eines phasen-sensitiven Aufbaus ist die sogenannte Visibilität. Bei klassischen TLI Aufbauten wird die periodische Struktur, die

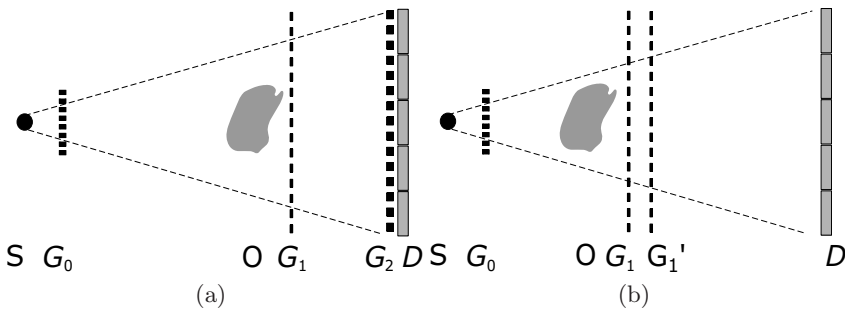


Abb. 1. Vergleich eines herkömmlichen TLI mit einem zwei Phasengitteraufbau, bei dem das Absorptionsgitter G_2 durch ein zweites Phasengitter G'_1 und eine längere Propagationsdistanz ersetzt wurde.

durch das G_1 erzeugt wird, mittels des G_2 Gitters abgetastet. Als Ergebnis erhält man eine sogenannte Phasestepping-Kurve, die einer Sinusschwingung entspricht. Aus einem Sinus-Fit \mathbf{r} an die Phasestepping-Kurve kann die Visibilität aus dem Verhältnis der Amplitude zum Mittelwert des Sinus berechnet werden

$$v = \frac{\max(\mathbf{r}) - \min(\mathbf{r})}{\max(\mathbf{r}) + \min(\mathbf{r})} \quad (2)$$

Alternativ kann die Visibilität mittels der harmonischen Schwingungen der Fourier-Transformierten des Fits errechnet werden

$$v = 2 \frac{\hat{\mathbf{r}}[1]}{\hat{\mathbf{r}}[0]} \quad (3)$$

Für Aufbauten mit zwei Phasengittern kann man entweder ebenfalls Phasestepping mit einem der Gitter durchführen oder auf Kosten von Ortsauflösung direkt die periodische Schwebung auswerten. Daraus können analog zum Standard TLI die drei Bildmodalitäten Absorption, differentielle Phase und Dunkel-feld berechnet werden.

Für traditionelle TLI mit einem Absorptionsgitter G_2 existieren bereits Formeln, um gute Parametrierungen zu bestimmen [6, 7]. Wir stellen im Folgenden eine Erweiterung dieser Formeln auf zwei Phasengitter vor. Der Parametersuchraum wurde für die Optimierung der Parameter dahingehend eingeschränkt, dass wir uns auf vorhandene Komponenten beschränken. Das sind zum einen eine Mikrofokus-Röntgenröhre mit einem Fokus von $9.5 \mu\text{m}$ bei einem Spektrum von 40 kVp , und ein medizinischer Detektor mit $50 \mu\text{m}$ Pixelgröße und einer Gadolinium-Oxysulfid Konverterschicht ($\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}$). Bei den Gittern handelt es sich um Nickel Gitter, die jeweils eine Höhe von $8.7 \mu\text{m}$, und Perioden p von 4.12 und $4.37 \mu\text{m}$ haben. Auf Grund des geringen Flusses der Röhre wurde der gesamte Aufbau (Fokus-Detektor Abstand) auf eine Länge von 1.5 m beschränkt.

Die Schwebungsperiode ist eine Funktion der beiden Gitterperioden p'_1 und p_1 projiziert auf das zweite Phasengitter G'_1

$$p_s = \text{abs} \left(\frac{1}{p_1^{\text{proj}}} - \frac{1}{p'_1} \right) \quad (4)$$

Zur Berechnung der Projektion des Gitters G_1 auf das Gitter G'_1 , kann der Strahlensatz verwendet werden

$$p_1^{\text{proj}} = \frac{p_1}{\text{dist}(\text{S}, G_1)} \cdot \text{dist}(\text{S}, G'_1) \quad (5)$$

Die Periode der Schwebung wird ebenfalls mittels Strahlensatz bis zum Detektor projiziert und vergrößert. Für beliebige Schwebungsperioden kann nun auf die Abstände der beiden Phasengitter innerhalb des Strahlengangs, für jede beliebige Position, zurück gerechnet werden. Hierbei gibt es durch die Mehrdeutigkeit der Betragsfunktion in Gleichung 4 zwei mögliche Gitterabstände, welche

die gleiche Schwebung erzeugen. Diese zwei möglichen Gitterabstände ergeben sich aus dem Abstand zum Detektor und der vorgegebenen Schwebungsperiode. Innerhalb der Simulation wurde die Position des G'_1 Gitters variiert, die zu erzeugende Schwebungsperiode, sowie die beiden dafür möglichen Positionen des G_1 . Aufgrund der geringen Periode der Schwebung im Verhältnis zur Pixelgröße, hat die Impulsantwort des Detektors einen großen Einfluss auf das Ergebnis. Durch die Konverterschicht werden eingehende Photonen auch auf benachbarten Pixeln detektiert. Dadurch kommt es zu einem Verwaschen der hohen Frequenzen. In der Simulation kann die gemessene PSF h mit der Detektorantwort F gefaltet werden um die tatsächliche Detektorantwort

$$I = F \star h + n \quad (6)$$

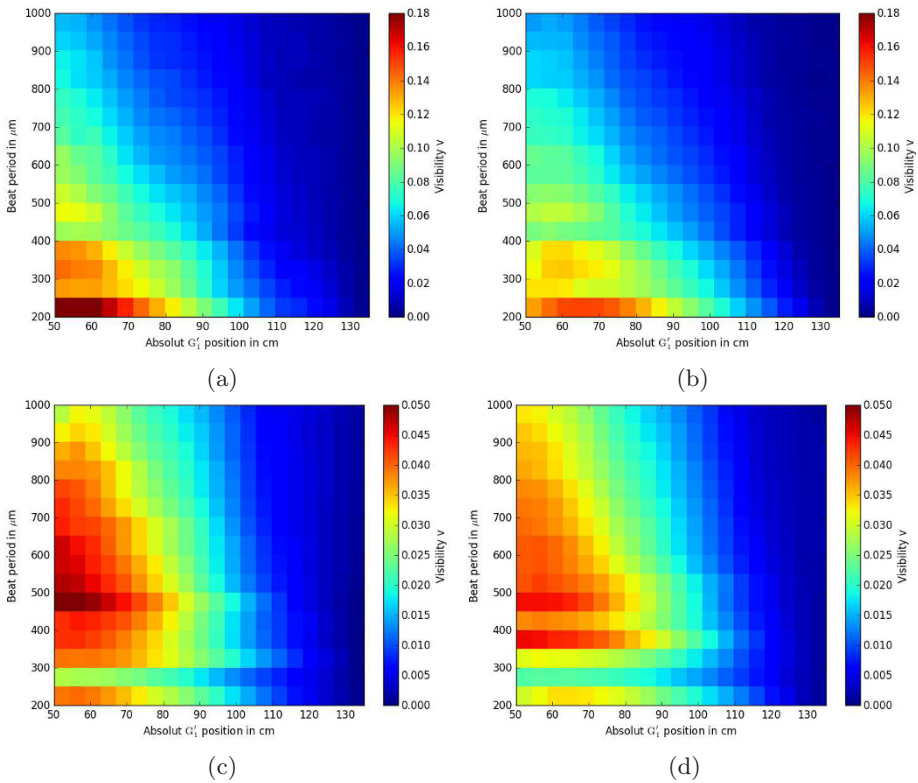


Abb. 2. Ergebnisse der Simulation. Bei allen Abbildungen ist auf der X-Achse die absolute Position des G'_1 Gitters von der Quelle gemessen variiert. Auf der Y-Achse wird die erzeugte Schwebungsperiode in μm angegeben und die Farbskala kodiert die Visibilität. Die obere Reihe zeigt die Ergebnisse ohne und die untere Reihe die Ergebnisse mit Faltung mit der detektorspezifischen PSF. In der linken Spalte ((a) und (c)) ist der kleinere mögliche Gitterabstand zu erkennen, in der rechten Spalte ((b) und (d)) der größere. Für jeden simulierten Aufbau sind diese Abstände unterschiedlich. Es ist zu sehen, dass mit dem kleineren Gitterabstand höhere Visibilitäten erzeugt werden.

zu errechnen. Hierbei bezeichnet \star den Faltungsoperator und n das Rauschen, welches hier nicht simuliert wurde.

3 Ergebnisse

Die Messung der PSF ergab, dass sie hinreichend genau mit einem Gaußfilter mit einer Standardabweichung σ von 1.48 Pixeln approximiert werden kann. Die Ergebnisse der Simulation ohne die PSF zeigen, dass ein größerer Propagationsabstand zwischen G'_1 und dem Detektor zu besseren Visibilitäten führt, unabhängig davon, ob man den größeren (Abb. 2b) oder den kleineren möglichen Abstand (Abb. 2a) zum Erreichen der Schwebungsperiode verwendet. Zudem erkennt man, dass mit zunehmender Schwebungsperiode am Detektor die Visibilität abnimmt. Daraus ergibt sich, dass man einen Kompromiss zwischen Verlust an Visibilität am Detektor durch die PSF und den Verlust der Visibilität durch die höhere Schwebungsperiode finden muss. Dafür wurden die unterschiedlichen simulierten Detektorantworten mit der PSF gefaltet. Die Ergebnisse zeigen, dass eine optimale Visibilität bei $450\ \mu\text{m}$ Schwebungsperiode mit etwa 5% zu erreichen ist.

Zum Validieren der Simulation wurde exemplarisch ein Aufbau mit $350\ \mu\text{m}$ Schwebungsperiode realisiert, um Messungen durchzuführen. Die aus der Simulation zu erwartende Visibilität liegt bei 3.8%. Die gemessene Visibilität von 3% stimmen gut mit der Simulation überein (Abb. 3).

4 Diskussion

Wir haben gezeigt, dass es grundsätzlich möglich ist, auch mit größeren Gitterperioden und medizinischen Detektoren Phasenkontrast zu messen. Um zu höheren

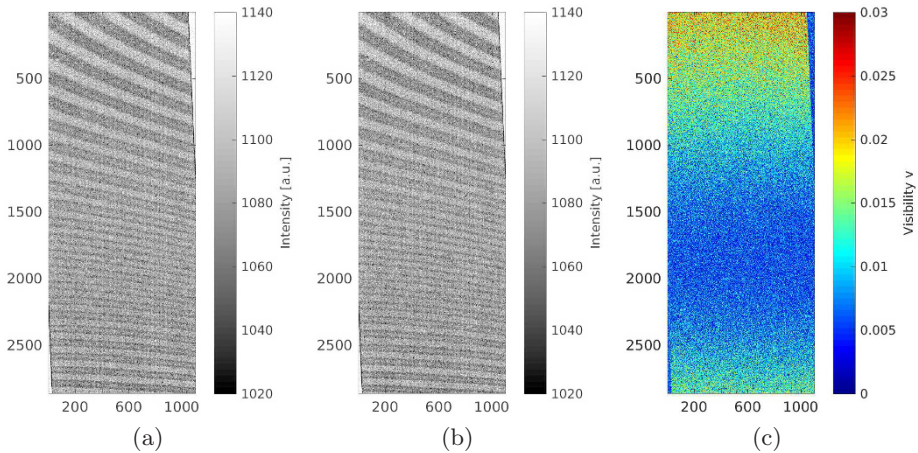


Abb. 3. Ergebnisse der Messung. (a) und (b) zeigen zwei einzelne Phasenschritte. (c) zeigt die rekonstruierte Visibilitätskarte. In den Randbereichen oben rechts und unten links endet der Gitterbereich.

Visibilitäten zu kommen ist es notwendig entweder die Gesamtlänge des Aufbaus zu vergrößern oder die Gitterperiode zu verkleinern. Der limitierende Faktor für die Gitterperioden bei herkömmlichen TLI ist das Aspektverhältnis des G_2 Gitters. Dies wird in den zwei Phasengitteraufbauten nicht verwendet, weswegen deutlich kleinere Perioden hergestellt werden können. Noch mehr als bei herkömmlicher Röntgenbildgebung ist hier die Impulsantwort (PSF) des Detektors von Bedeutung. Mit dem jetzt validierten Simulationstool können weitere Optimierungen für zwei Phasengitteraufbauten durchgeführt werden und zukünftige Aufbauten vorab analysiert bzw. optimiert werden.

Danksagung. Wir danken Siemens Healthineers für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit.

Literaturverzeichnis

1. Endrizzi M. X-ray phase-contrast imaging. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2017.
2. Pfeiffer F, Weitkamp T, Bunk O, et al. Phase retrieval and differential phase-contrast imaging with low-brilliance X-ray sources. *Nature Phys.* 2006;2(4):258–261.
3. Miao H, Panna A, Gomella AA, et al. A universal moiré effect and application in X-ray phase-contrast imaging. *Nature Phys.* 2016;12:830–834.
4. Kagias M, Wang Z, Jefimovs K, et al. Dual phase grating interferometer for tunable dark-field sensitivity. *Appl Phys Lett.* 2017;110(1):014105.
5. Ritter A, Bartl P, Bayer F, et al. Simulation framework for coherent and incoherent X-ray imaging and its application in Talbot-Lau dark-field imaging. *Optics Expr.* 2014;22(19):23276–23289.
6. Thuring T, Stampanoni M. Performance and optimization of X-ray grating interferometry. *Philosoph Trans Royal Soc London A: Math Phys Eng Sci.* 2014;372(2010):20130027.
7. Weitkamp T, David C, Kottler C, et al. Tomography with grating interferometers at low-brilliance sources. *Proc SPIE.* 2006;6318:63180S.