

Friedrich-Alexander-Universität
Erlangen-Nürnberg

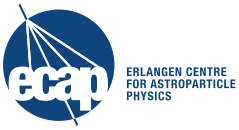
Gitterbasierte Einzelschuss-Röntgenbildgebung am PHELIX-Laser

Der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität
Erlangen-Nürnberg

zur

Erlangung des Doktorgrades Dr. rer. nat.

vorgelegt von
Max Schuster
aus Gunzenhausen



Als Dissertation genehmigt
von der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung:	11.05.2022
Vorsitzender des Promotionsorgans:	Prof. Dr. Wolfgang Achtziger
Gutachter:	Prof. Dr. Stefan Funk PD Dr. Paul Neumayer

Inhaltsverzeichnis

Einleitung **1**

I. Grundlagen und Methoden 5

1. Röntgenstrahlung **6**
1.1. Einordnung im elektromagnetischen Spektrum 6
1.2. Wechselwirkung mit Materie 6
1.2.1. Photoelektrischer Effekt 7
1.2.2. Compton-Effekt 7
1.2.3. Schwächungsgesetz 8
1.3. Beschreibung als elektromagnetische Welle 9

2. Gitterbasierte Phasenkontrast-Röntgenbildgebung **14**
2.1. Der Talbot-Effekt 14
2.2. Das Talbot-Interferometer mit Analysatorgitter 15
2.3. Der Moiré-Effekt 17
2.4. Einzelschuss-Rekonstruktion: Fourier-Imaging 19
2.4.1. Transmissionsbild 22
2.4.2. Visibilitätskarte und Dunkelfeldbild 22
2.4.3. Differentielles Phasenbild 24

3. Laser-getriebene Röntgen-Backlighter **28**
3.1. Begriffsdefinition und wissenschaftliche Einordnung 28
3.2. Stand der Forschung 29
3.2.1. Propagationsbasierte Phasenkontrast-Röntgenbildgebung 29
3.2.2. Gitterbasierte Phasenkontrast-Röntgenbildgebung 30

II. Erste Strahlzeit am PHELIX-Laser 33

4. Hinführung **34**
4.1. Vorwort 34
4.2. Ausgangssituation 34

5. Vorbereitung **36**
5.1. Das portable Talbot-Interferometer 36
5.2. Beschreibung der Vorversuche 38
5.3. Experimente und Messungen 39
5.4. Die Ausrichtungsmethode 42

6. Messungen, Ergebnisse und Diskussion **45**
6.1. Verarbeitung der Speicherfolienaufnahmen . . . 45
6.2. Analyse der Freifeld-Aufnahmen . . . 47
6.2.1. Untersuchung des Aufsummierens der Speicherfolien . . . 48
6.2.2. Charakterisierung der Moiré-Muster . . . 49
6.2.3. Toy-Modell zur Untersuchung des Einflusses des Photonenrauschens auf die Rekonstruktion . . . 56
6.2.4. Zwischenfazit . . . 61
6.3. Differentielle Phasenkontrast-Bildgebung . . . 62
6.3.1. Präparation der Rohaufnahmen . . . 62
6.3.2. Beschreibung der präparierten Rohaufnahmen . . . 67
6.3.3. Glättung der präparierten Rohaufnahmen . . . 68
6.3.4. Das Kontrast-zu-Rausch-Verhältnis . . . 69
6.3.5. Transmission . . . 69
6.3.6. Differentielle Phase . . . 71
6.3.7. Dunkelfeld . . . 73
6.4. Untersuchung von Korrelationen der gemessenen Freifeld-Intensitäten . . . 75

7. Resümee **78**

III. Zweite Strahlzeit am PHELIX-Laser **83**

8. Ausgangssituation **84**
8.1. Vorüberlegungen . . . 84
8.2. Konzeption der Gitter . . . 84
8.2.1. Wahl der Gitter-Wafer . . . 84
8.2.2. Weitere Gitter-Spezifikationen . . . 85
8.3. Konzeption des Experiments und Vorbereitung . . . 86
8.3.1. Konzeption . . . 86
8.3.2. Vorbereitung . . . 87
8.4. Aufbau und verwendete Gitter am PHELIX-Laser . . . 88
8.4.1. Aufbau . . . 88
8.4.2. In den beiden Aufbauten verwendete Gitter . . . 89

9. Analyse der Freifeld-Aufnahmen **92**
9.1. Analyse des mit dem Gitter-Setup A1 aufgenommenen Schusses 12 . . . 93
9.2. Analyse des mit dem Gitter-Setup M1 aufgenommenen Schusses 7 . . . 96
9.3. Ein erster Vergleich mit der ersten Strahlzeit . . . 97
9.4. Toy-Modell zur Analyse des Fourier-Imaging-Algorithmus mit einem exklusiven Schnitt im Frequenzraum . . . 99
9.5. Charakterisierung der Moiré-Muster der ersten Strahlzeit durch Anwendung der Fourier-Imaging-Rekonstruktion mit exklusivem Schnitt . . . 102

9.6. Charakterisierung der Moiré-Muster exemplarischer Schüsse durch Fourier-Imaging mit exklusivem Schnitt . . . 105
9.6.1. Schuss 12 (Gitter-Setup A1) . . . 106
9.6.2. Schuss 7 (Gitter-Setup M1) . . . 107
9.7. Ein erneuter Vergleich mit der ersten Strahlzeit . . . 109
9.8. Motivation eines Qualitätsparameters . . . 111
9.9. Vergleich der Signalqualitäten der Gitter-Setups . . . 114

10. Aufnahmen statischer Objekte und laser-induzierter Schocks 120
10.1. Statische Testphantome . . . 120
10.1.1. Rohaufnahmen und erste Rekonstruktionen . . . 120
10.1.2. Vergleich der Rekonstruktionen beider Schnitte bei Variation der Glättung der Rohaufnahmen . . . 123
10.2. Laser-induzierte Schocks bei hoher Vergrößerung . . . 127
10.2.1. Versuchsbeschreibung . . . 127
10.2.2. Analyse der Aufnahmen und Rekonstruktionen . . . 129
10.2.3. Analyse der Schock-Dynamik . . . 133
10.2.4. Analyse der freigesetzten Energie . . . 138
10.2.5. Wissenschaftliche Einordnung . . . 142

Zusammenfassung und Ausblick 146

IV. Anhang 151

A. Erste PHELIX-Strahlzeit 152

B. Zweite PHELIX-Strahlzeit 164

Literaturverzeichnis 175

Abbildungsverzeichnis 192

Tabellenverzeichnis 207

Abkürzungsverzeichnis 209

Beiträge zu Publikationen und Konferenzen 210

Liste bewilligter Strahlzeit- und Fördermittel-Anträge 213

Eigenanteil an Publikationen 218

Aufführung der Publikationen 220

Danksagung 234

Einleitung

Wilhelm Conrad Röntgens Entdeckung der nach ihm benannten Strahlung vor 126 Jahren (Röntgen, 1895) revolutionierte und initiierte etliche wissenschaftliche Forschungs- und Anwendungsfelder und brachte ihm im Jahre 1901 den ersten Nobelpreis für Physik ein (Mould, 1995). Schon unmittelbar nach der Entdeckung der Röntgenstrahlung wurde ihr großes Potenzial für die medizinische Diagnostik erkannt, wie die von Mould (1995) aufgelisteten wissenschaftlichen Publikationen zur Röntgenstrahlung in den Folgejahren der Entdeckung belegen. Wie nachhaltig diese Revolution der medizinischen Diagnostik war, zeigt die Tatsache, dass die nichtinvasive Untersuchung durch Röntgenstrahlen fest in der heutigen klinischen Routine verankert und die Weiterentwicklung von Geräten und bildgebenden Systemen zur Röntgendiagnostik weiterhin im Fokus von wissenschaftlicher sowie industrieller Forschung und Entwicklung ist. Auch außerhalb des medizinischen Kontexts sind Röntgenstrahlen ein beliebtes Mittel, die innere Zusammensetzung von Objekten zu prüfen, ohne diese durch einen invasiven Eingriff zu öffnen und dabei gegebenenfalls zu zerstören. So spielt die Nutzung der Röntgenstrahlung nicht nur in der Sicherheitstechnik (Zentai, 2010; Akcay & Breckon, 2021), sondern auch für die zerstörungsfreie Materialprüfung eine wichtige Rolle (Hanke, Fuchs & Uhlmann, 2008; Wang, Zhong, Lee, Fancey & Mi, 2020).

Von Röntgenröhren in kleinen Laboren bis hin zu Großforschungsanlagen, wie beispielsweise Synchrotrons und Röntgen-Freie-Elektronen-Laser, im Folgenden kurz als *Röntgen-Laser* bezeichnet, die für die Erzeugung monochromatischer, hoch-brillanter Röntgenstrahlung geschaffen wurden und in Planung sind, erstreckt sich ein breit gefächertes wissenschaftliches Anwendungsfeld. Mit der Entwicklung von Röntgen-Lasern wurde die Möglichkeit geschaffen, auch dynamische Prozesse mit einer Zeitauflösung von 100 Femtosekunden und besser abzubilden (Boutet & Williams, 2010; Glownia et al., 2010). Derartige dynamische Prozesse sind unter anderem Plasmen und daraus hervorgehende Schocks, die durch einen Laser induziert werden (Campanella, Legnaioli, Pagnotta, Poggialini & Palleschi, 2019). Für eine Untersuchung von Materie unter diesen extremen Bedingungen wurden an Röntgen-Lasern beispielsweise mit der *MEC-Endstation* an der *Linac Coherent Light Source (LCLS)* in den Vereinigten Staaten von Amerika (Nagler et al., 2015) und dem *HED-Instrument* am *European XFEL* in Deutschland (Zastrau et al., 2021) dedizierte Instrumente mit Hochleistungslasern geschaffen. Durch Wechselwirkung dieser Hochleistungslaser mit Materie können Zustände erzeugt werden, deren Untersuchung beispielsweise für die Fusionsforschung, aber auch für die Laborastrophysik von besonderer Relevanz sind (Glenzer et al., 2016).

Bei der Laborastrophysik geht es um die Durchführung und Analyse von Laborexperimenten, welche bei gegebener Skalierbarkeit auf die tatsächlichen astrophysikalischen Prozesse deren reproduzierbare und systematische Erforschung unter Laborbedingungen möglich machen (Remington, Drake, Takabe & Arnett, 2000; Remington, 2005). Ein Bei-

spiel hierfür ist die laborbasierte Untersuchung von hydrodynamischen Effekten während Supernova-Explosionen und der hydrodynamischen Entwicklung der darauffolgenden Expansion der Supernovaüberreste (Drake, 1999; Ryutov et al., 1999). Die Röntgenbildgebung solcher für die Laborastrophysik relevanten, extremen Materiezustände, wie Plasmen und daraus hervorgehender Schocks, welche zumeist mit Hochleistungslasern erzeugt werden, ist einer der Ausrichtungsschwerpunkte der Arbeitsgruppe für Laborastrophysik und Phasenkontrast-Bildgebung des *Erlangen Centre for Astroparticle Physics (ECAP)*, zu der der Verfasser dieser Dissertation gehört.

Auch an Großforschungsanlagen, die einzig und allein für die Erzeugung von meist optischer und infraroter Laserstrahlung mit den weltweit höchsten Energien und Intensitäten konzipiert und dimensioniert wurden (Danson et al., 2019), hat sich die Verwendung von Röntgenstrahlung zur Diagnostik laser-induzierter Plasmen und daraus hervorgehender Schocks etabliert. Beispiele für solche Hochleistungslaser-Anlagen sind *NIF* (Spaeth et al., 2016) und *OMEGA EP* (Maywar et al., 2008; Waxer et al., 2008) in den Vereinigten Staaten oder aber der ***P****etawatt* ***H****och-****E****nergie* ***L****aser für Schwer****I****onene****X****perimente*, kurz *PHELIX* (Bagnoud et al., 2010), am *GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung* in Darmstadt. Röntgenstrahlung kann an diesen Anlagen durch Abzweigen eines Laserstrahls erzeugt werden, welcher nach Wechselwirkung mit Materie ein breites Bremsstrahlungsspektrum und charakteristische Röntgenstrahlung im Sinne einer Hintergrundbeleuchtung generiert (Park et al., 2006; Park et al., 2008). Aufgrund der hohen Intensitäten und kurzen Pulsdauern der Hintergrundbeleuchtung lassen sich auch an solchen Anlagen, das heißt ohne Vorhandensein hoch-brillanter, monochromatischer Röntgenstrahlung, wie bei einem Röntgen-Laser, dynamische laser-induzierte Schockprozesse mit Röntgenstrahlung analysieren. Dies ist vor allem für die Bildgebung von Plasmen und Schocks von höchstem Interesse, welche von Strahlung in anderen Wellenlängenbereichen, wie beispielweise dem optischen, nicht durchdrungen und entsprechend analysiert werden können. Sind derartige Plasmen und Schocks jedoch zu transparent für Röntgenstrahlung, so weisen sie einen zu geringen Absorptionskontrast auf und können mit der konventionellen, absorptionsbasierten Radiographie ebenfalls nicht beziehungsweise nur unzureichend untersucht werden. In solchen Fällen, in denen es der konventionellen, absorptionsbasierten Radiographie an Kontrast mangelt, stellt die so genannte *Phasenkontrast-Röntgenbildgebung* eine willkommene und hochattraktive Alternative dar.

Phasenkontrast-Röntgenbildgebung ist ein Überbegriff für Methoden der Röntgenbildgebung, deren Sensitivität auf den Phasenschub, den ein zu untersuchendes Objekt der Röntgenstrahlung aufprägt, zu einem Kontrast führt (Wilkins et al., 2014; Endrizzi, 2018). Im Vergleich zur konventionellen, absorptionsbasierten Radiographie kann die Phasenkontrast-Röntgenbildgebung einen signifikant höheren Bildkontrast erzeugen (Zhou & Brahme, 2008). Darüber hinaus liefert sie durch die Messung des Phasenschubs einen direkten Zugang zur Rekonstruktion der Elektronendichte des zu untersuchenden Objekts (Paganin, 2006), aus der sich dessen Massendichte bestimmen lässt (Als-Nielsen & McMorrow, 2011). Dies macht die Phasenkontrast-Röntgenbildgebung für die Bildgebung von Plasmen und daraus hervorgehender Schocks ganz allgemein und nicht nur für diejenigen mit geringen Absorptionskontrast höchst attraktiv, da die Dichte einen der Kernparameter für deren Charakterisierung darstellt.

Die für die Phasenkontrast-Röntgenbildgebung angewendeten Methoden waren häufig bereits in der optischen Bildgebung bekannt und etabliert und konnten auf den Wellenlängenbereich der Röntgenstrahlung übertragen werden (Wilkins et al., 2014). Beispielsweise macht man sich bei der gitterbasierten Phasenkontrast-Röntgenbildgebung, welche Gegenstand der vorliegenden Dissertation ist, den 1836 von H. F. Talbot gefundenen (Talbot, 1836) und nach diesem benannten Effekt des Auftretens von Selbstabbildungen eines Gitters in bestimmten Abständen zu Nutze. So konnte diese auf dem Talbot-Effekt beruhende gitterbasierte Phasenkontrast-Röntgenbildgebung zunächst an monochromatischen Röntgenquellen (David, Nöhammer, Solak & Ziegler, 2002; Momose et al., 2003; Weitkamp et al., 2005), später auch an herkömmlichen, polychromatischen Labor-Röntgenquellen etabliert werden (Pfeiffer, Weitkamp, Bunk & David, 2006).

Ein wichtiges Auswahlkriterium für Methoden zur Phasenkontrast-Röntgenbildgebung von laser-induzierten Plasmen und daraus hervorgehenden Schocks, welche als hochdynamische Prozesse innerhalb weniger Nanosekunden ablaufen, ist die Möglichkeit, diese im Einzelaufnahme- beziehungsweise Einzelschuss-Modus zu betreiben. Dies ist für die gitterbasierte Phasenkontrast-Röntgenbildgebung gangbar und macht sie zu einem attraktiven Diagnose-Werkzeug für die Bildgebung von Plasmen (Stutman & Finkenthal, 2011). So lag es nahe, die in der Arbeitsgruppe für Laborastrophysik und Phasenkontrast-Bildgebung des ECAP vor allem im Feld der bio-medizinischen Bildgebung und zerstörungsfreien Materialprüfung ausgebildete Expertise in der gitterbasierten Phasenkontrast-Röntgenbildgebung auf dieses Feld der Bildgebung von Plasmen und daraus hervorgehender Schocks anzuwenden. Die Möglichkeit hierzu wurde der Arbeitsgruppe durch eine Einladung zu einer parasitären Teilnahme an einer im Frühjahr 2018 stattgefundenen Strahlzeit am PHELIX-Laser in Darmstadt gegeben. Dabei war es das Ziel, die Machbarkeit von gitterbasierter Phasenkontrast-Röntgenbildgebung am PHELIX-Laser unter Beweis zu stellen.

Die dem Ziel des Machbarkeitsbeweises zugrundeliegende Implementierung eines Aufbaus zur gitterbasierten Phasenkontrast-Röntgenbildgebung am PHELIX-Laser stellt einen der beiden inhaltlichen Kernbestandteile der vorliegenden Dissertationsschrift dar. Nach einer kurzen Einführung in die Grundlagen zur gitterbasierten Phasenkontrast-Röntgenbildgebung und der Erzeugung von Röntgen-Hintergrundbeleuchtung an Hochintensitätslasern in Teil I, werden in Teil II die Resultate der ersten, parasitären Strahlzeit am PHELIX-Laser vorgestellt. Dabei liegt ein besonderes Augenmerk auf der Vorbereitung dieser Strahlzeit, welche die Konzeption und Entwicklung eines geeigneten portablen Talbot-Interferometers sowie einer Ausrichtungsmethode dessen am PHELIX-Laser beinhaltet, mit der dieses Interferometer innerhalb weniger Schüsse einsatzbereit ist. Im Zuge des Machbarkeitsbeweises erfolgt in diesem Teil der Dissertation eine Analyse der Freifeld-Aufnahmen zur Charakterisierung der Bildqualität. Daran anschließend wird anhand der Aufnahmen von statischen Testphantomen eine erste Anwendung der gitterbasierten Phasenkontrast-Röntgenbildgebung präsentiert.

Der erfolgreich erbrachte Machbarkeitsbeweis der ersten Strahlzeit führte zu einem Antrag auf eine eigene, zweite Strahlzeit am PHELIX-Laser, welcher in vollem Umfang bewilligt wurde. Diese zweite, im Frühjahr 2020 stattgefundene Strahlzeit ist Gegenstand von Teil III dieser Dissertation und stellt den zweiten inhaltlichen Schwerpunkt dar. Dabei wird zunächst auf die aus der ersten Strahlzeit gezogenen Lehren und die daraufhin ergriffenen

Schritte zur Optimierung des Talbot-Interferometers eingegangen. Anschließend erfolgt im Zuge der Analyse der Freifeld-Aufnahmen eine Untersuchung der erzielten Bildqualität insbesondere im Vergleich zur ersten Strahlzeit. Mit der darauffolgenden Präsentation von Aufnahmen statischer Testphantome und den daraus rekonstruierten Transmissions- und differentiellen Phasenbildern werden Rückschlüsse auf die Qualität dieser Bildmodalitäten bei unterschiedlicher Präparation der Rohaufnahmen und Durchführungen des Rekonstruktionsalgorithmus gezogen. Zuletzt erfolgt die Untersuchung laser-induzierter Schocks in einem Festkörper bei hoher Vergrößerung. Dabei fand eine Analyse der Dynamik des Schocks anhand der Anpassung zweier analytischer Modelle statt, welche neben der Schockgeschwindigkeit auch Rückschlüsse auf die zur Erzeugung des Schocks freigesetzte Energie ermöglichen. Die so erstmalig am PHELIX-Laser erhaltenen Resultate haben Relevanz für das gesamte Forschungsfeld der Röntgenbildgebung von laser-induzierten Plasmen und den daraus hervorgehenden Schocks, wie in einer abschließenden wissenschaftlichen Einordnung herausgearbeitet wird.

Teil I.

Grundlagen und Methoden

1. Röntgenstrahlung

In diesem Kapitel werden die für diese Dissertation relevanten, theoretischen Grundlagen zur Röntgenstrahlung gelegt. Dabei sind deren Wechselwirkung mit Materie sowie deren Beschreibung als elektromagnetische Welle zentrale Aspekte.

1.1. Einordnung im elektromagnetischen Spektrum

Röntgenstrahlung ist dem hochenergetischen Teil des elektromagnetischen Spektrums zuzuordnen. Sie wird energetisch zwischen der langwelligeren Ultraviolett- und der kurzwelligeren Gammastrahlung kategorisiert (Hertel & Schulz, 2017). Für den Beginn der niederenergetischen, weichen Röntgenstrahlung gibt es keine einheitliche Definition. Oftmals werden die Bereiche zwischen hochenergetischer, extremer beziehungsweise Vakuum-Ultraviolettstrahlung und weicher Röntgenstrahlung überlappend dargestellt, vgl. (Attwood & Sakdinawat, 2017; Krieger, 2019). In diesem Überlappungsbereich befindet sich mit einer Energie von etwa 284 eV die K-Absorptionskante von Kohlenstoff (Attwood & Sakdinawat, 2017) und liefert so einen guten Orientierungspunkt. Ähnlich verhält es sich mit dem Übergang von weicher zu harter Röntgenstrahlung. Hier findet sich in der Literatur ebenfalls kein einheitlich definierter Energiewert, ab dem die weiche Röntgenstrahlung endet und die harte beginnt. Im Bereich des Übergangs befindet sich meist die K-Absorptionskante von Kupfer mit einer Energie von 8.98 keV (Attwood & Sakdinawat, 2017) und demzufolge Strahlung mit Wellenlängen in der Größenordnung von 1 Å, was 0.1 nm entspricht (Attwood & Sakdinawat, 2017). Ab diesem Bereich bis hin zu mehreren 100 keV, einer Energie, die noch im Leistungsbereich von Röntgenröhren liegt, erstreckt sich die harte Röntgenstrahlung (Attwood & Sakdinawat, 2017). Die danach beginnende Gammastrahlung stellt das hochenergetische Ende des elektromagnetischen Spektrums dar (Attwood & Sakdinawat, 2017).

1.2. Wechselwirkung mit Materie

Röntgenbildgebung wird ermöglicht durch die Wechselwirkung von Röntgenstrahlung mit der Materie des zu analysierenden Objekts. Die beiden für die in dieser Dissertation präsentierten Experimente relevantesten Wechselwirkungsprozesse, der photoelektrische Effekt und der Compton-Effekt, sollen im Folgenden vorgestellt werden. Dabei werden Wirkungsquerschnitte und die Gesetzmäßigkeit der Schwächung der Röntgenstrahlung aufgrund dieser Wechselwirkungsprozesse motiviert.

1.2.1. Photoelektrischer Effekt

Beim photoelektrischen Effekt, kurz *Photoeffekt*, löst ein einfallendes Photon ein Elektron aus den inneren Schalen, meist der K- und der L-Schale, heraus und wird dabei absorbiert (Krieger, 2019). Durch den Stoßprozess wird die gesamte Energie des einfallenden Photons auf das Elektron übertragen, welches das Atom mit einer kinetischen Energie verlässt, die der Differenz aus der Energie des Photons und seiner Bindungsenergie entspricht (Krieger, 2019). Im somit ionisierten Atom wird das in einer der inneren Schalen fehlende Elektron durch ein Elektron einer äußeren Schale aufgefüllt. Dabei werden Auger-Elektronen oder charakteristische Photonen, deren Energie der Differenz der Bindungsenergien der beteiligten Schalen entspricht, emittiert (Krieger, 2019).

Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit des Photons über den Photoeffekt wird durch den Wirkungsquerschnitt σ_{PE} beschrieben, der von der Energie des Photons E_γ und von der Ordnungszahl Z des Mediums, mit dem die Wechselwirkung stattfindet, abhängt (Bethge, Walter & Wiedemann, 2008). Gemäß Krieger (2019) ergibt sich für Energien $E_\gamma \ll 511\,\text{keV}$ folgender Zusammenhang:

$$\sigma_{PE} \propto \frac{Z^q}{E_\gamma^3}\,, \tag{1.1}$$

wobei q als Exponent der Ordnungszahl zwischen 4 und 4.5 liegt (Krieger, 2019).

1.2.2. Compton-Effekt

Als Compton-Effekt bezeichnet man die inelastische Streuung von Photonen an äußeren, schwach gebundenen, auch als *quasi-frei* bezeichneten Hüllenelektronen (Krieger, 2019). Dabei überträgt das einfallende Photon einen Teil seiner Energie und seines Impulses auf das Hüllenelektron und wird aus der ursprünglichen Richtung seiner Bewegung abgelenkt (Krieger, 2019). Das Hüllenelektron wird vom Atom gelöst und hinterlässt dieses einfach ionisiert (Krieger, 2019). Wie beispielsweise in Krieger (2019) gezeigt, lässt sich über Energie- und Impulserhaltung die Energie des gestreuten Photons berechnen, die lediglich von seiner ursprünglichen Energie und seinem Streuwinkel abhängt.

Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit des Photons via Compton-Effekt lässt sich aus der Klein-Nishina-Formel berechnen, siehe zum Beispiel Bethge et al. (2008), Kolanoski und Wermes (2016). Je nach Energie der einfallenden Photonen gibt es für den daraus erhaltenen Wirkungsquerschnitt verschiedene Näherungen, wie etwa den Thomson-Limes bzw. den hoch-relativistischen Grenzfall, wenn die Energie des einfallenden Photons viel kleiner bzw. viel größer als die Ruheenergie des Elektrons ist (Kolanoski & Wermes, 2016). In Krieger (2019) wird die Abhängigkeit des Compton-Wirkungsquerschnitts σ_{CE} von der Energie des Photons E_γ und der Ordnungszahl Z des Mediums, mit dem die Wechselwirkung stattfindet, grob genähert durch die folgende, empirisch bestimmte Proportionalität

$$\sigma_{CE} \propto \frac{Z}{E_\gamma^l} \tag{1.2}$$

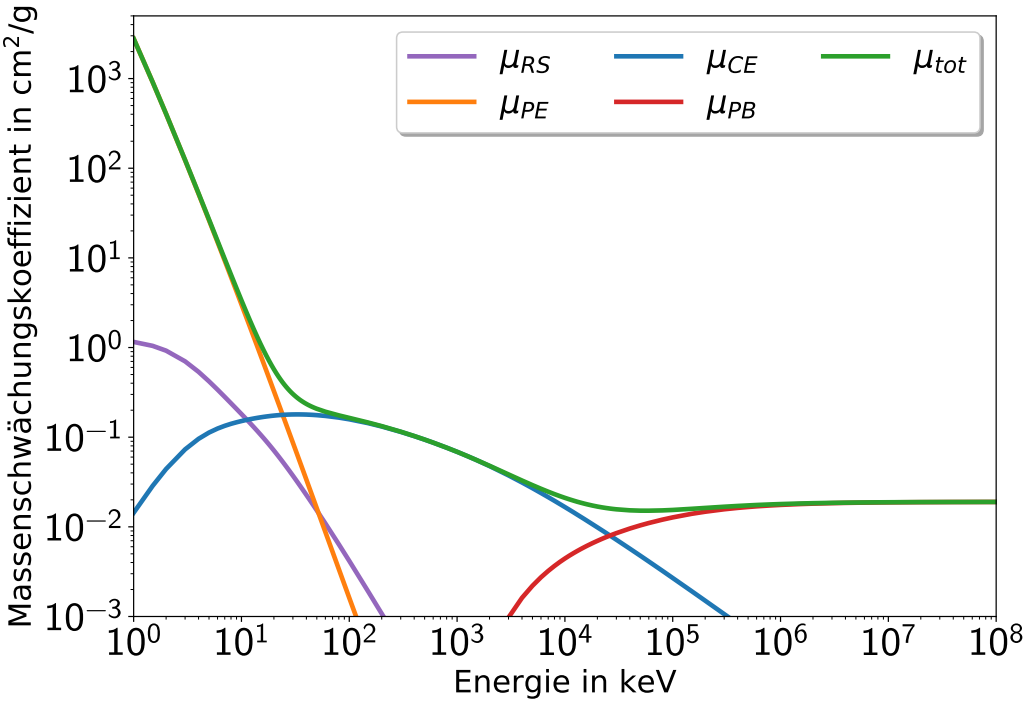


Abbildung 1.1.: Aus der XCOM-Datenbank (Berger et al., 2010) für Polymethylmethacrylat (PMMA) und Photonenenergien zwischen 10^0 keV und 10^8 keV erhaltene Massenschwächungskoeffizienten μ der Wechselwirkungsprozesse Rayleigh-Streuung (RS), Compton-Effekt (CE), Photoeffekt (PE) und Paarbildung (PB) sowie der daraus erhaltene gesamte Massenschwächungskoeffizient μ_{tot}.

beschrieben, wobei l als Exponent der ursprünglichen Energie des Photons im Bereich von 0.5 bis 1.0 rangiert (Krieger, 2019).

1.2.3. Schwächungsgesetz

Die Wechselwirkung der eingestrahlten Photonen mit einem Medium via Photo- und Compton-Effekt führt zur Absorption beziehungsweise Streuung dieser Photonen und damit zu einer Verringerung der Intensität I des Photonenstrahls. Diese Abschwächung einer ursprünglich eingestrahlten Intensität I_0 durch ein Medium der Dicke d in Strahlrichtung wird durch das Absorptionsgesetz

$$I(d) = I_0 \cdot \exp(-\mu d) \tag{1.3}$$

beschrieben, welches auch als Lambert-Beer'sches Gesetz bekannt ist (Hertel & Schulz, 2017). Hierbei stellt der als *linearer Schwächungskoeffizient* bezeichnete (Krieger, 2019), materialspezifische Parameter μ ein Maß für die Stärke der Abschwächung dar.

Teilt man den linearen Schwächungskoeffizienten μ durch die Dichte ρ des absorbierenden Mediums, so ergibt sich der so genannte *Massenschwächungskoeffizient*, welcher sich

über

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{N_A}{A} \sum_i \sigma_i \tag{1.4}$$

aus den Wirkungsquerschnitten σ_i der beteiligten Wechselwirkungsprozesse i der Photonen mit dem absorbierenden Medium zusammensetzt (Bethge et al., 2008). Hierbei bezeichnet N_A die Avogadro-Konstante und A die atomare Massenzahl des Absorber-Mediums. Setzt man die Proportionalitäten der Wirkungsquerschnitte für Photo- und Compton-Effekt aus den Gleichungen 1.1 und 1.2 in Gleichung 1.4 ein, lässt sich nicht nur die Materialabhängigkeit des Massenschwächungskoeffizienten abschätzen, sondern auch dessen Abhängigkeit von der eingestrahlten Photonenenergie. Letztere ist für das im experimentellen Teil dieser Dissertation verwendete Medium Polymethylmethacrylat – kurz PMMA – in Abbildung 1.1 dargestellt. Dabei erfolgt eine Unterscheidung zwischen den Beiträgen der Massenschwächungskoeffizienten der Rayleigh-Streuung, μ_{RS}, des Photoeffekts, μ_{PE}, des Compton-Effekts, μ_{CE}, und der für Energien ab mehreren MeV an Bedeutung gewinnenden Paarbildung, μ_{PB}, zum gesamtem Massenschwächungskoeffizienten μ_{tot}. Die zugrundeliegenden Literaturwerte wurden der XCOM-Datenbank (Berger et al., 2010) entnommen. Wie sich anhand von Abbildung 1.1 erkennen lässt, stellen der Photo- und der Compton-Effekt für die in dieser Dissertation relevanten Energien in der Größenordnung von 10^1 keV die relevanten Wechselwirkungsprozesse dar, welche im Falle von PMMA in etwa bei 30 keV in gleichen Teilen zum gesamten Massenschwächungskoeffizienten μ_{tot} beitragen. Für inhomogene Absorber und damit örtlich in Strahlrichtung z variierende Schwächungskoeffizienten im Absorber-Medium gilt es, über die verschiedenen Koeffizienten aufzusummieren und Gleichung 1.3, wie folgt, zu erweitern (Buzug, 2008):

$$\mathsf{I}(d) = \mathsf{I}_0 \cdot \exp\left(- \int_0^d \mu(\mathsf{z}) d\mathsf{z} \right). \tag{1.5}$$

Wird polychromatische Röntgenstrahlung eingestrahlt, so gilt es zudem, über alle Energien des polychromatischen Spektrums zu integrieren (Buzug, 2008; Baur, Uhlmann, Pöschel & Schröter, 2019).

1.3. Beschreibung als elektromagnetische Welle

Um nachvollziehen zu können, wie sich neben dem Absorptionskontrast der Phasenkontrast ausbildet, ist die Beschreibung der Röntgenstrahlung als elektromagnetische Welle hilfreich. Die theoretische Grundlage hierfür bilden die Maxwell-Gleichungen. Aus den von den Maxwell-Gleichungen vorgegebenen Zusammenhängen zwischen elektrischen und magnetischen Feldern lassen sich Wellengleichungen ableiten, welche die räumliche und zeitliche Entwicklung der magnetischen Flussdichte und des elektrischen Feldes beschreiben, siehe hierzu beispielweise Paganin (2006), Attwood und Sakdinawat (2017). Eine Lösung der Wellengleichung liefert nach dem in Paganin (2006) geschilderten Übergang von der vektoriellen Beschreibung der elektromagnetischen Felder zu einer komplex-skalaren Beschreibung die

komplex-skalare elektromagnetische Welle

$$\Psi(\bar{\mathrm{x}}, t) = \Psi_0 \cdot \exp\left(i\left(\overline{k}\bar{\mathrm{x}} - \omega t\right)\right), \tag{1.6}$$

welche so definiert einer sich im Dreidimensionalen ausbreitenden ebenen, monochromatischen Welle am Ort $\bar{\mathrm{x}}$ zum Zeitpunkt t entspricht (Nolting, 2013). Hierbei bezeichnet $\omega = 2\pi f$ die sich aus der Frequenz f der Welle ergebende Kreisfrequenz und $\overline{k}$ den Wellenvektor, welcher die Ausbreitungsrichtung der ebenen Welle angibt (Nolting, 2013).

Für den Betrag des Wellenvektors, auch *Wellenzahl* genannt, gilt nach Born et al. (1999)

$$\left|\overline{k}\right| = n\frac{\omega}{c} = nk_0\,, \tag{1.7}$$

mit c der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und n dem Brechungsindex des Mediums, durch das die ebene Welle propagiert. k_0 bezeichnet hierbei den Betrag des Wellenvektors im Vakuum, für den gilt

$$k_0 = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \tag{1.8}$$

mit λ_0 der Wellenlänge im Vakuum (Born et al., 1999). Da der Brechungsindex durchstrahlter Medien bei Röntgenstrahlung üblicherweise sehr nahe an und knapp unter der Eins liegt, ist die folgende komplexe Schreibweise

$$n = 1 - \delta + i\beta \tag{1.9}$$

gebräuchlich (Paganin, 2006). Dabei bezeichnet δ das Dekrement des Realteils und β den Imaginärteil des Brechungsindex. δ und β sind beide um mehrere Größenordnung kleiner als eins, wie sich anhand der in Abbildung 1.2 für das in dieser Dissertation verwendete Medium PMMA feststellen lässt. Für den ausgewählten Energiebereich zwischen 10 keV und 46 keV ist $\beta \propto 10^{-9}$ und damit etwa um drei Größenordnungen kleiner als die Werte für $\delta \propto 10^{-6}$.

Setzt man Gleichung 1.7 und 1.9 in Gleichung 1.6 ein, so erhält man für eine Ausbreitung der Welle in z-Richtung

$$\Psi(\mathrm{z}, t) = \underbrace{\Psi_0 \cdot \exp\left(i\left(k_0\mathrm{z} - \omega t\right)\right)}_{\text{ebene Welle im Vakuum}} \cdot \underbrace{\exp\left(-k_0\beta\mathrm{z}\right)}_{\text{Absorption}} \cdot \underbrace{\exp\left(-i\delta k_0\mathrm{z}\right)}_{\text{Phasenschub}}\,. \tag{1.10}$$

Mit der in Gleichung 1.10 gewählten Darstellung lässt sich der Einfluss des Realteil-Dekrements δ und des Imaginärteils β des komplexen Brechungsindex auf eine ebene, in z-Richtung im Vakuum propagierende Welle nachvollziehen. So sorgt δ für einen Schub der Phase und β für eine Reduktion der Amplitude der ebenen Welle.

Dass die Reduktion der Amplitude der ebenen Welle durch β einer Absorption gleichkommt, lässt sich nachvollziehen, indem man das Betragsquadrat der ebenen Welle bildet, welches sich als Intensität des Wellenfeldes identifizieren lässt (Paganin, 2006). So ergibt sich für das Betragsquadrat der in Gleichung 1.10 definierten, ebenen Welle

$$\mathrm{I}(\mathrm{z}) = |\Psi(\mathrm{z}, t)|^2 = |\Psi_0|^2 \cdot \exp\left(-2k_0\beta\mathrm{z}\right)\,. \tag{1.11}$$

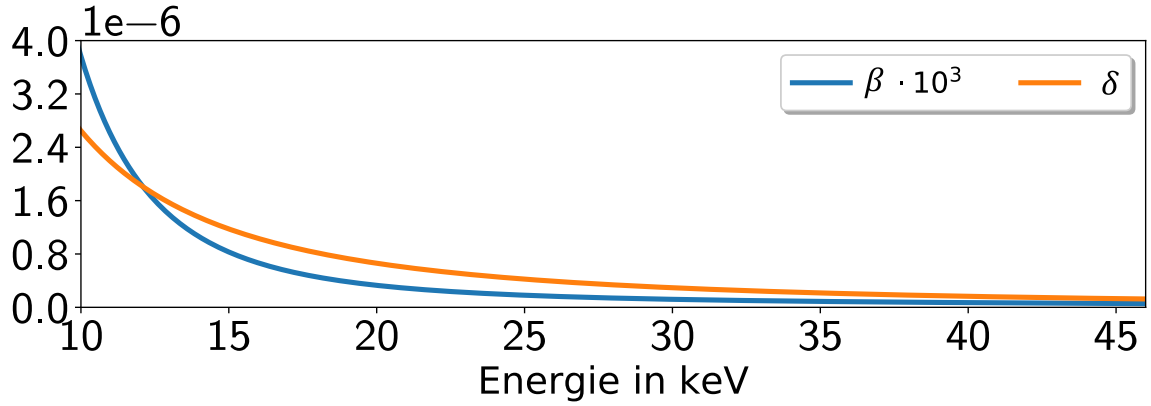


Abbildung 1.2.: Realteil-Dekrement δ und Imaginärteil β des Brechungsindex n für PMMA bei Röntgenstrahlung zwischen 10 keV und 46 keV. Entsprechende Werte wurden der von Chantler et al. (2005) konzipierten Datenbank entnommen.

Vergleicht man Gleichung 1.11 mit dem Absorptionsgesetz in Gleichung 1.3 und identifiziert das Betragsquadrat der Amplitude der im Vakuum propagierenden Welle $|\Psi_0|^2$ mit der ursprünglich eingestrahlten Intensität I_0, so lässt sich folgender Zusammenhang zwischen β und dem linearen Schwächungskoeffizienten μ herstellen:

$$\mu = 2k_0\beta\,. \tag{1.12}$$

Somit kann vom Brechungsindex-Imaginärteil β des durchstrahlten Mediums auf dessen Schwächungskoeffizienten μ und damit auf dessen Absorptionsverhalten bezüglich der eingestrahlten Strahlung geschlossen werden.

Der Schub in der Phase der in Gleichung 1.10 definierten, in z-Richtung durch ein Medium mit Brechungsindex n propagierenden, ebenen Welle ist mit

$$\Delta\phi = \delta \cdot k_0 \cdot \mathrm{z} \tag{1.13}$$

durch das Realteil-Dekrement δ und die zurückgelegte Weglänge z der Strahlung im Medium gegeben (Attwood & Sakdinawat, 2017). Für inhomogene Medien ist dieser Phasenschub in Analogie zum linearen Schwächungskoeffizienten in Gleichung 1.5 via

$$\Delta\phi(d) = k_0 \int_0^d \delta(\mathrm{z})d\mathrm{z} \tag{1.14}$$

in Integralform zu formulieren (Paganin, 2006) als die Summe über alle Brechungsindex-Dekremente entlang der Strahlrichtung von $\mathrm{z} = 0$ bis $\mathrm{z} = d$, wobei d der Ausdehnung des durchstahlten Objekts in Strahlrichtung, d.h. der Weglänge der Strahlung im Medium, entspricht.

Anschaulich lässt sich der Schub in der Phase der ebenen Welle durch das Realteil-Dekrement δ nachvollziehen, wenn man berücksichtigt, dass für die Wellenlänge λ und der

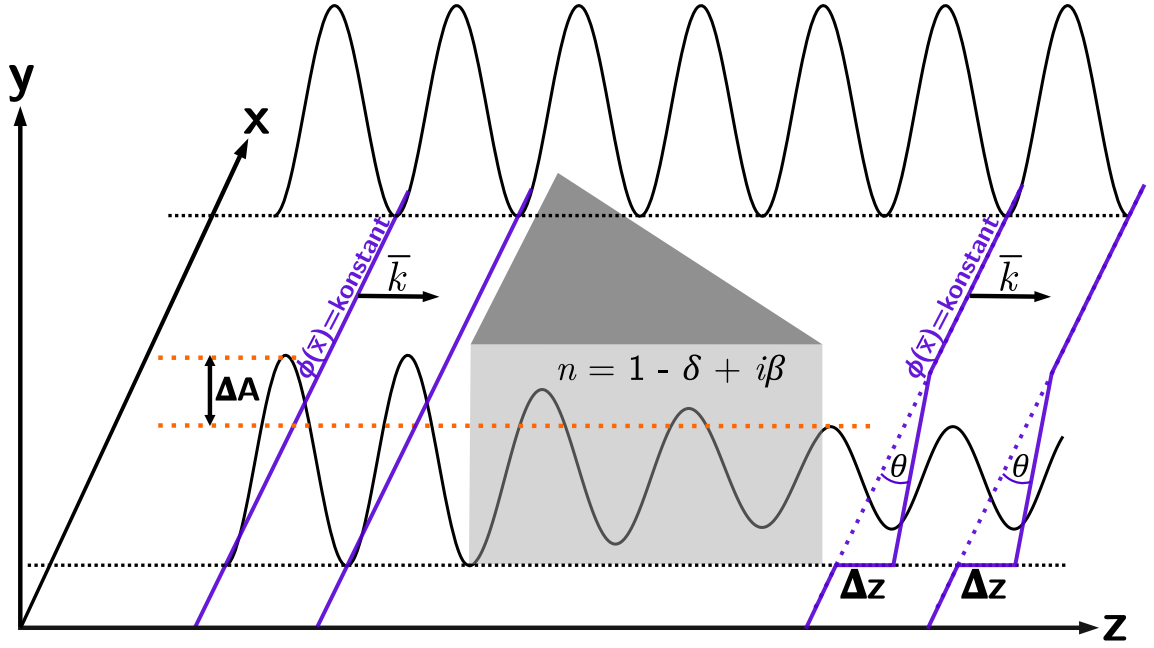


Abbildung 1.3.: Schematische Darstellung der nach Propagation einer ebenen Welle durch ein keilförmiges Medium mit Brechungsindex $n < 1$ entstandenen Reduktion der Amplitude ΔA und des Phasenschubs um den Winkel θ, relativ zu einer in x-Richtung verschobenen, identischen Welle, die im Vakuum propagiert.

Phasengeschwindigkeit v im Medium

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n} \quad \text{bzw.} \quad \mathrm{v} = \frac{c}{n} \tag{1.15}$$

gilt (Born et al., 1999). Da für Röntgenstrahlung der Brechungsindex durchstrahlter Medien kleiner als eins ist (Paganin, 2006; Als-Nielsen & McMorrow, 2011), ist die Wellenlänge der Welle im Medium länger und die Phasengeschwindigkeit höher als im Vakuum. Die Welle eilt im Medium also voraus, was für einen Schub der Phase sorgt. Dies ist in Abbildung 1.3 für ein keilförmiges Medium mit Brechungsindex $n < 1$ schematisch dargestellt. Wie sich erkennen lässt, führt das Vorauseilen der Welle im Medium verglichen mit einer in x-Richtung verschobenen, im Vakuum propagierenden Welle zu einem Schub der Wellenfront, welche senkrecht zur Ausbreitungsrichtung z alle Punkte gleicher Phase erfasst, um den Winkel θ bzw. um die Strecke Δz. Zudem ist das Absorptionsverhalten des Keils durch die Verringerung ΔA der Amplitude der durch das Medium propagierenden Welle illustriert.

Wie beispielsweise Als-Nielsen und McMorrow (2011) zu entnehmen ist, lässt sich für das Dekrement δ des Brechungsindex-Realteils folgender Zusammenhang herleiten:

$$\delta = \frac{2\pi\rho_{at}r_e}{{k_0}^2} \cdot \left(Z + f'\right) \tag{1.16}$$

mit r_e dem klassischen Elektronenradius, ρ_{at} der Zahlendichte der Atome und f' der Dis-

persionskorrektur (Als-Nielsen & McMorrow, 2011). Die Zahlendichte der Atome geht gemäß

$$\rho_{at} = \frac{\rho_m N_A}{M} \tag{1.17}$$

aus der Massendichte ρ_m, der Avogadro-Konstante N_A und der molaren Masse M des betrachteten Mediums hervor (Als-Nielsen & McMorrow, 2011). Sind die Energien der Röntgenstrahlung viel größer als die Bindungsenergien der Elektronen des Mediums, so können die Elektronen als frei betrachtet werden und die Dispersionskorrektur wird vernachlässigbar (Als-Nielsen & McMorrow, 2011). In diesem Falle lässt sich Gleichung 1.16 vereinfachen und unter Verwendung von Gleichung 1.8 umschreiben zu

$$\delta = \frac{r_e \lambda_0^2}{2\pi} \cdot \rho_{at} \cdot Z = \frac{r_e \lambda_0^2}{2\pi} \cdot \rho_e \,, \tag{1.18}$$

wobei im letzten Schritt das Produkt der Zahlendichte ρ_{at} der Atome, also der Anzahl der Atome pro Volumeneinheit, mit der Ordnungszahl Z, welche der Anzahl an Elektronen pro Atom entspricht, als Elektronendichte ρ_e identifiziert wurde. Mit Blick auf Gleichung 1.18 wird deutlich, dass sich bei bekannter Wellenlänge beziehungsweise Energie der Röntgenstrahlung und einem gemessenen Brechungsindex-Dekrement δ direkt die Elektronendichte rekonstruieren lässt, wenn die eingangs genannte Bedingung erfüllt ist, dass die Bindungsenergien gegenüber der Energie der Röntgenstrahlung vernachlässigbar sind.

Eine Rekonstruktion der Massen- bzw. Elektronendichte aus dem Imaginärteil β des Brechungsindex ist weit weniger leicht gangbar, wie sich mit Blick auf Gleichungen 1.12 und 1.4 feststellen lässt. Zwar lässt sich der lineare Schwächungskoeffizient μ und damit β mit konventioneller Absorptionsröntgenbildgebung unter Ausnutzung des Absorptionsgesetzes in Gleichung 1.3 bzw. 1.5 messen. Da jedoch zur Absorption verschiedene Wechselwirkungen mit unterschiedlichen Energie- und Materialabhängigkeiten beitragen, sind für eine Rekonstruktion der Dichte via Gleichung 1.4 eine genaue Kenntnis der chemischen Zusammensetzung des analysierten Mediums und eine hohe Genauigkeit tabellierter Wirkungsquerschnitte, die es hierfür nachzuschlagen gilt, notwendig.

2. Gitterbasierte Phasenkontrast-Röntgenbildgebung

Die gitterbasierte Phasenkontrast-Röntgenbildgebung schafft die Möglichkeit, neben der Absorption der Röntgenstrahlung durch ein Objekt auch den durch das Objekt hervorgerufenen Phasenschub der Röntgen-Wellenfront zu messen. Dieser zusätzlich gegebene Kontrast für die Messung des Phasenschubs eines Objektes ist namensgebend für derartige Bildgebungsmethoden. Wie im vorangegangen Kapitel gezeigt, lassen sich über die Messung des Phasenschubs Rückschlüsse auf das Realteil-Dekrement δ des Brechungsindex und damit auch auf die Elektronendichte des analysierten Objektes ziehen. Dies macht Phasenkontrast-Bildgebungsmethoden höchst attraktiv für die Analyse von laserinduzierten Plasmen und daraus hervorgehender Schocks. Da gitterbasierte Phasenkontrast-Röntgenbildgebung mit einem Talbot-Interferometer die Methode der Wahl in dieser Dissertation ist, werden im Folgenden zunächst ihre theoretischen Grundlagen vorgestellt. Daran anschließend erfolgt eine Präsentation des verwendeten Einzelschuss-Rekonstruktionsalgorithmus, mit dem aus den Rohaufnahmen des Talbot-Interferometers Absorptions- und Phasenbilder gewonnen werden.

2.1. Der Talbot-Effekt

Das Talbot-Interferometer basiert auf dem 1836 von H. F. Talbot in Experimenten mit sichtbarem Licht entdeckten (Talbot, 1836) und nach diesem benannten Effekt. Talbot beobachtete in bestimmten Abständen hinter einem mit Sonnenlicht bestrahlten Gitter einen regelmäßigen Wechsel von Bändern oder Linien verschiedener Farben, die parallel zu den Linien des Gitters verlaufen (Talbot, 1836). Wie Talbot damals schon erkannte, ist es für das Eintreten des Talbot-Effekts essenziell, dass ein sehr kleiner Durchmesser der Lichtquelle vorliegt (Talbot, 1836) beziehungsweise, anders ausgedrückt, eine ausreichende räumliche Kohärenz. Lord Rayleigh lieferte 1881 erstmals eine theoretische Beschreibung dieser Abstände (F.R.S., 1881), in denen Selbstabbildungen des verwendeten Gitters zu beobachten sind. Diese Abstände werden fortan auch als *Talbot-Abstände* bezeichnet. Auf Basis der Fresnelschen Beugungstheorie leitet Paganin (2006) für eine monochromatische, ebene Welle folgenden Zusammenhang zwischen den Talbot-Abständen $\mathsf{d}_{\mathsf{T},m}$, der Wellenlänge λ_0 und der Periode p_1 des den Talbot-Effekt hervorrufenden Gitters G1, welches im Weiteren auch als *Talbot-Gitter* bezeichnet wird, her:

$$\mathsf{d}_{\mathsf{T},m} = \frac{2{\mathsf{p}_1}^2}{\lambda_0} \cdot m \,, \tag{2.1}$$

wobei $m \in \mathbb{N}$ die Ordnung der Abstände repräsentiert.

Zwischen den von Gleichung 2.1 vorgegebenen Abständen befinden sich so genannte *fraktionale Talbot-Abstände*, in denen ebenfalls Selbstabbildungen gemessen werden können, siehe zum Beispiel Berry und Klein (1996), Cloetens, Guigay, Martino, Baruchel und Schlenker (1997), Suleski (1997). In der vorliegenden Dissertation werden ausschließlich phasenschiebende Gitter, das heißt Gitter mit vernachlässigbarer Absorption, die der einfallenden Röntgenstrahlung einen Phasenschub aufprägen, als Talbot-Gitter, G1, verwendet. Bei phasenschiebenden Gittern sind die fraktionalen Talbot-Abstände nicht nur abhängig von ihren Perioden p_1 und der Wellenlänge λ_0 der einfallenden Strahlung, sondern auch vom Phasenschub, den das Gitter aufprägt, und dem Tastgrad des Gitters (Suleski, 1997). Letzterer ist im Weiteren definiert als das Verhältnis zwischen der Breite der Gitterstege zur Länge der Periode des Gitters. Bei einem Tastgrad von 0.5 gilt für die fraktionalen Talbot-Abstände

$$\mathsf{d}^{\mathsf{f}}_{\mathsf{T},m'} = \frac{(2m'-1)}{2\eta^2} \cdot \frac{{\mathsf{p}_1}^2}{\lambda_0} = \frac{(2m'-1)}{4\eta^2}\mathsf{d}_{\mathsf{T},1} \tag{2.2}$$

mit $m' \in \mathbb{N}$ der Ordnung der fraktionalen Abstände sowie $\eta = 1$ für ein $\pi/2$-schiebendes und $\eta = 2$ für ein π-schiebendes Phasengitter (Suleski, 1997; Yan, Wu & Liu, 2015). Im letzten Schritt von Gleichung 2.2 wurde der in Gleichung 2.1 definierte, erste $(m = 1)$ ganzzahlige Talbot-Abstand $\mathsf{d}_{\mathsf{T},1}$ identifiziert. In den von Gleichung 2.2 vorgegebenen Abständen zu den π- bzw. $\pi/2$-schiebenden Gittern manifestiert sich die von diesen auf die Wellenfront der einfallenden Strahlung aufgeprägte Struktur in der Intensität der Strahlung und wird damit messbar. Dies wird anschaulich bei der Betrachtung von so genannten *Talbot-Teppichen* deutlich, welche eine aneinandergereihte Darstellung der in verschiedenen Abständen gemessenen beziehungsweise simulierten Intensitäten eines Gitter sind, siehe beispielsweise Ludwig (2020), Seifert (2020).

2.2. Das Talbot-Interferometer mit Analysatorgitter

Neben dem Talbot-Gitter G1 wird für das in dieser Arbeit verwendete Talbot-Interferometer noch ein weiteres Gitter G2 benötigt, was in diesem Abschnitt motiviert werden soll.

Abbildung 2.1 zeigt eine schematische Darstellung eines typischen experimentellen Aufbaus mit einem aus zwei Gittern bestehenden Talbot-Interferometer aus der Draufsicht. Die von der Strahlungsquelle Q emittierte Röntgenstrahlung wechselwirkt mit dem zu analysierenden Objekt O. Dies hat einen Schub der Wellenfront W zur Folge, vgl. Abschnitt 1.3. Durch das phasenschiebende Talbot-Gitter wird die Gitterstruktur der Wellenfront aufgeprägt. Im Talbot-Abstand d_T ist die periodische Struktur zusammen mit dem Einfluss des Objektes auf die Wellenfront in der Intensität als Talbot-Muster I_T encodiert und damit messbar. Voraussetzung für eine erfolgreiche Messung sind ausreichend feine Detektorpixel, um das Talbot-Muster aufzulösen. In den in dieser Arbeit präsentierten Experimenten ist dies nicht der Fall, da die Gitterperioden in der Größenordnung von 1 µm liegen und die Auflösung der verwendeten Detektorsysteme etwa zwei Größenordnungen darüber. Aufgrund von begrenztem Platz bei den Experimenten und signifikanten Fluss-Verlusten lässt sich dieser Umstand nicht durch eine Wahl entsprechend hoher Detektorabstände unter Ausnutzung der strahlenoptischen Vergrößerung des Talbot-Musters, welche durch die gegebene

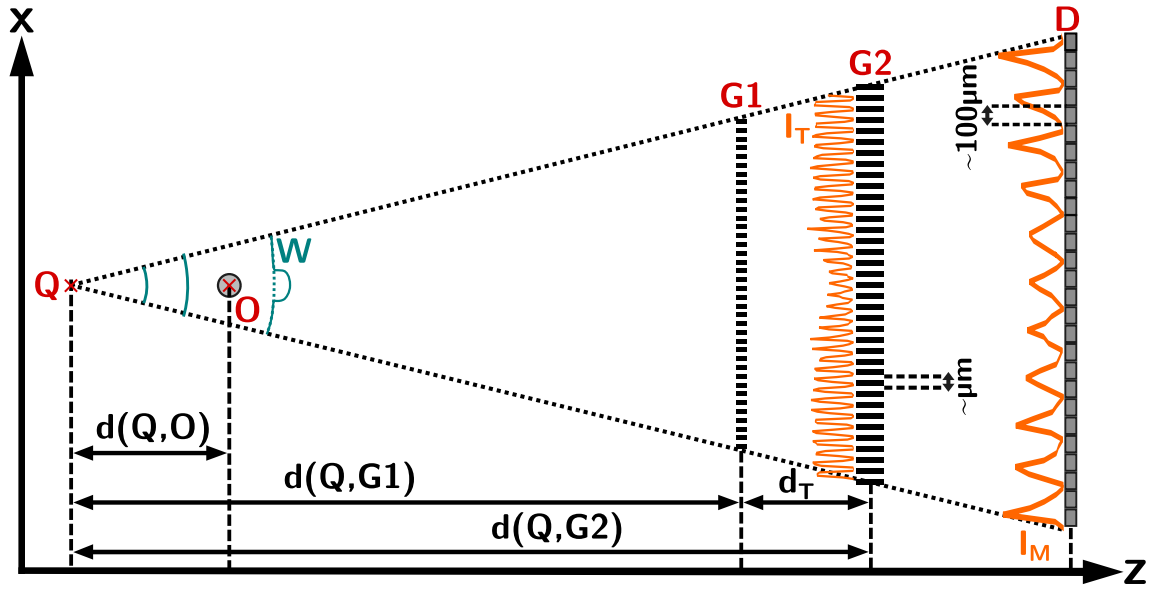


Abbildung 2.1.: Schematische Darstellung eines mit zwei Gittern konzipierten Talbot-Interferometers. Die Wellenfront W der von der Quelle Q emittierten Röntgenstrahlung wird durch das zu analysierende Objekt O beeinflusst. Dies schlägt sich auch in dem durch das Talbot-Gitter G1 hervorgerufenen Talbot-Muster I_T nieder. Da dieses vom Detektor nicht aufgelöst werden kann, wird ein Analysatorgitter G2 benötigt, mit dem das Talbot-Muster durch das Phasestepping-Verfahren beziehungsweise das hervorgerufene Moiré-Muster I_M, das vom Detektor D aufgelöst werden kann, analysierbar wird.

Kegelstrahlgeometrie gegeben ist, kompensieren.

Zur Analyse des Talbot-Musters bedient man sich in solchen Fällen eines zweiten Gitters G2 (Weitkamp et al., 2005), fortan gemäß Weitkamp et al. (2005) auch als *Analysatorgitter* bezeichnet, welches in der vorliegenden Arbeit stets ein Absorptionsgitter sein wird. Unter Absorptionsgitter versteht man Gitter, die in ihren Stegen im Idealfall komplett absorbierend für die einfallende Strahlung sind. Mit dem Analysatorgitter wird das so genannte *Phasestepping-Verfahren* realisierbar, welches, bereits aus der optischen Bildgebung bekannt (Creath, 1988), durch Weitkamp et al. (2005) auf die interferometrische Röntgenbildgebung übertragen wurde und ein Abtasten des Talbot-Musters ermöglicht. Dabei ist eine wichtige Bedingung, dass die Periode p_2 des Analysatorgitters der Periode des Talbot-Musters entspricht. Durch die typischerweise gegebene Kegelstrahlgeometrie, vgl. Abbildung 2.1, gilt es, die strahlenoptische Vergrößerung $M_{G1,G2}$ des vom Talbot-Gitter G1 generierten Talbot-Musters in die Ebene von G2 zu berücksichtigen und so ergibt sich gemäß Strahlensatz für die Periode des Analysatorgitters

$$p_2 = M_{G1,G2} \cdot \frac{p_1}{\eta} \tag{2.3}$$

mit $\eta = 1$ für ein $\pi/2$-schiebendes und $\eta = 2$ für ein π-schiebendes Phasengitter, da bei Letzterem eine Frequenzverdopplung, d.h. ein Halbierung der Periodenlänge, im Tal-

bot-Muster auftritt (Suleski, 1997). Sind die Gitterperioden von Talbot-Gitter G1 und Analysatorgitter G2 vorgegeben, so ist es auch die Vergrößerung und es folgen aus dem Strahlensatz, vgl. Abbildung 2.1, mit

$$M_{G1,G2} = \frac{\eta \cdot \mathsf{p}_2}{\mathsf{p}_1} = \frac{\mathsf{d}(\mathsf{Q},\mathsf{G2})}{\mathsf{d}(\mathsf{Q},\mathsf{G1})} \tag{2.4}$$

Bedingungen für das Verhältnis der Abstände $\mathsf{d}(\mathsf{Q},\mathsf{G1})$ bzw. $\mathsf{d}(\mathsf{Q},\mathsf{G2})$ von G1 bzw. G2 zur Quelle. Da auch die (fraktionalen) Talbot-Abstände, vgl. Gleichung 2.2, von der strahlenoptischen Vergrößerung betroffen sind, sind im Falle von nicht vernachlässigbarer Vergrößerung die Gleichungen 2.1 bzw. 2.2 mit $M_{G1,G2}$ zu multiplizieren (Engelhardt et al., 2007). Mit der zusätzlichen Bedingung, dass der Abstand $\mathsf{d}(\mathsf{G1},\mathsf{G2})$ von G1 zu G2 dem unter Berücksichtigung der strahlenoptischen Vergrößerung mit $M_{G1,G2}$ multiplizierten (fraktionalen) Talbot-Abstand entsprechen soll, lassen sich somit mögliche Abstände und Geometrien für den Aufbau des Talbot-Interferometers aus zwei Gittern berechnen. Dazu sei gesagt, dass die letzte Bedingung für monochromatische Röntgenstrahlung essenziell ist. Im Falle polychromatischer Röntgenstrahlung wird es immer Energiebereiche des typischerweise breiten Bremsstrahlungsspektrums geben, für die sich das G2 in einem (fraktionalen) Talbot-Abstand zu G1 befindet. Für eine Optimierung der Qualität des Interferometers ist es dennoch bei Kenntnis des Spektrums ratsam, das Interferometer auf dessen Schwerpunktsenergie hin einzustellen und Talbot-Gitter zu verwenden, die den gewünschten Phasenschub für diese dominierende Energie erzeugen. Oftmals spricht man in diesem Kontext auch von Design-Energie. Ist das Talbot-Interferometer nach den genannten Bedingungen ausgerichtet worden, so entspricht die Periode des im Talbot-Abstand zu G1 positionierten Analysatorgitters G2 der Periode des Talbot-Musters und macht dessen Analyse mit Hilfe des Phasestepping-Verfahrens möglich. Eine anschauliche und detaillierte Erklärung des Phasestepping-Verfahrens sowie eine Illustration, wie mit dieser stufenweisen Analyse des Talbot-Musters Phasenkontrast-Bildgebung möglich ist, findet sich in Ludwig (2020). Da jedoch zur Bildgebung mit dem Phasestepping-Verfahren mehrere Einzelaufnahmen eines Objektes nötig sind, ist dieses für die Einzelschuss-Röntgenbildgebung am PHELIX-Laser, die das Thema dieser Arbeit darstellt, nicht anwendbar und man benötigt eine Alternative.

Für eine alternative Bildgebungsmethode, welche Einzelschuss-Phasenkontrast-Röntgenbildgebung ermöglicht, macht man sich den im folgenden Abschnitt näher erläuterten Moiré-Effekt zu Nutze, welcher für das in Abbildung 2.1 mit I_M schematisch dargestellte Moiré-Muster sorgt, das dank seiner größeren Periode vom Detektor auflösbar ist. Während der Moiré-Effekt beim Phasestepping-Verfahren zu Artefakten führt, siehe zum Beispiel Hauke et al. (2018), codiert er dennoch für die Phasenkontrast-Bildgebung relevante Variationen im Talbot-Muster.

2.3. Der Moiré-Effekt

Der Moiré-Effekt entsteht und wird wahrnehmbar, wenn zwei periodische Strukturen mit etwa gleicher Periode überlagert werden. Dies ist in der schematischen Darstellung in Abbil-

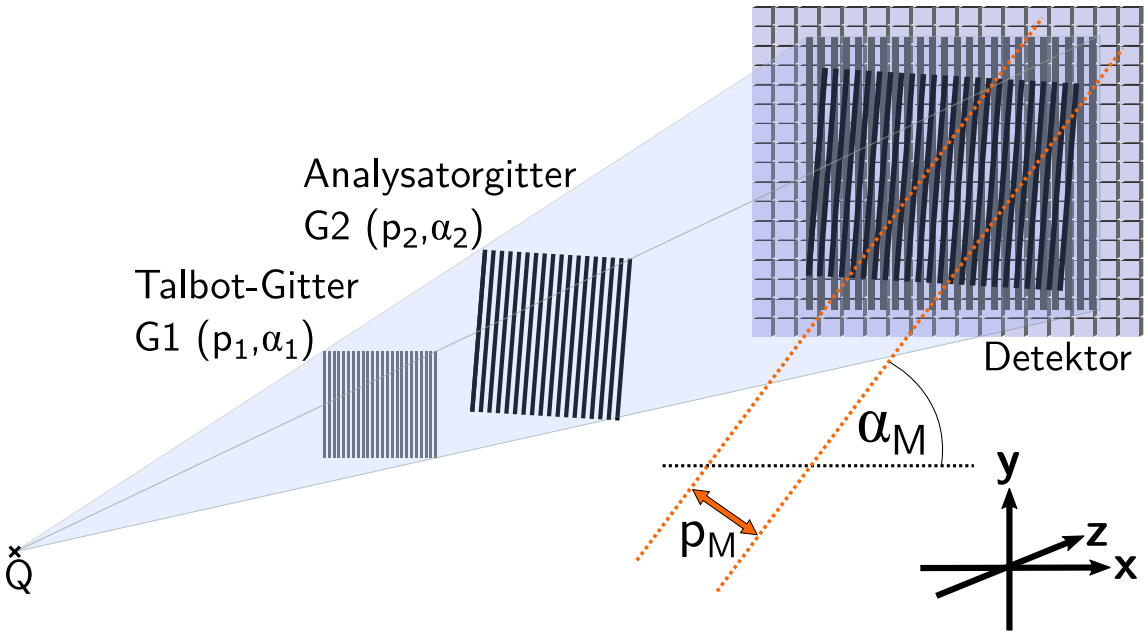


Abbildung 2.2.: Schematische Darstellung der Erzeugung eines Moiré-Musters mit einem Talbot-Interferometer bei einem vergrößernden Aufbau, d.h. bei vorliegender Kegelstrahlgeometrie der von der Quelle Q emittierten Strahlung. Die Periode p_2 des im Talbot-Abstand positionierten Analysatorgitters G2, welches leicht, relativ zum Talbot-Gitter G1, um die z-Achse gedreht wurde, entspricht der Periode des Talbot-Musters in dieser Ebene. Aus der Überlagerung dieser beiden periodischen Strukturen entsteht das in der Ebene des Detektors abgebildete Moiré-Muster. Die Periode p_M der Moiré-Streifen ist ausreichend groß, um von den Detektorpixeln aufgelöst und damit analysiert werden zu können. α_1, α_2 und α_M bezeichnen die jeweilige Drehung von G1, G2 und des Moiré-Musters um die optische Achse, hier die z-Achse.

dung 2.2 illustriert. Das Analysatorgitter wird im Talbot-Abstand zu G1 positioniert. Dort sollte seine Periode p_2 mit der Periode p_T des Talbot-Musters übereinstimmen, welche der vergrößerten und gegebenenfalls um die Frequenzverdopplung korrigierten Periode p_1 des Talbot-Gitters G1 entspricht. Durch Überlagerung dieser beiden periodischen Intensitätssignaturen entsteht beispielsweise bei leichter Drehung des Analysatorgitters G2 um die z-Achse das in Abbildung 2.2 am Detektor wahrnehmbare und von dessen Pixeln auflösbare Streifenmuster, auch *Moiré-Muster* genannt. Die Periode p_M des Moiré-Musters und die Ausrichtung der Streifen, d.h. deren Drehung um den Winkel α_M, lassen sich aus den Perioden p_T bzw. p_2 des Talbot-Musters bzw. des Analysatorgitters sowie deren Drehungen um die Winkel α_T bzw. α_2 berechnen. Dabei entsprechen die Drehungen einer Drehung um die in Abbildung 2.2 eingezeichnete z-Achse, d.h. um die die Strahlrichtung vorgebende, optische Achse. Der Drehwinkel α_T des Talbot-Musters entspricht dabei dem Drehwinkel α_1 des Talbot-Gitters G1. Die Periode p_T des Talbot-Musters sollte mit der Periode p_2 des Analysatorgitters übereinstimmen und lässt sich, wie im vorigen Abschnitt 2.2 in Gleichung 2.3 beschrieben, aus der Periode p_1 des Talbot-Gitters G1, der strahlenoptischen

Vergrößerung $M_{G1,G2}$ und dem Faktor η berechnen. Ist $p_T \approx p_2$, so gilt gemäß Amidror (2009) für die Periode des Moiré-Musters

$$p_M = \frac{p_T \cdot p_2}{\sqrt{p_T^2 + p_2^2 - 2 \cdot p_T \cdot p_2 \cdot \cos(\Delta\alpha)}} \tag{2.5}$$

und

$$\alpha_M = \arctan\left(\frac{p_2 \cdot \sin(\alpha_T) - p_T \cdot \sin(\alpha_2)}{p_2 \cdot \cos(\alpha_T) - p_T \cdot \cos(\alpha_2)}\right) \tag{2.6}$$

für die Drehung des Moiré-Streifenmusters, wobei $\Delta\alpha$ der Differenz der Drehwinkel, $\alpha_2 - \alpha_T$, entspricht (Amidror, 2009). Stimmt die Periode p_T des Talbot-Musters exakt mit der des Analysatorgitters überein, so gilt $p_T = p_2$ und Gleichung 2.5 vereinfacht sich gemäß Amidror (2009) zu

$$p_M = \frac{p_2}{2 \cdot |\sin(\Delta\alpha/2)|}\,. \tag{2.7}$$

Anhand von Gleichung 2.7 wird ersichtlich, dass es eine Divergenz für $\Delta\alpha \to 0$ gibt, d.h. dass das Moiré-Muster immer größere Perioden für kleinere Neigungswinkel $\Delta\alpha$ zwischen den Gittern aufweist, bis die Periodenlänge größer als die Ausdehnung des Detektors ist und das Moiré-Muster verschwindet. Umgekehrt lassen sich für größere Neigungswinkel sehr kleine Perioden des Moiré-Musters einstellen. Die mit den analytischen Beschreibungen in den Gleichungen 2.5 und 2.6 gegebene Vorhersagbarkeit der Orientierung und der Periodenlänge der Streifen des Moiré-Musters bildet ein wichtige Grundlage für die Ausrichtung und Justage des Talbot-Interferometers am PHELIX-Laser und macht diese erst möglich, wie sich im weiteren Verlauf dieser Dissertationsschrift noch herausstellen wird.

2.4. Einzelschuss-Rekonstruktion: Fourier-Imaging

Wie mit dem Moiré-Muster, dessen Entstehung im vorigen Abschnitt thematisiert wurde, Einzelschuss-Phasenkontrast-Röntgenbildgebung möglich wird, ist Gegenstand dieses Abschnitts.

Grundlage der Einzelschuss-Rekonstruktion bildet die von Takeda, Ina und Kobayashi (1982) entwickelte Methode zur Streifenmusteranalyse, welche auf der Fourier-Transformation des Streifenmusters basiert. Aus diesem Grund wird diese Bildgebungsmethode im Weiteren auch als *Fourier-Imaging* bezeichnet. Fourier-Imaging nach Takeda et al. (1982) wurde unter anderem von Wen, Bennett, Hegedus und Carroll (2008), Momose, Yashiro, Maikusa und Takeda (2009), Bennett, Kopace, Stein und Wen (2010), Bevins, Zambelli, Li, Qi und Chen (2012) auf die gitterbasierte Röntgenbildgebung übertragen und angewandt.

Im Folgenden soll erläutert werden, wie sich die mit der gitterbasierten Phasenkontrast-Bildgebung erhaltenen Bildmodalitäten der Transmission, der differentiellen Phase und des Dunkelfeldes sowie die Visibilität des Streifenmusters aus dem Fourier-Imaging ergeben. Dies erfolgt mit Hilfe von Abbildung 2.3, welche anhand eines konkreten Messbeispiels die verschiedenen Schritte der Fourier-Imaging-Methode und damit der Rekonstruktion der genannten Bildmodalitäten nachvollziehbar macht. Bei den Messobjekten handelt es

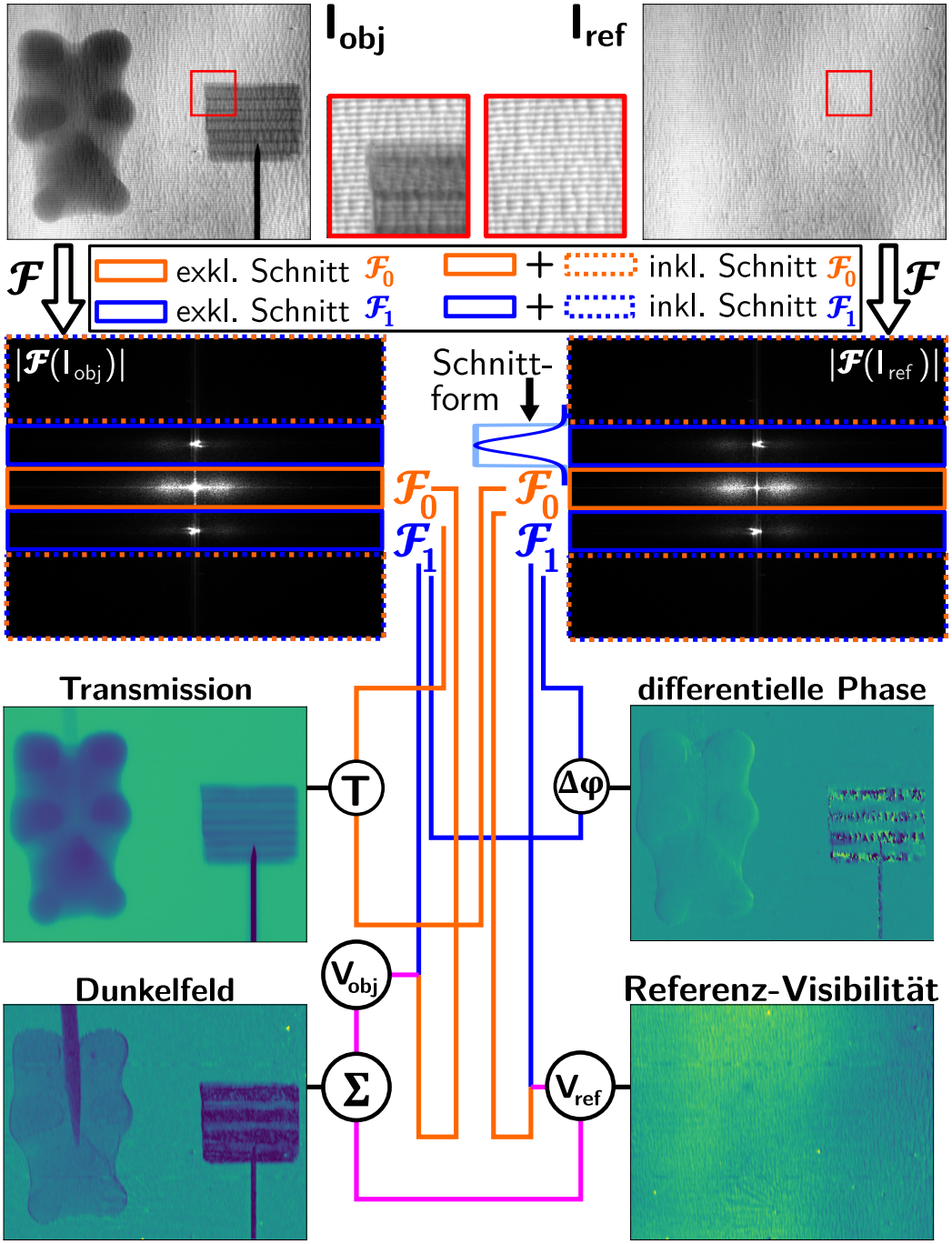


Abbildung 2.3.: Ablaufdiagramm zur Fourier-Imaging-Methode und den daraus erhaltenen Bildmodalitäten der Referenz-Visibilität V_{ref} sowie der Transmission T, der differentiellen Phase $\Delta\varphi$ und des Dunkelfelds Σ eines Gummibärchens und eines geschichteten Holzwürfels, welche mit einem Holz- bzw. Metallspieß aufgespießt wurden; Erläuterungen im Text.

sich um ein mit einem Holzspieß aufgespießtes Gummibärchen nach der Idee von Zang (2013) sowie um einen auf einem Metallspieß aufgespießten Holzwürfel. Dieser besteht aus mehreren Schichten parallel ausgerichteter Holzfasern, welche von Schicht zu Schicht meist um 90 Grad gedreht ausgerichtet sind (Bayer et al., 2014).

Die Rohaufnahme beider Objekte ist oben links in Abbildung 2.3 dargestellt und als I_{obj} bezeichnet. Die Aufnahme erfolgte an einer Mikrofokus-Röntgenröhre der Arbeitsgruppe mit einem in Abschnitt 2.2 vorgestellten und auch im weiteren Verlauf dieser Arbeit verwendeten Talbot-Interferometer aus zwei Gittern. Dieses wurde derart justiert, dass ein feines, annähernd horizontales Moiré-Musters entsteht, wie mit Blick auf den mit einem roten Rechteck markierten Bereich, welcher rechts von der Rohaufnahme vergrößert dargestellt ist, deutlich wird. Um den Einfluss des Objektes auf das Talbot-Muster und damit auf das durch Überlagerung dessen mit dem Analysatorgitter entstandene Moiré-Muster messen zu können, ist zudem eine Messung ohne Objekt, auch als Referenzmessung I_{ref} bezeichnet, notwendig, welche oben rechts in Abbildung 2.3 zu sehen ist. Zur Verdeutlichung des Moiré-Musters wurde auch für die Referenz-Aufnahme der zur Objekt-Aufnahme identische Bereich mit einem roten Rechteck markiert und links von der Referenzaufnahme vergrößert abgebildet.

Im nächsten Schritt erfolgt die Anwendung der Fourier-Transformation auf Objekt- und Referenzmessung. Die Beträge der zweidimensionalen Fourier-Transformierten von Objekt- und Referenzmessung, $|\mathcal{F}(I_{obj})|$ und $|\mathcal{F}(I_{ref})|$, sind jeweils unter den entsprechenden Rohaufnahmen I_{obj} und I_{ref} in Abbildung 2.3 dargestellt. Die nullte Ordnung der Fourier-Transformierten ist jeweils von einem orangen Rechteck eingerahmt, die darüber und darunter befindlichen ersten Ordnungen von einem blauen Rechteck. Die als helle Punkte deutlich hervorstechenden Frequenzen der ersten Ordnungen sind auf die vom Moiré-Muster vorgegebene Trägerfrequenz zurückzuführen und lassen sich aufgrund der Feinheit des Moiré-Musters, d.h. seiner kleinen Periodenlänge, gut von der nullten Ordnung separieren. Mit dieser gegebenen, guten Separierbarkeit der nullten und der ersten Ordnungen ist die Isolation und damit das Herausfiltern der einzelnen Ordnungen gut möglich, was die Grundidee der von Takeda et al. (1982) entwickelten Fourier-Analysemethode darstellt. Das Herausfiltern der Ordnungen erfolgt durch verschiedene Schnitte im Fourier-Raum, welcher im Folgenden mitunter auch synonym als *Frequenzraum* bezeichnet wird. Die Schnitte können durch die Legende in Abbildung 2.3 zugeordnet werden. Bei dem im Weiteren als *exklusiven Schnitt* bezeichneten Schnitt wird sich ausschließlich auf das Herausschneiden der einzelnen Fourier-Ordnungen beschränkt und keine höheren Frequenzen zugelassen. Die Breite des Schnitts wird vom Abstand der nullten und ersten Ordnungen vorgegeben. Der *inklusive Schnitt* besteht aus dem exklusiven Schnitt und dem Hinzufügen höherer Frequenzen zur nullten bzw. zu den ersten Ordnungen gemäß Seifert et al. (2018), wie durch die Markierung der entsprechenden höheren Frequenzen mit gepunkteten, orangen bzw. blauen Rechtecken angedeutet ist. Wie mittig unterhalb der Legende in Abbildung 2.3 symbolisch dargestellt, kann beim Herausfiltern der Ordnungen zwischen einer scharfen, rechteckigen und einer gaußförmigen Schnittform, deren Anwendung in Seifert et al. (2018) vorgeschlagen wird, gewählt werden. Für die in dieser Arbeit präsentierten Anwendungen wurde stets ein gaußförmiger Schnitt verwendet. Die so exklusiv oder inklusiv herausgefilterten Bereiche des Fourier-Raums um die nullte beziehungsweise eine der beiden ersten Ordnungen

werden als $\mathcal{F}_0$ bzw. $\mathcal{F}_1$ bezeichnet. Aus diesen lassen sich die folgenden Bildmodalitäten rekonstruieren.

2.4.1. Transmissionsbild

Das Transmissionsbild T ergibt sich mit

$$\mathsf{T} = \frac{\left|\mathcal{F}^{-1}\left(\mathcal{F}_0\left(\mathsf{I}_{\mathsf{obj}}\right)\right)\right|}{\left|\mathcal{F}^{-1}\left(\mathcal{F}_0\left(\mathsf{I}_{\mathsf{ref}}\right)\right)\right|} \tag{2.8}$$

aus dem Verhältnis der Beträge der jeweils mit der inversen Fourier-Transformation $\mathcal{F}^{-1}$ wieder in den Ortsraum zurücktransformierten Ausschnitte $\mathcal{F}_0$ um die nullte Ordnung der Objekt- und der Referenzaufnahme. So definiert, liegen die Werte des Transmissionsbildes bei gleicher Ausleuchtung von Objekt- und Referenzaufnahme zwischen 0, bei vollständiger Absorption der Strahlung durch das Objekt, und 1, bei vollständiger Transmission, zum Beispiel im Freifeld, d.h. Bereichen der Objektaufnahme ohne Objekt. Oftmals wird durch Logarithmieren der rechten Seite von Gleichung 2.8 und anschließender Multiplikation mit -1 das Schwächungsbild gebildet und analysiert, siehe beispielsweise Wen, Bennett, Hegedus und Rapacchi (2009), Bevins et al. (2012), Seifert et al. (2018). Das so erhaltene Schwächungsbild ist gemäß Absorptionsgesetz in Gleichung 1.3 auf Seite 8 proportional zum Produkt aus der durchstrahlten Dicke des Mediums mit dessen linearen Schwächungskoeffizienten μ. Damit lässt sich aus dem Schwächungsbild für monochromatische Strahlung bei bekannter Dicke die räumliche Verteilung des Schwächungskoeffizienten μ bzw. – gemäß Gleichung 1.12 auf Seite 11 – des Brechungsindex-Imaginärteils β bestimmen.

In dieser Arbeit wird jedoch ausschließlich das Transmissionsbild T betrachtet, wie es von Gleichung 2.8 vorgegeben wird und in Abbildung 2.3 für die verwendete Beispielmessung dargestellt ist. Dabei fällt besonders die hohe Absorption des den Holzwürfel tragenden Metallspießes auf, welche zu niedrigen Transmissionswerten führt. Auch lassen sich beim Gummibärchen die durch dessen Körperform vorgegebenen, unterschiedlichen Gelatine-Dicken in Strahlrichtung aus den sich dadurch ergebenden unterschiedlichen Transmissionswerten ausmachen.

2.4.2. Visibilitätskarte und Dunkelfeldbild

Im Verlauf der experimentellen Analysen dieser Arbeit kommt den so genannten *Freifeld-Visibilitätskarten* eine zentrale Rolle zu. Die Visibilitätskarten, auch *Visibilitätsbilder* genannt, bezeichnen in dieser Arbeit rekonstruierte Visibilitätsverteilungen, welche zumeist im Freifeld, d.h. ohne Objekt, untersucht werden. Unter der Visibilität V wird hierbei der Kontrast des Moiré-Musters verstanden. Hat das Moiré-Muster einen sinus- bzw. cosinusförmigen Verlauf mit Amplitude A, mittlerer Intensität $\bar{\mathsf{I}}$ und maximaler bzw. minimaler Intensität $\mathsf{I}_{\mathsf{max,min}} = \bar{\mathsf{I}} \pm \mathsf{A}$, so entspricht die als Kontrast definierte Visibilität

$$\mathsf{V} := \frac{\mathsf{I}_{\max} - \mathsf{I}_{\min}}{\mathsf{I}_{\max} + \mathsf{I}_{\min}} = \frac{2\mathsf{A}}{2\bar{\mathsf{I}}} = \frac{\mathsf{A}}{\bar{\mathsf{I}}} \tag{2.9}$$

dem Verhältnis von Amplitude A zu mittlerer Intensität $\bar{I}$. So definiert, nimmt die Visibilität Werte zwischen 0 und 1 an und stellt einen wichtigen Qualitätsparameter für die Charakterisierung eines Talbot-Interferometers dar. Je höher beispielsweise die Visibilität ist, desto höher ist der Kontrast des Moiré-Musters und damit dessen Unterscheidbarkeit vom Hintergrundrauschen einer Messung. Nach der Definition in Gleichung 2.9 ergibt sich das Visibilitätsbild V_{ref} der Referenzaufnahme via

$$V_{ref} = \frac{2 \cdot |\mathcal{F}^{-1}\left(\mathcal{F}_1\left(I_{ref}\right)\right)|}{|\mathcal{F}^{-1}\left(\mathcal{F}_0\left(I_{ref}\right)\right)|} \tag{2.10}$$

aus den im Fourier-Raum herausgefilterten Bereichen um die nullte Ordnung $\mathcal{F}_0$ und um eine der beiden ersten Ordnungen $\mathcal{F}_1$ (Takeda et al., 1982). In der schematischen Darstellung in Abbildung 2.3 wurde o. B. d. A. der Bereich um die untere erste Ordnung gewählt. Das so erhaltene Visibilitätsbild der Referenz in Abbildung 2.3 zeigt, dass die Visibilität zum rechten Bildrand hin abnimmt, was sich auf Abschattungseffekte durch das Absorptionsgitter zurückführen lässt, siehe beispielsweise Bartl (2010). In analoger Vorgehensweise lässt sich nach Gleichung 2.10 auch das Visibilitätsbild der Objektaufnahme V_{obj} bestimmen. Das Dunkelfeldbild Σ ergibt sich mit

$$\Sigma = \frac{V_{obj}}{V_{ref}} \tag{2.11}$$

aus dem Verhältnis von V_{obj} zu V_{ref} (Pfeiffer et al., 2008). So definiert, misst das Dunkelfeld Veränderungen in der Visibilität, die durch das Objekt hervorgerufen werden. Für ein deutliches Signal im Dunkelfeld sorgt (Ultra-)Kleinwinkelstreuung durch Objekte mit hohen Dichtefluktuationen auf der Mikrometerskala, welche zu einer signifikanten Reduktion der Visibilität führt (Pfeiffer et al., 2008). Objekte mit hohen Dunkelfeld-Beiträgen sind demnach vor allem poröse, granuläre und faserige Materialien, wie beispielsweise etwa Mikro-Kalzifikationen (Michel et al., 2013; Rauch et al., 2020), Lungenbläschen (Willer et al., 2018) oder Karbon- sowie Holzfasern (Revol et al., 2013; Bayer et al., 2014). Dies bestätigt sich auch mit Blick auf das nach Gleichung 2.11 erhaltene und in Abbildung 2.3 unten links dargestellte Dunkelfeldbild. In diesem stechen der Holzspieß sowie, je nach ihrer Orientierung zu den Gitterstegen, einzelne Schichten der parallel ausgerichteten Fasern des Holzwürfels deutlich hervor und weisen, verglichen mit dem Transmissionsbild, einen diagnostischen Mehrwert auf. Die starke Reduzierung der Visibilität und damit das hohe Dunkelfeldsignal einzelner Schichten im Holzwürfel zeichnet sich schon in der Rohaufnahme I_{obj} ab, in der in den jeweiligen Schichten kaum noch ein Moiré-Muster auszumachen ist. Mitunter wird das Dunkelfeld auch als negativer Logarithmus der rechten Seite von Gleichung 2.11, analog zum Schwächungsbild, vgl. Abschnitt 2.4.1, definiert, siehe beispielsweise Wen et al. (2009), Bevins et al. (2012), Seifert et al. (2018).

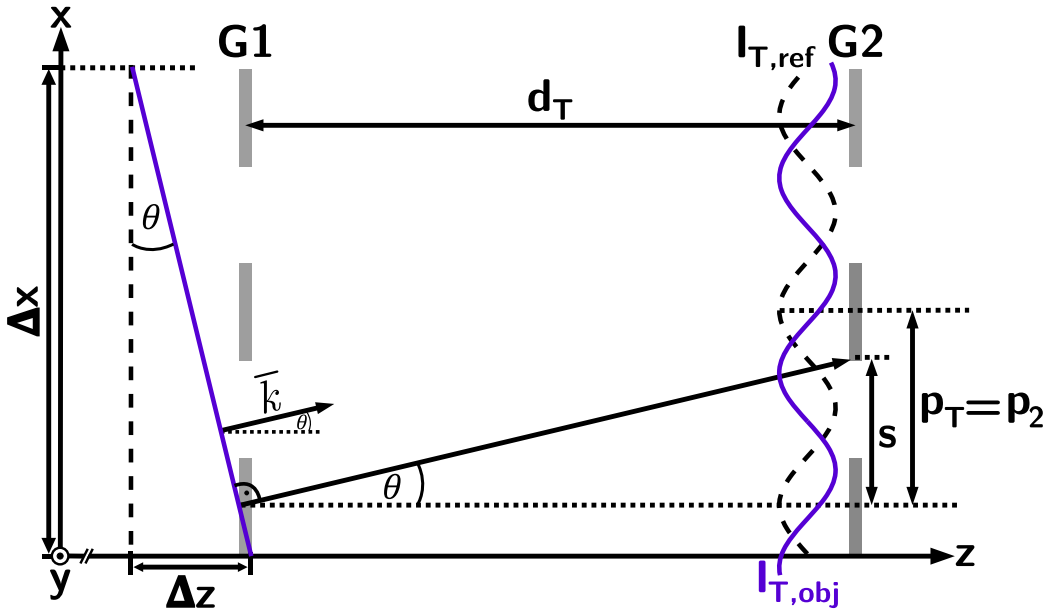


Abbildung 2.4.: Schematische Darstellung des Einflusses einer lokalen Verschiebung der Wellenfront auf das Talbot-Muster. Die lokale Verschiebung der Wellenfront durch ein phasenschiebendes Objekt um den Winkel θ bzw. die Strecke Δz in Strahlrichtung und das dadurch erhaltene Talbot-Muster $I_{T,obj}$ sind mit durchgezogenen, violetten Linien dargestellt. Die Wellenfront und das entsprechende Talbot-Muster $I_{T,ref}$ einer Referenzaufnahme ohne Objekt sind mit gestrichelten Linien eingezeichnet. Es ergibt sich ein räumlicher Verschub s des sich im Talbot-Abstand d_T ausbildenden und im Sinne der Übersichtlichkeit räumlich davor eingezeichneten Talbot-Musters in x-Richtung.

2.4.3. Differentielles Phasenbild

Das differentielle Phasenbild $\Delta\varphi$ ergibt sich mit

$$\Delta\varphi = \arg\left(\mathcal{F}^{-1}\left(\mathcal{F}_1\left(I_{\text{obj}}\right)\right)\right) - \arg\left(\mathcal{F}^{-1}\left(\mathcal{F}_1\left(I_{\text{ref}}\right)\right)\right) \tag{2.12}$$

aus der Differenz der Argumente der komplexwertigen inversen Fourier-Transformationen der Ausschnitte $\mathcal{F}_1$ um eine der beiden ersten Ordnungen von Objekt- und Referenzaufnahme. So definiert, wird mit $\Delta\varphi$ der Einfluss des Objektes auf das Moiré-Streifenmuster, d.h. dessen lokale Verschiebung, gemessen.

Wieso $\Delta\varphi$ ein differentielles Phasenbild darstellt und wie sich dieses auf den Brechungsindex-Realteil zurückführen lässt, soll im Weiteren erläutert werden. Wie in Abschnitt 1.3 beschrieben und in Abbildung 1.3 auf Seite 12 schematisch dargestellt, sorgt ein Objekt mit Brechungsindex-Realteil $\delta \neq 0$ für einen Phasenschub $\Delta\phi$ und eine entsprechende Verschiebung der Wellenfront um Δz bzw. den Winkel θ. Diese Verschiebung der Wellenfront führt zu einer Verschiebung des Talbot-Musters und damit zu einer entsprechenden Verschiebung des Moiré-Musters, das durch Überlagerung des Talbot-Musters mit dem Analysatorgitter erzeugt wird und vom Detektor auflösbar ist.

Ziel ist es nun, die mit der Messgröße $\Delta\varphi$ gegebene Verschiebung des Talbot- bzw. Moiré-Musters in Bezug zu setzen zum Phasenschub $\Delta\phi$, der einer durch ein Objekt mit Brechungsindex-Realteil $\delta \neq 0$ propagierenden Welle widerfährt. Dazu ist Abbildung 2.4 dienlich, in der skizziert ist, wie eine lokale Verschiebung der Wellenfront zu einer Verschiebung des Talbot-Musters führt. Die bei einer Referenzaufnahme erhaltene, unverschobene Wellenfront und das daraus hervorgehende, unverschobene Talbot-Muster $I_{T,ref}$ sind gestrichelt dargestellt. Die durch ein Objekt um einen Winkel θ geschobene Wellenfront und das dadurch um s in x-Richtung verschobene Talbot-Muster $I_{T,obj}$ sind als durchgezogene, violette Linien eingezeichnet. Die Stege der Gitter sind entlang der x-Achse positioniert und verlaufen parallel zur y-Achse, welche in Richtung des Betrachters zeigt, orthogonal zu der in Draufsicht betrachteten x-z-Ebene. Wie sich mit Blick auf Abbildung 2.4 erkennen lässt, ist die Verschiebung des Talbot-Musters nur innerhalb seiner Periode p_T, welche der Periode p_2 des Analysatorgitters entspricht, unterscheidbar und es gilt für den gemessenen differentiellen Phasenschub

$$\Delta\varphi = \frac{s}{p_T} \cdot 2\pi \,, \tag{2.13}$$

welcher folglich nur im Intervall von 0 bis 2π unterscheidbar ist. Ebenso lassen sich anhand von Abbildung 2.4 mit

$$\tan\theta = \frac{s}{d_T} \tag{2.14}$$

und

$$\tan\theta = \frac{\Delta z}{\Delta x} \tag{2.15}$$

zwei Ausdrücke für den Tangens des Winkels θ, um den die Wellenfront geschoben wurde, formulieren. Setzt man diese beiden Ausdrücke für $\tan\theta$ aus Gleichung 2.14 und 2.15 gleich, so gilt für die räumliche Verschiebung des Talbot-Musters

$$s = \frac{\Delta z}{\Delta x} d_T \,. \tag{2.16}$$

Der Phasenschub $\Delta\phi$, der einer durch ein phasenschiebendes Objekt propagierenden Welle widerfährt, lässt sich über

$$\Delta\phi = k_0 \cdot \Delta z \tag{2.17}$$

in Bezug setzen zur räumlichen Verschiebung der Wellenfront um Δz (Ritter, 2015). Auflösen von Gleichung 2.17 nach Δz und anschließendes Einsetzen in Gleichung 2.16 liefert

$$s = \frac{\Delta\phi}{k_0 \Delta x} d_T \,. \tag{2.18}$$

Setzt man den so in Gleichung 2.18 erhaltenen Ausdruck für die räumliche Verschiebung s des Talbot-Musters in Gleichung 2.13 ein, so gilt für die Messgröße

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi d_T}{k_0 p_T} \cdot \frac{\Delta\phi}{\Delta x} \,. \tag{2.19}$$

Setzt man nun den in Gleichung 1.14 auf Seite 11 gegebenen Zusammenhang zwischen dem einer Wellenfront aufgeprägten Phasenschub $\Delta\phi$ und dem Brechungsindex-Realteil δ in Gleichung 2.19 ein, so erhält man für $\Delta x \to 0$

$$\Delta\varphi \approx \underbrace{\frac{2\pi d_T}{p_T}}_{=:S} \cdot \partial_x \int_0^d \delta(z) dz \,. \tag{2.20}$$

Gleichung 2.20 zufolge wird mit der Messgröße $\Delta\varphi$ die Ableitung in x-Richtung der in Strahlrichtung aufintegrierten Brechungsindex-Dekremente gemessen, d.h. deren räumliche Änderung in x-Richtung. Aus diesem Grund bezeichnet man die pro Pixel gemessene Größe $\Delta\varphi$ als *differentiellen Phasenschub* und das daraus erhaltene Bild als *differentielles Phasenbild*. Aufgrund der direkten Proportionalität von δ zur Elektronendichte, vgl. Gleichung 1.18 auf Seite 13, sind nach Gleichung 2.20 hohe $\Delta\varphi$-Signale für starke lokale Änderungen der Elektronendichte zu erwarten. Diese treten insbesondere bei Übergängen und Grenzflächen zwischen verschiedenen Medien mit unterschiedlichem Brechungsindex-Dekrementen δ sowie am Übergang zwischen Medium und Freifeld auf. Dies wird mit Blick auf das in Abbildung 2.3 dargestellte, gemäß Gleichung 2.12 via Fourier-Imaging der Beispielmessung erhaltene, differentielle Phasenbild deutlich. So ist ein deutliches Signal bei den in etwa parallel zu den Gitterstegen in vertikaler Richtung (y-Richtung) verlaufenden Übergängen zwischen Freifeld und Gummibärchen zu erkennen, da diese eine Änderung der Elektronendichte horizontal in x-Richtung bedeuten, auf die man aufgrund der Ausrichtung der Gitterstege in y-Richtung sensitiv ist. Zudem zeichnet sich der Holzspieß anhand des Übergangs zwischen Holz und Gelatine des Gummibärchens gut erkennbar ab. Da im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich eindimensionale Gitter, auch *Liniengitter* genannt, verwendet wurden, ist $\Delta\varphi$ auch nur in eine Richtung, hier in x-Richtung orthogonal zu den in y-Richtung ausgerichteten Gitterstegen, sensitiv. Dies wird besonders bei Betrachtung des Kopfes des Gummibärchens deutlich, wo der Übergang zwischen Kopf und Freifeld etwa in x-Richtung verläuft und somit die Änderung der Elektronendichte nach unten in y-Richtung stattfindet, auf die man nicht sensitiv ist und daher kein $\Delta\varphi$-Signal erhält. Zudem ergibt sich ein stark verrauschtes $\Delta\varphi$-Signal, wenn kaum noch ein Moiré-Muster im Objekt auszumachen ist, wie zum Beispiel entlang des Metallspießes, bedingt durch seine starke Absorption, und innerhalb der Schichten des Holzwürfels, in denen die parallel ausgerichteten Fasern so zur Strahlrichtung orientiert sind, dass deren Kleinwinkelstreuung den Kontrast des Moiré-Musters verschwinden lässt. Dies ist zu erwarten, da dort das durch die Moiré-Streifen vorgegebene Trägermuster teilweise komplett verschwindet und eine Rekonstruktion von Phasenschüben somit unmöglich macht.

Da die im Talbot- bzw. Moiré-Muster encodierten Phasenschübe nur modulo 2π gemessen werden können, kann es bei stark phasenschiebenden Objekten beziehungsweise hohen Gradienten zu Sprüngen in der gemessenen differentiellen Phase kommen, was im Folgenden gemäß der englischsprachigen Fachliteratur auch als *Phasewrapping* bezeichnet wird und sich durch Anwendung geeigneter Algorithmen korrigieren lässt, siehe beispielsweise Takeda et al. (1982), Momose, Yashiro, Takeda, Suzuki und Hattori (2006), Rodgers et al. (2018).

Durch Integration von Gleichung 2.20 in x-Richtung, d.h. Aufsummieren der gemessenen differentiellen Phasenschübe in x-Richtung, lässt sich ein absoluter Phasenschub des Objektes berechnen. Aus diesem ergeben sich die entlang der Strahlrichtung aufintegrierten Brechungsindex-Realteile. Liegt beispielsweise ein homogenes Material vor, so kann man einen konstanten δ-Wert in z-Richtung annehmen, für den sich das Integral zu dem Produkt aus δ mit der durchstrahlten Objektdicke d vereinfacht. Aufgrund der direkten Proportionalität von δ zur Elektronendichte, vgl. Gleichung 1.18 auf Seite 13, lässt sich bei Kenntnis der durchstrahlten Objektdicke aus dem aufintegrierten, differentiellen Phasenbild die Elektronendichte bestimmen. Für polychromatische Röntgenstrahlung kann dies näherungsweise mit der dominierenden Energie des Spektrums geschehen. Genauere quantitative Analysen bedürfen einer guten Kenntnis des eingestrahlten, polychromatischen Röntgenspektrums.

Liegt eine vergrößernde Strahlengeometrie vor, so ist der Vorfaktor S vor dem Integral in Gleichung 2.20 noch durch die Vergrößerung M_{OG1} des Objekts in das Talbot-Gitter G1 zu teilen (Engelhardt et al., 2007) und es gilt

$$S = \frac{2\pi \mathsf{d_T}}{\mathsf{p_T} M_{OG}} \,. \tag{2.21}$$

Der Vorfaktor S kann als ein Maß für die Sensitivität des differentiellen Phasenbildes aufgefasst werden. Je höher dieser ist, d.h. je größer der Talbot-Abstand $\mathsf{d_T}$ bzw. je kleiner die Periode des Talbot-Musters $\mathsf{p_T}$ bzw. die Vergrößerung M_{OG1} des Objektes in das Talbot-Gitter gewählt wird, desto feinere Variationen des Brechungsindex-Realteils δ und damit der Elektronendichte sind messbar. Ein ähnliches Sensitivitätsmaß ergibt sich über den kleinstmöglich auflösbaren Brechungswinkel θ_{min}. Der Brechungswinkel entspricht dem Winkel θ, um den ein Objekt die Phase schiebt, vgl. Abbildungen 1.3 auf Seite 12 und 2.4 auf Seite 24 sowie Gleichungen 2.14 und 2.15 auf Seite 25. Gilt Kleinwinkelnäherung, d.h. $\tan\theta \approx \theta$, so ergibt sich nach Einsetzen von Gleichung 2.14 in Gleichung 2.13 und Umstellen

$$\theta = \frac{\mathsf{p_T}}{2\pi \mathsf{d_T}} \cdot \Delta\varphi \,. \tag{2.22}$$

Berücksichtigt man nun noch eine vergrößernde Strahlengeometrie (Engelhardt et al., 2007) und setzt voraus, dass sich der minimal auflösbare Brechungswinkel θ_{min} aus der minimal detektierbaren Verschiebung $\Delta\varphi_{\mathsf{min}}$ des Moiré-Musters ergibt (Modregger et al., 2011), so gilt

$$\theta_{\mathsf{min}} = \frac{\mathsf{p_T} M_{OG}}{2\pi \mathsf{d_T}} \cdot \Delta\varphi_{\mathsf{min}} = \frac{1}{S} \cdot \Delta\varphi_{\mathsf{min}} \,, \tag{2.23}$$

wobei im letzten Schritt die in Gleichung 2.20 definierte Sensitivität S des differentiellen Phasenbildes identifiziert und eingesetzt wurde. Demnach ermöglicht eine möglichst hohe Sensitivität S des differentiellen Phasenbildes auch eine möglichst gute Auflösung kleiner Brechungswinkel.

3. Laser-getriebene Röntgen-Backlighter

Thema dieses Kapitels ist eine Hinführung zum Themenkomplex der laser-getriebenen Röntgen-Backlighter im Allgemeinen und zur Phasenkontrast-Röntgenbildgebung an diesen Röntgenquellen im Speziellen. Eingangs erfolgt eine kurze Begriffsdefinition und wissenschaftliche Kategorisierung laser-getriebener Röntgen-Backlighter sowie ein Überblick zu bisherigen Studien und Experimenten zur Phasenkontrast-Röntgenbildgebung und dem aktuellen Stand dieser Forschung an diesen Strahlungsquellen. Dies bildet die Grundlage und den Kontext, in den die beiden im Rahmen dieser Dissertation durchgeführten und in den darauffolgenden Kapiteln thematisierten Strahlzeiten an laser-getriebenen Röntgen-Backlightern eingebettet sind.

3.1. Begriffsdefinition und wissenschaftliche Einordnung

Eine Möglichkeit zur Untersuchung von dichten Plasmen und ihrer dynamischen Entwicklung ist mit der Hintergrundbeleuchtung durch Röntgenstrahlung gegeben, die von so genannten *Röntgen-Backlightern*[1] ausgeht, welche von Hochintensitätslasern getrieben werden (Park et al., 2006; Park et al., 2008). Die hierfür typischerweise verwendeten Hochintensitätslaser haben Pulsenergien in der Größenordnung von 10 J bis 100 J und Pulsdauern, welche – je nach Pulsenergie – in der Größenordnung von 10 Femtosekunden bis hin zu Nanosekunden rangieren, siehe Danson et al. (2019) für eine Übersicht. Mit derartigen Pulsenergien und -dauern können die Hochintensitätslaser maximale Leistungen bis zu einem Bereich von mehreren hundert Terawatt bis Petawatt erzielen, nach dem sie oftmals klassifiziert und auch so bezeichnet werden, vgl. Danson et al. (2019). Der Strahl eines solchen Hochintensitätslasers wird zur Erzeugung der Röntgen-Hintergrundbeleuchtung auf einen zumeist metallischen und wenige Mikrometer dünnen Draht fokussiert, welcher nachfolgend auch als *Backlighter-Draht* bezeichnet wird. Neben Drähten sind auch wenige Mikrometer dünne metallische Folien als Backlighter-Quellen bzw. Backlighter-Targets[2] gebräuchlich (Park et al., 2008). Der auf das Backlighter-Target fokussierte Laserstrahl zur Erzeugung der Röntgen-Hintergrundbeleuchtung wird fortan als *Backlighter-Strahl* und sein erzeugender Laser als *Backlighter-Laser* bezeichnet. Trifft der Backlighter-Strahl auf das Backlighter-Target, werden Elektronen mit Energien bis in den MeV-Bereich freigesetzt (Key et al., 1998; Park et al., 2008). Diese erzeugen durch Wechselwirkung mit dem

[1] Der englischen Übersetzung für Hintergrundbeleuchtung, *backlight*, entstammender Terminus technicus.
[2] Englische Übersetzung des Substantivs *Ziel*. Fachbegriff für ein Objekt, auf das ein Laserstrahl zielt, d.h. gerichtet ist.

Material des Backlighter-Targets ein Bremsstrahlungsspektrum mit charakteristischen Linien (Park et al., 2006; Park et al., 2008; Jarrott et al., 2014; Borm, Khaghani & Neumayer, 2019). Dieses wird isotrop emittiert (Park et al., 2006; Park et al., 2008; Borm et al., 2019) und kann zur Analyse von High-Energy-Density-Experimenten genutzt werden (Park et al., 2006; Park et al., 2008), wie beispielsweise die Untersuchung einer mit einem Laser getriebenen Schockwelle. Dieser Laser wird künftig auch als *Treiber-Laser* und dessen Strahl als *Pumpstrahl*[3] bezeichnet. Oft kommt es vor, dass Hochintensitätslaser-Anlagen die Möglichkeit haben, zwei oder mehrere Strahlen zu erzeugen (Kelly et al., 2006; Crane et al., 2010; Zielbauer et al., 2011), womit sowohl der Pump- als auch der Backlighter-Strahl aus demselben System generiert werden können. Ein Experiment, bei dem der Pumpstrahl in dem zu untersuchenden Target einen Prozess anregt und dieser Prozess mit Hilfe eines *Sondenstrahls*[4] abgefragt wird, wird als Anrege-Abfrage- bzw. Anrege-Abtast-Experiment sowie gemäß der aus dem Englischen stammenden Entsprechung häufig auch als *Pump-Probe-Experiment* bezeichnet (Hertel & Schulz, 2010; Duchardt, Bossmann & Denz, 2019). Bei Experimenten mit einem Röntgen-Backlighter stellt demnach die vom Backlighter-Draht emittierte Röntgenstrahlung den Sondenstrahl dar.

Das durch die Bestrahlung des Targets mit dem Backlighter-Laser ausgelöste und für den Röntgen-Backlighter namensgebende Prinzip der Hintergrundbeleuchtung mit Röntgenstrahlung ist besonders attraktiv für die Untersuchung dichter High-Energy-Density-Plasmen, die für sichtbares Licht nicht transparent sind. Werden diese dichten Plasmen allerdings in Materie mit niedriger Ordnungszahl generiert, kann es der herkömmlichen absorptionsbasierten Röntgenbildgebung an Kontrast fehlen. In diesem Fall wird die Phasenkontrast-Röntgenbildgebung attraktiv, die hierfür eine Lösung bietet.

3.2. Stand der Forschung

In diesem Abschnitt soll ein kurzer Abriss über Studien und Experimente zur Anwendung der Phasenkontrast-Röntgenbildgebung für die High-Energy-Density- und Plasmaphysik im Allgemeinen und an laser-getriebenen Röntgen-Backlightern im Speziellen erfolgen.

3.2.1. Propagationsbasierte Phasenkontrast-Röntgenbildgebung

Ein frühes Beispiel für die Anwendung propagationsbasierter Phasenkontrast-Röntgenbildgebung im High-Energy-Density-Wissenschaftsfeld ist die für die Fusionsforschung relevante Untersuchung von Deuterium-Tritium-Eis-Oberflächen im Inneren von kryogenen Beryllium-Kapseln. Hierbei ist Röntgenstrahlung nötig, weil die Beryllium-Kapseln optisch nicht transparent sind. Da diese jedoch auch nur eine geringe Absorption aufweisen, wird die gewünschte Information über die Qualität und Parameter der Deuterium-Tritium-Eis-Schicht aus der durch Propagationsphasenkontrast erhaltenen Intensitätssignatur gewonnen. Dies legten Simulationsstudien von Montgomery, Nobile und Walsh (2004) nahe und

[3] Übersetzung des in der englischen Fachliteratur gebräuchlichen Fachbegriffs *pump beam*.
[4] Übersetzung des in der englischen Fachliteratur gebräuchlichen Fachbegriffs *probe beam*.

wurde kurz darauf durch Messungen an einer Mikrofokus-Röntgenröhre experimentell bestätigt (Kozioziemski et al., 2005).

Im Rahmen der Erforschung der Trägheitsfusion und laser-generierter Plasmen wurden von Koch et al. (2009) weitere Anwendungsmöglichkeiten von propagationsbasierter Phasenkontrast-Röntgenbildgebung proponiert, welche auch die Bildgebung dynamischer Schockprozesse unter der Verwendung von laser-getriebenen Röntgen-Backlightern als Strahlungsquelle vorsahen.

Nachdem laser-getriebene Röntgen-Backlighter mit ausreichend Fluss für harte Röntgen-Energien von über 10 keV konzipiert wurden (Park et al., 2006; Park et al., 2008), konnten erste Experimente an derartigen Strahlungsquellen das Anwendungspotenzial der propagationsbasierten Phasenkontrast-Röntgenbildgebung für die Diagnostik von High-Energy-Density-Plasmen untermauern (Workman et al., 2010; Ping et al., 2011). Kürzlich erfolgte eine systematische und anhand des Vergleichs mit Simulationen quantitative Untersuchung von laser-induzierten Schocks mittels propagationsbasierter Phasenkontrast-Röntgenbildgebung an der PHELIX-Anlage durch die Forschungsgruppe um Luca Antonelli (Antonelli et al., 2019; Barbato, Atzeni et al., 2019).

3.2.2. Gitterbasierte Phasenkontrast-Röntgenbildgebung

Eine der frühesten Anwendungen von gitterbasierter Phasenkontrast-Röntgenbildgebung in der Plasmaphysik ist die Untersuchung von laser-induzierten Plasmen durch Ress et. al am *Nova*-Laser (Ress et al., 1994; Ress et al., 1995). Die Hintergrundbeleuchtung zur Analyse der Plasmen wurde dabei durch Bestrahlung einer Yttrium-Folie mit einem der Nova-Laserstrahlen ($\lambda = 531\,\mathrm{nm}$) erzeugt. Die dadurch entstehende Strahlungsquelle wird von den Autoren als *yttrium soft x-ray laser*[5] bezeichnet und weist neben einer Energie von etwa 7 mJ in einem Strahl mit einer Halbwinkel-Divergenz von 5 mrad eine Wellenlänge von 15.5 nm auf (Ress et al., 1994; Ress et al., 1995). Diese Wellenlänge entspricht etwa 80 eV und liegt damit im Übergangsbereich zwischen hochenergetischer UV-Strahlung und niederenergetischer, d.h. weicher, Röntgenstrahlung, vgl. Abschnitt 1.1 auf Seite 6 im Grundlagenteil. Von den Autoren zur weichen Röntgenstrahlung gerechnet, bietet diese den Vorteil, dass sie noch relativ einfach durch Spiegel und Linsen fokussiert und abgelenkt werden kann. Dies erleichtert die Konzeption des gitterbasierten bildgebenden Systems, wie es schon in vorhergehenden Experimenten zur Messung der Elektronendichte in Plasmen mittels niederenergetischer UV-Strahlung Verwendung fand (Shlachter, 1982; Afshar-rad et al., 1992). Die in diesem Kontext für die gitterbasierte Phasenkontrast-Bildgebung gebräuchliche Bezeichnung *Moiré-Deflektometrie* geht auf die Bildgebung im Optischen zurück (Kafri & Glatt, 1990), für die dieses Konzept der Messung des Brechungsindex/Phasen-Verlaufs bzw. -Gradienten eines Objekts anhand der Änderung eines durch Überlagerung der Signaturen zweier Gitter erhaltenen Moiré-Musters entwickelt wurde (Nishijima & Oster, 1964; Lohmann & Silva, 1971; Yokozeki & Suzuki, 1971; Kafri, 1980).

Vor allem durch das Feld der bio-medizinischen Bildgebung wurde die Entwicklung der gitterbasierten Phasenkontrast-Röntgenbildgebung hin zu höheren Energien harter Rönt-

[5] Übersetzt *Yttrium-weicher-Röntgen-Laser*, d.h. Yttrium-Laser mit weicher Röntgenstrahlung.

genstrahlung vorangetrieben (Momose et al., 2003; Weitkamp et al., 2005; Pfeiffer et al., 2006; David et al., 2007; Pfeiffer et al., 2008).

Im Jahr 2011 schlugen Stutman und Finkenthal (2011) die Anwendung der gitterbasierten Phasenkontrast-Röntgenbildgebung durch ein Talbot-Lau-Interferometer für die Untersuchung von High-Energy-Density-Plasmen an Backlighter-Quellen mit harter Röntgenstrahlung konzeptionell und auf Basis von Simulationen vor (Stutman & Finkenthal, 2011). Dazu publizierte die gleiche Gruppe erste Messungen und Richtwerte zur Bildgebung typischer High-Energy-Density-Proben zunächst an verschiedenen Labor-Röntgenquellen (Valdivia, Stutman & Finkenthal, 2013, 2014, 2015). Gegenstand dieser Untersuchungen waren unter anderem die Gewinnung von für die Plasmaphysik relevanten Parametern, wie beispielsweise der Elektronendichte, und ein Vergleich mit propagationsbasierter Phasenkontrast-Röntgenbildgebung. Es erfolgten erste Messungen von statischen Testobjekten an einem laser-getriebenen Röntgen-Backlighter am *Multi-Terawatt-Laser (MTW)* des *Laboratory for Laser Energetics* (Rochester, New York 14623, USA) (Valdivia, Stutman, Stoeckl, Mileham, Begishev, Theobald et al., 2016; Valdivia, Stutman, Stoeckl, Theobald, Mileham et al., 2016). Weiterhin wurden Studien zur Untersuchung der Anforderungen an den Backlighter und zum Einfluss dessen auf die Talbot-Lau-Bildgebung (Valdivia, Veloso et al., 2018) an der Hochintensitätslaser-Anlage *LULI* der *Ecole Polytechnique* (91128 Palaiseau cedex, France) sowie zu verschiedenen Rekonstruktionsmethoden des Objekt-Phasenschubs und damit der Elektronendichte durchgeführt (Valdivia, Stutman, Stoeckl, Mileham, Begishev, Bromage & Regan, 2018).

Die Phasenkontrast-Röntgenbildgebung-Arbeitsgruppe des ECAP wurde zu einer im Frühjahr 2018 stattfindenden Strahlzeit am ***P**etawatt **H**och-**E**nergie **L**aser für Schwer-**I**onene**X**perimente*, kurz *PHELIX* (Bagnoud et al., 2010), der *GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH* (64291 Darmstadt, Deutschland) eingeladen. Ziel dieser parasitären Teilnahme war es, die Umsetzbarkeit gitterbasierter Phasenkontrast-Röntgenbildgebung am PHELIX-Laser mit einer durch diesen erzeugten Röntgen-Backlighter-Quelle zu evaluieren. Die dabei im Rahmen der Vorbereitung entwickelte schnelle Justage-Methode gitterbasierter Phasenkontrast-Röntgenbildgebungssysteme (Schuster et al., 2019) ermöglicht die Justage von Talbot-Interferometern innerhalb weniger einzelner Aufnahmen. Dies ist essenziell für ihre Anwendung an Strahlungsquellen, die nicht kontinuierlich sind bzw. eine geringe Repetitionsrate aufweisen. Dies trifft für Röntgen-Backlighter-Quellen zu, die durch einen Hochenergie-Laser, wie beispielsweise dem PHELIX-Laser, getrieben werden, an dem die durch die minimale Zeit zwischen einzelnen Schüssen vorgegebene Schuss-Repetitionsrate etwa ein Schuss pro 90 Minuten (Bagnoud et al., 2010; Wagner et al., 2014) beträgt. Die Vorbereitung dieser Strahlzeit, ihre Durchführung sowie die Präsentation und Diskussion der aus den Messungen erhaltenen Resultate sind Gegenstand des folgenden Teils II dieser Dissertation.

Wie hochaktuell die Forschung zur Etablierung von gitterbasierten Systemen an laser-getriebenen Röntgen-Backlightern ist, zeigen die erst vor Kurzem publizierten Implementierungen eines Talbot-Lau-Interferometers als Diagnostik am *OMEGA EP* Lasersystem des *Laboratory for Laser Energetics* (Rochester, New York 14623, USA) durch Valdivia et al. (2020) sowie am *ECLIPSE*-Laser des *Center for Intense Lasers and Applications* (F-33405 Talence, Frankreich) unter Beteiligung von M. Valdivia sowie D. Stutman und

anderen (Bouffetier et al., 2020). Dabei gelang an OMEGA EP auch die erfolgreiche Durchführung eines Pump-Probe-Experiments mit der erstmaligen gitterbasierten Phasenkontrast-Röntgenaufnahme einer Ablationsfront (Valdivia et al., 2021). Auf diesen aktuellen Stand der Forschung wird im Rahmen der wissenschaftlichen Einordnung und Diskussion der Ergebnisse der beiden PHELIX-Strahlzeiten genauer eingegangen.

Teil II.

Erste Strahlzeit am PHELIX-Laser

4. Hinführung

Mit einem kurzen Vorwort und einer Schilderung der Ausgangssituation erfolgt in diesem Kapitel eine Hinführung zu den weiteren Ausführungen zur ersten Strahlzeit am PHELIX-Laser.

4.1. Vorwort

Die Arbeitsgruppe für Laborastrophysik und Phasenkontrast-Röntgenbildgebung des ECAP wurde Ende des Jahres 2017 eingeladen, parasitär an einer im Frühjahr 2018 stattfindenden Strahlzeit am PHELIX-Laser des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung in Darmstadt teilzunehmen. Dort hatten bereits erste Experimente zur propagationsbasierten Phasenkontrast-Röntgenbildgebung unter Beleuchtung mit einem vom PHELIX-Laser getriebenen Röntgen-Backlighter stattgefunden (Antonelli et al., 2019; Barbato, Atzeni et al., 2019), jedoch noch keine mit einer gitterbasierten Methode. Ziel der parasitären Teilnahme an der im April 2018 stattgefundenen PHELIX-Messzeit P166 war es daher, die Eignung gitterbasierter Phasenkontrast-Röntgenbildgebung am PHELIX-Laser mit einer durch diesen erzeugten Röntgten-Backlighter-Quelle zu testen.

Die Konzeption des dafür im Zuge der Vorbereitung dieser Strahlzeit entwickelten portablen Talbot-Interferometers sowie die zu dessen Justage am PHELIX-Laser entwickelte schnelle Ausrichtungsmethode wurden bereits während der Promotionszeit des Verfassers dieser Dissertation unter dessen Mitwirkung als Erst- und Korrespondenzautor publiziert (Schuster et al., 2019) und sind Gegenstand des folgenden Abschnitts 4.2 sowie des darauffolgenden Kapitels 5. Abschnitt 4.2 und Kapitel 5 enthalten ins Deutsche übersetzte Textpassagen und Abbildungen aus Schuster et al. (2019)[1]. Im Anschluss daran erfolgt in Kapitel 6 die Dokumentation, Auswertung sowie Diskussion der Messungen und Ergebnisse dieser ersten Strahlzeit.

4.2. Ausgangssituation

Die Schuss-Repetitionsrate des PHELIX-Lasers liegt etwa bei einem Schuss pro 90 Minuten (Bagnoud et al., 2010; Wagner et al., 2014). Selbst wenn eine höhere Repetitionsrate vorläge, würde immer noch Zeit zum Belüften der Vakuumkammer, zum Wechseln der Targets für das Plasma und den Backlighter sowie für gewünschte Anpassungen am Experiment und das anschließende Ansaugen des Vakuums anfallen. Diese Zeit entspricht

[1] Die jeweiligen Beiträge der Autoren von Schuster et al. (2019), insbesondere der Eigenanteil des Verfassers dieser Dissertation als einer der beiden Hauptautoren, sind im Appendix-Kapitel „**Eigenanteil an Publikationen**“ ab Seite 218 aufgeführt.

in etwa den oben genannten 90 Minuten, die die Repetitionsrate des PHELIX-Lasers vorgibt. Die Erfahrung zeigt, dass man durchschnittlich mit fünf bis sechs Schüssen an einem zwei Schichten à 5 h umfassenden Messzeit-Tag am PHELIX-Laser rechnen kann. Dies stellt eine hohe Herausforderung für die Implementierung eines Aufbaus zur gitterbasierten Phasenkontrast-Röntgenbildgebung am PHELIX-Laser dar.

Die Ausrichtung und Justage des Gitter-Interferometers ist ein iterativer Prozess, der zahlreiche Schritte des Verschiebens und Verkippens der Gitter zueinander auf der Skala von Mikrometern bzw. Mikroradiant erfordert. Für jeden Ausrichtungsschritt wird ein Bild aufgenommen, um die detektierte Intensitätssignatur auszuwerten und hinsichtlich des erhaltenen Moiré-Musters zu optimieren. Dementsprechend muss eine hohe Zahl an Bildern für den gesamten Ausrichtungsprozess aufgenommen werden. Infolgedessen ist die Justage eines Gitter-Interferometers an einem laser-getriebenen Röntgen-Backlighter wie am GSI nicht innerhalb vertretbarer Zeit realisierbar. Da es am PHELIX-Laser auch keine alternativen kontinuierlichen Röntgenquellen, wie gewöhnliche Labor-Röntgenröhren, gab, war klar, dass die Justage im Heimlabor des ECAP erfolgen musste. Dies hatte zur Folge, dass ein stabiler und portabler Interferometer-Aufbau konzipiert wurde, der sicherstellt, dass eingestellte relative Abstände und Winkel der Gitter zueinander auch größere Transporte überstehen beziehungsweise dass das einmal justierte Gitter-Interferometer auch nach einem Transport ausgerichtet bleibt. Zusammen mit einer hierfür entwickelten schnellen und verlässlichen Ausrichtungsmethode gelang es, dass das Gitter-Interferometer nach dem Transport zum PHELIX-Laser innerhalb weniger Schüsse auf eine gewünschte Ausrichtung des Moiré-Musters justiert und damit einsetzbar war. Eine detaillierte Beschreibung der Konzeption des portablen Interferometer-Aufbaus, der vorbereitenden Experimente sowie der Ausrichtungsmethode sind Gegenstand des folgenden Kapitels.

5. Vorbereitung

5.1. Das portable Talbot-Interferometer

Da zwischen der Einladung zur Strahlzeit und ihrem Startzeitpunkt nur etwa vier Monate lagen, konnten lediglich Gitter aus dem Bestand und keine dediziert für dieses Experiment designten und gefertigten Gitter verwendet werden. Die ausgewählten Gitter sind in Tabelle 5.1 aufgeführt: Ein phasenschiebendes, den Talbot-Effekt hervorrufendes Talbot-Gitter G1 aus Nickel (Ni) mit einer Periode von 4.37 µm und einer Höhe von 14 µm sowie ein Analysator-Gitter G2. Letzteres ist als Absorptionsgitter aus Gold (Au) konzipiert, mit einer Steghöhe von 97 µm und einer Periode von 2.40 µm.

	Periode	**Steghöhe**	**Stegmat.**	**Wafer-Höhe**	**Wafer-Mat.**	**Fläche**
G1	4.37 µm	14 µm	Ni	500 µm	Si	2 cm × 6 cm
G2	2.40 µm	97 µm	Au	200 µm	Si	5 cm × 5 cm

Tabelle 5.1.: Spezifikationen der im portablen Talbot-Interferometer verwendeten Gitter.

Die Wahl fiel auf diese beiden Gitter, da ihre Kombination im Rahmen einer Simulationsstudie unter den Bestandsgittern die höchste Visibilität für eine angenommene Schwerpunktsenergie des PHELIX-getriebenen Backlighter-Spektrums von 40 keV aufwies. Für diese Energie hat das Talbot-Gitter einen π-Phasenschub und es kommt zur Frequenzverdopplung des Talbot-Musters.

Die Positionierung des Interferometer-Aufbaus war außerhalb der PHELIX-Target-Kammer vorgesehen, um das Hauptexperiment in der Target-Kammer nicht zu beeinflussen und weil die verwendeten Achsen des Interferometer-Aufbaus für das dort vorhandene Vakuum von ca. 1×10^{-6} mbar nicht geeignet waren. Der minimal mögliche Abstand des Interferometer-Aufbaus zur Backlighter-Quelle lag dabei etwas unter 0.80 m. Aus dieser Randbedingung und den Perioden der beiden verwendeten Gitter ergeben sich gemäß Gleichung 2.4 auf Seite 17 in Abschnitt 2.2 des Grundlagenteils der in Tabelle 5.2 aufgeführte anzuvisierende Abstand beider Gitter für ein ideal justiertes Interferometer. In diesem entspricht die G2-Periode genau der durch die Frequenzverdopplung halbierten und gemäß Strahlensatz in die Ebene von G2 vergrößerten Periode des Talbot-Musters von G1.

Eine 3D-Zeichnung des portablen Talbot-Interferometers ist in Abbildung 5.1 mit einer entsprechenden Nummerierung seiner Hauptkomponenten dargestellt. Zur präzisen Einstellung des Abstandes beider Gitter wurde das Gitter G2 (4) auf einer Linearachse (1), M-403 (Physik Instrumente, Karlsruhe, Deutschland), montiert, welche eine Präzision im Submikrometerbereich und einen Verfahrweg von 100 mm hat. Die Einstellung des relativen Kippwinkels zwischen beiden Gittern erfolgte durch einen hochauflösenden Linearaktor (6), M-227 (Physik Instrumente, Karlsruhe, Deutschland), der die Drehung von G2 um die

d(Q,G1)	80.0 cm
d(G1,G2)	7.9 cm
$M_{G1,G2}$	1.1

Tabelle 5.2.: Abstand von G1 zur Quelle Q und zu G2 sowie projektive Vergrößerung $M_{G1,G2}$ von G1 in die Ebene von G2.

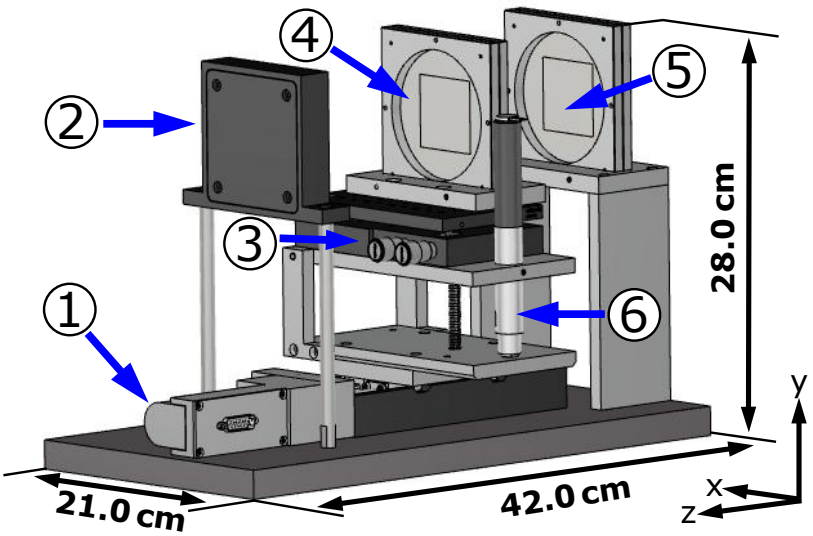


Abbildung 5.1.: 3D-Zeichnung des stabilen und transportablen Talbot-Interferometers. Das phasenschiebende Talbot-Gitter G1 (5) ist fest montiert. Das Absorptionsgitter G2 (4) ist auf einer Linearachse (1) montiert zur Variation des Abstands beider Gitter. Der Linearaktor (6) und die Kipp- und Drehplattform (3) ermöglichen die Rotation von G2 um die z- bzw. y-Achse. Eine abnehmbare und lichtdichte Box (2) stellt die Halterung und den Transport der Speicherfolien sicher. Abbildung aus Schuster et al. (2019).

z-Achse ermöglichte. Um Abschattungseffekte des Absorptionsgitters G2 zu vermeiden, wurde es in einem gebogenen Halter fixiert sowie auf einer Dreh- und Kipp-Plattform (3), die dessen Drehung um die y-Achse möglich macht, um es besser an die vorgegebenen Ausrichtung von G1 bezüglich dieser Achse anzupassen. Das Talbot-Gitter G1 (1) wurde fest fixiert, um zusätzliche Freiheitsgrade zu vermeiden und das Moiré-Muster nur durch die Bewegung von G2 entlang der z-Achse und dessen Verkippung um die z-Achse einzustellen. Zur Detektion der Röntgenstrahlung am PHELIX-Laser wurden Speicherfolien der Firma *Fuji* vom Typ *BAS-SR* verwendet, deren Auflösung mit $\sim 109\,\mu m$ beziffert wurde (Fiksel, Marshall, Mileham & Stoeckl, 2012). Weitere Spezifikationen der verwendeten Speicherfolien können in Meadowcroft, Bentley und Stott (2008) nachgelesen werden. Für deren Halterung und Transport zum Auslesescanner wurde eine abnehmbare und lichtdichte Box (2) hinter dem G2 platziert.

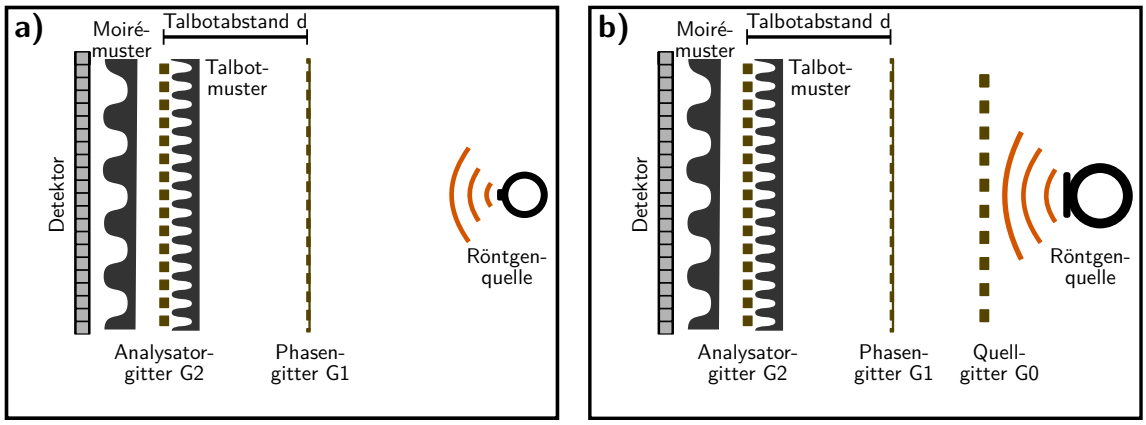


Abbildung 5.2.: a) Aufbau am Röntgen-Backlighter und der Mikrofokusröhre. Hierbei ist die kleine Fokusgröße für die auf dem Talbot-Effekt basierende Phasenkontrast-Röntgenbildgebung ausreichend. **b)** Aufbau an der Hochleistungsröhre. Ein Quellgitter G0 wurde hinzugefügt, um die nötige räumlich-partielle Kohärenz für das Auftreten des Talbot-Effekts zu erreichen. Adaptierte Abbildung aus Schuster et al. (2019).

5.2. Beschreibung der Vorversuche

Im ECAP Labor wurden zwei verschiedene Arten von Röntgenquellen verwendet: Eine YXLON Feinfokus FXE-160.51 Mikrofokusröhre mit einem Wolframtarget und eine Siemens MEGALIX Cat Plus 125/40/90-125GW medizinische Röntgenröhre mit einer Wolfram-Drehanode. Letztere hat eine um zwei Größenordnungen höhere Leistung und wird fortan als *Hochleistungsröhre* bezeichnet. Beide Röhren wurden mit einer Beschleunigungsspannung von 40 kV betrieben. Es wurde keine weitere Filterung verwendet, sodass die Schwerpunktsenergie ungefähr bei 26 kV lag (Boone & Seibert, 1997; Punnoose, Xu, Sisniega, Zbijewski & Siewerdsen, 2016). Für die Messungen an beiden Röhren wurde die Speicherfolien-Box entfernt und die dort vorhandenen Röntgendetektoren verwendet: An der Mikrofokusröhre die Teledyne Dalsa Shad-o-Box (Teledyne DALSA, Waterloo, ON, Canada) mit einem Pixelabstand von 50 µm und an der Hochleistungsröhre der Dexela 1512 Flachbilddetektor (PerkinElmer, Waltham, Ma, U.S.A.) mit einer Pixelgröße von 74.8 µm im $2 \times 2-$Binningmodus.

Am PHELIX-Laser wurden als Backlighter-Quelle Wolframdrähte mit einem Durchmesser von 5 µm verwendet (Borm et al., 2019). Der Aufbau dort sowie an der Mikrofokus-Röntgenröhre, bei beiden jeweils mit Quellgrößen unter 10 µm, ist in Abbildung 5.2 a) illustriert. Die Quellgröße der Hochleistungsröhre war ungefähr 500 µm und damit mehr als eine Größenordnung ausgedehnter, verglichen mit den letzteren beiden Quellen. In diesem Fall ist ein zusätzliches Absorptionsgitter, das oftmals als *Quellgitter* bezeichnete G0, vor der Quelle notwendig, um für ausreichend räumliche Kohärenz zu sorgen, sodass Talbot-Interferometrie möglich ist (Pfeiffer et al., 2006), vgl. Abbildung 5.2 b). Dieses hatte eine Periode von 24.39 µm.

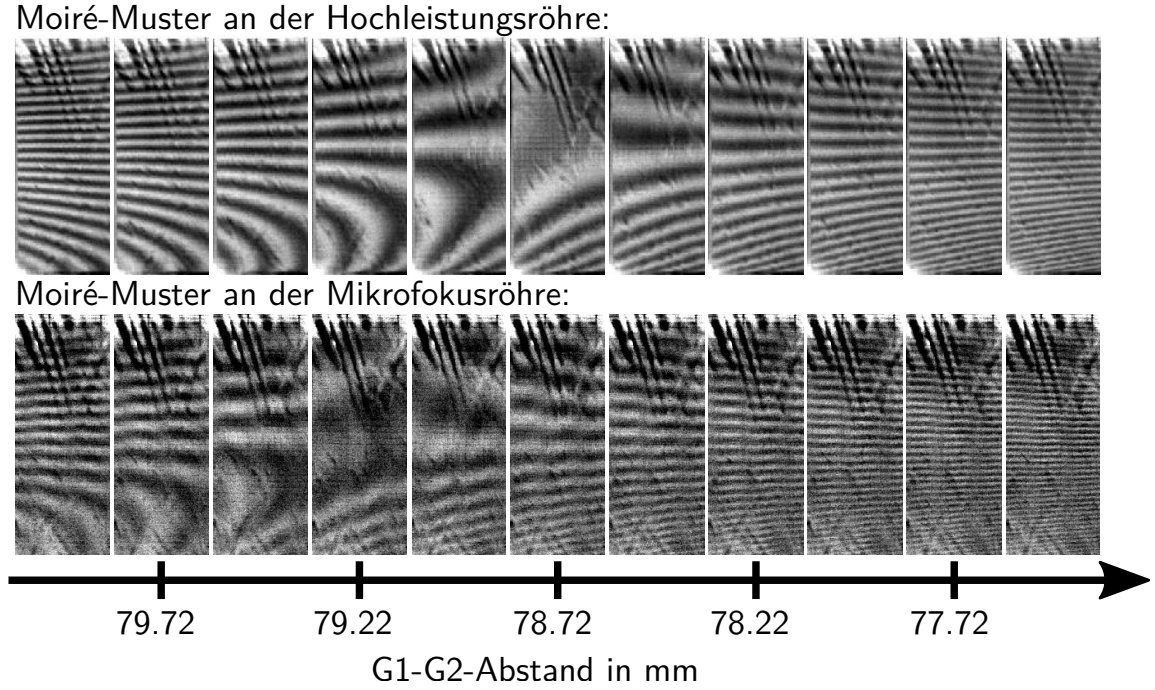


Abbildung 5.3.: Moiré-Muster, aufgenommen an der Hochleistungsröhre und der Mikrofokusröhre für verschiedene G1-G2-Abstände. Diese entsprechen der z-Position von G2, da die Position des fixierten G1 auf $z = 0\,\text{mm}$ festgesetzt wurde. Adaptierte Abbildung aus Schuster et al. (2019).

5.3. Experimente und Messungen

Ziel der Experimente im Heimlabor war es, die Justage des portablen Talbot-Interferometers, seine Stabilität und Robustheit zu untersuchen sowie seine Einsetzbarkeit zur Phasenkontrast-Röntgenbildgebung am PHELIX-Laser innerhalb der ersten Schüsse sicherzustellen. Zudem wurde die Toleranz des Talbot-Interferometers bezüglich einer Änderung seines Abstandes zur Röntgenquelle untersucht, da eine Übereinstimmung des Quelle-G1-Abstandes zwischen Heim- und PHELIX-Labor nicht auf Sub-Millimeter-Genauigkeit gewährleistet war. Um dies zu berücksichtigen, wurde der Quelle-G1-Abstand bei den Messungen im Heimlabor nur grob mit einer Präzision von ungefähr $\pm 5\,\text{mm}$ um den anvisierten Wert von 80 cm eingestellt.

Das portable Gitter-Interferometer wurde zunächst an der Hochleistungsröhre justiert. Die erste Zeile in Abbildung 5.3 zeigt die gemessenen Moiré-Muster für verschiedene Abstände zwischen G1 und G2. Diese entsprechen der z-Position der G2-Verfahrachse, da die Position von G1 auf $z = 0\,\text{mm}$ festgesetzt wurde. Die G2-Position, für die das Moiré-Muster die größte Periode hat und fast verschwindet, ist $z = 78.72\,\text{mm}$. Für diesen G1-G2-Abstand stimmt die Periode von G2 mit dem vergrößerten Talbot-Muster von G1 am besten überein und die Periode der Moiré-Streifen erreicht ihr Maximum (Amidror, 2009), vgl. auch entsprechende Ausführungen in Abschnitt 2.3 des Grundlagenteils ab Seite 17. Die vorgesehene Einzelschuss-Rekonstruktionsmethode, Fourier-Imaging, hängt von der Quali-

tät und Struktur der Moiré-Streifen ab, die den Phasenschub des Objektes encodieren. Zur Sicherstellung einer hohen Qualität und Auflösung der Rekonstruktion des Phasenschubs mittels Fourier-Imaging ist ein feines Moiré-Muster zu favorisieren, dessen Periode noch groß genug ist, um vom Detektor aufgelöst werden zu können (Seifert et al., 2017; Seifert et al., 2018). Solche erstrebenswerten Moiré-Muster sind in den äußeren Feldern von Abbildung 5.3 gezeigt und motivieren den durchgeführten z-Scan. Zur Überprüfung der Stabilität und Robustheit des portablen Talbot-Interferometers wurde dieses zur Röntgenkammer mit der Mikrofokusröhre getragen. Die dort nach einer Positionierung des Interferometers im entsprechenden Abstand von 80 cm zur Quelle gemessenen Moiré-Muster sind in der zweiten Zeile von Abbildung 5.3 dargestellt. Eine Verschiebung der Moiré-Muster verglichen mit denen darüber, die an der Hochleistungs-Röntgenröhre aufgenommen wurden, ist erkennbar. Das Muster mit der größten Periode wird nun beispielsweise an der G2 z-Position von 79.22 mm gemessen. Um übereinstimmende Moiré-Muster an der Mikrofokusröhre zu messen, braucht es eine Verschiebung der z-Position von G2 um $\Delta d = 0.5\,\text{mm}$. Da die Linearachse zur Verschiebung von G2 dessen eingestellte Position extrem genau aufrechterhalten kann, wird der Abstand zwischen dem fixierten G1 und dem auf dieser Linearachse montierten G2 als stabil betrachtet. Dies impliziert, dass die für eine Übereinstimmung der gemessenen Moiré-Muster nötige Änderung der Distanz beider Gitter um $\Delta d = 0.5\,\text{mm}$ von dem nur grob eingestellten Abstand des portablen Talbot-Interferometers zur Röntgenquelle herrührt. Gemäß Strahlensatz führt eine Variation des Quelle-G1-Abstands um 5 mm zur nötigen Änderung $\Delta d = 0.5\,\text{mm}$ der z-Position von G2, um übereinstimmende Moiré-Muster zu beobachten. Diese bei der Positionierung des Talbot-Interferometers erhaltene Abweichung im Abstand dessen zu den beiden jeweiligen Strahlungsquellen ist in guter Übereinstimmung mit der oben genannten angestrebten Präzision.

Beim Vergleich der an der Hochleistungsröhre aufgenommenen Moiré-Muster mit den mit diesen übereinstimmenden an der Mikrofokusröhre, d.h. mit denen bei einer um $\Delta d = 0.5\,\text{mm}$ verschobenen G1-G2-Distanz, ist zudem eine leichte Veränderung in der Periode und Neigung der Moiré-Streifen sichtbar. Diese Änderung kann von zwei Effekten stammen. Zum einen spielt die strahlenoptische Vergrößerung von G1 in die Ebene von G2 eine Rolle. Unterschiedliche Abstände von den beiden Strahlungsquellen zum Talbot-Interferometer können nur innerhalb der eingestellten Präzision des z-Scans von G2 kompensiert werden, welche sich auf 0.25 mm beläuft. Hierdurch entstandene Unterschiede führen zu einer unterschiedlich stark vergrößerten Periode des Moiré-Streifenmusters von G1, projiziert in die Ebene von G2. Dies hat dann wahrnehmbaren Einfluss sowohl auf die Neigung als auch die Periode der Moiré-Streifen, vgl. Gleichungen 2.5 und 2.6 in Abschnitt 2.3 des Grundlagenteils ab Seite 19. Zum anderen kann eine Änderung des relativen Kippwinkels beider Gitter während des Transports nicht gänzlich ausgeschlossen werden, welche zu ähnlichen Beobachtungen führt.

Zur Quantifizierung des Einflusses von Änderungen im Winkel der beiden Gitter zueinander wurden Moiré-Muster für verschiedene Kippwinkel von G2 um die z-Achse bei verschiedenen Positionierungen von G2 entlang ebendieser aufgenommen. Die dabei erhaltenen Moiré-Muster sind in Abbildung 5.4 für Aufnahmen an der Hochleistungsröhre (links) und Mikrofokusröhre (rechts) gezeigt. Die so angeordnete Zusammenstellung von Moiré-Mustern erhalten aus der Variation der Distanz und des Winkels beider Gitter zueinander

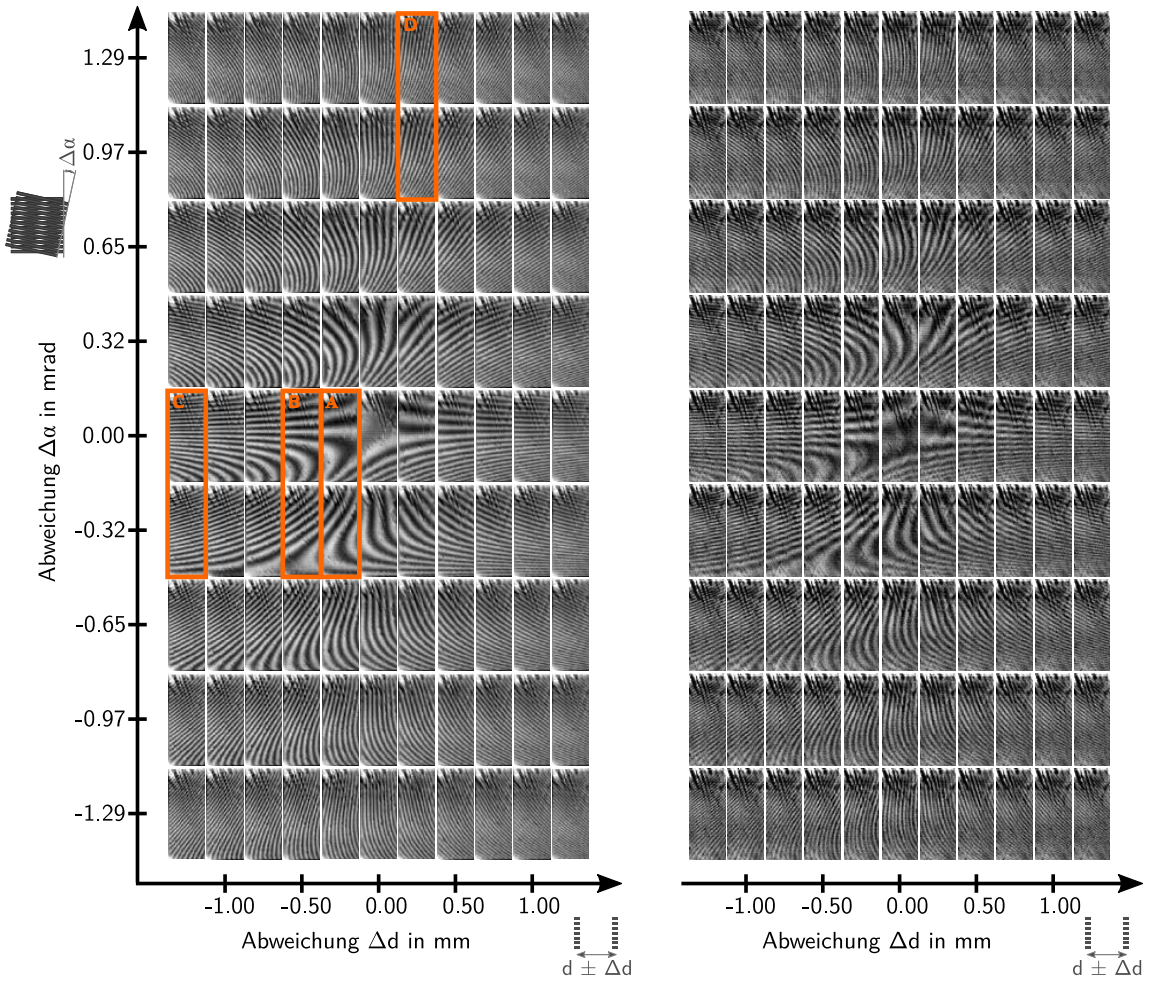


Abbildung 5.4.: Moiré-Karten, erhalten durch die Aufnahme von Moiré-Mustern bei verschiedenen relativen Abständen und Winkeln zwischen G1 und G2. Die linke Karte wurde an der Hochleistungsröhre gemessen unter Verwendung eines Quellgitters G0. Die orangen mit A, B, C und D bezeichneten Boxen darin markieren die Bereiche von relativen Abständen und Winkeln für Moiré-Muster, die am PHELIX-Laser realisiert wurden. Die rechte Karte wurde an der Mikrofokusröhre ohne Quellgitter aufgenommen. Für beide Karten kennzeichnet die Abszisse die Abweichungen Δd in den Abständen beider Gitter vom Abstand d, für den beide Moiré-Streifenmuster die größte Periode aufweisen und fast verschwinden. Die Abweichungen $\Delta\alpha$ vom Winkel, für den dies der Fall ist, werden dementsprechend von der Ordinate markiert. Das Moiré-Muster mit der größten Periode wurde bei $\Delta\alpha = 0.00\,\mathrm{mrad}$ und $\Delta\mathrm{d} = 0.00\,\mathrm{mm}$ zentriert. Adaptierte Abbildung aus Schuster et al. (2019).

wird fortan auch als *Moiré-Karte* bezeichnet. Für beide Karten kennzeichnet die Abszisse die Abweichungen Δd in den Abständen beider Gitter vom Abstand d, für den beide Moiré-Streifenmuster die größte Periode aufweisen und fast verschwinden. Die Abweichungen $\Delta\alpha$ vom eingestellten Winkel, für den dies der Fall ist, werden dementsprechend von der Ordinate markiert. Das Moiré-Muster mit der größten Periode wurde infolgedessen bei $\Delta\alpha = 0.00\,\text{mrad}$ und $\Delta\text{d} = 0.00\,\text{mm}$ zentriert. Die Schrittweite der Ordinate von ungefähr 0.32 mrad resultierte aus einem vertikalen Verschub des hochauflösenden Linearaktors, vgl. Abbildung 5.1 (6), um 0.05 mm.

Die für $\Delta\alpha = 0.00\,\text{mrad}$ in Abbildung 5.3 wahrgenommenen leichten Unterschiede in den Perioden und Neigungswinkeln bei den übereinstimmenden Moiré-Streifen sind auch in den Moiré-Karten von Abbildung 5.4 für weitere Kippwinkel zwischen den beiden Gittern erkennbar. Davon abgesehen, zeigen beide Moiré-Karten eine insgesamt gute Übereinstimmung. Dies stellt die erreichte Stabilität und Robustheit des portablen Talbot-Interferometers unter Beweis. Wahrnehmbare Unterschiede in Kontrast und Rauschen zwischen beiden Karten können auf die Eigenschaften des bildgebenden Systems zurückgeführt werden, d.h. auf die verschiedenen Röntgenquellen und Detektoren.

Die orangen mit A, B, C und D bezeichneten Boxen in der linken Moiré-Karte von Abbildung 5.4 markieren die Bereiche von Abständen und Kippwinkeln zwischen beiden Gittern für Moiré-Muster, die am PHELIX-Laser realisiert wurden. Die nach einem Transport von über 220 km vom ECAP-Heimlabor zum GSI erfolgte Ausrichtung des portablen Talbot-Interferometers am PHELIX-Laser innerhalb der ersten Schüsse unter Verwendung der in Abbildung 5.4 dargestellten Moiré-Karten als Nachschlagtabelle ist in Abbildung 5.5 illustriert und wird im Folgenden beschrieben.

5.4. Die Ausrichtungsmethode

Vor dem Transport des portablen Talbot-Interferometers ans GSI wurde der Abstand beider Gitter entlang der z-Achse und deren relative Verkippung zueinander um ebendiese so eingestellt, dass die größte Periode der Moiré-Streifen vorliegt, das Muster also fast verschwindet, vgl. Abbildung 5.4 bei $\Delta\alpha = 0.00\,\text{mrad}$ und $\Delta\text{d} = 0.00\,\text{mm}$. Der Interferometer-Aufbau wurde im Kofferraum eines Personenkraftwagens in einer Holzkiste transportiert, welche mit Polystyrol ausgekleidet war. Nach dem Transport wurde das Talbot-Interferometer außerhalb der Vakuumkammer im Petawatt-Targetbereich der PHELIX-Laserhalle positioniert, wie in Abbildung 5.5 a) gezeigt. Für die Ausrichtung mit Hilfe der Moiré-Karte als Nachschlagtabelle muss der Abstand von G1 zum Backlighter-Draht mit dem Quelle-G1-Abstand übereinstimmen, der für die Aufnahme der Moiré-Karte im Heimlabor eingestellt wurde, d.h. ca. 80 cm idealerweise mit der anvisierten Präzision von $\pm 5\,\text{mm}$. Darüber hinaus war es wichtig, dafür zu sorgen, dass die optische Achse des Interferometers radial zur Backlighter-Quelle ausgerichtet wird, um Abschattungseffekte durch das Absorptionsgitter G2 zu vermeiden. Die Aufnahme des ersten Schusses am PHELIX-Laser ist in Abbildung 5.5 b) dargestellt. Ein Moiré-Muster mit einer großen Periode ist deutlich erkennbar.

Im nächsten Schritt der Ausrichtungsmethode an der Backlighter-Quelle erfolgt ein Ver-

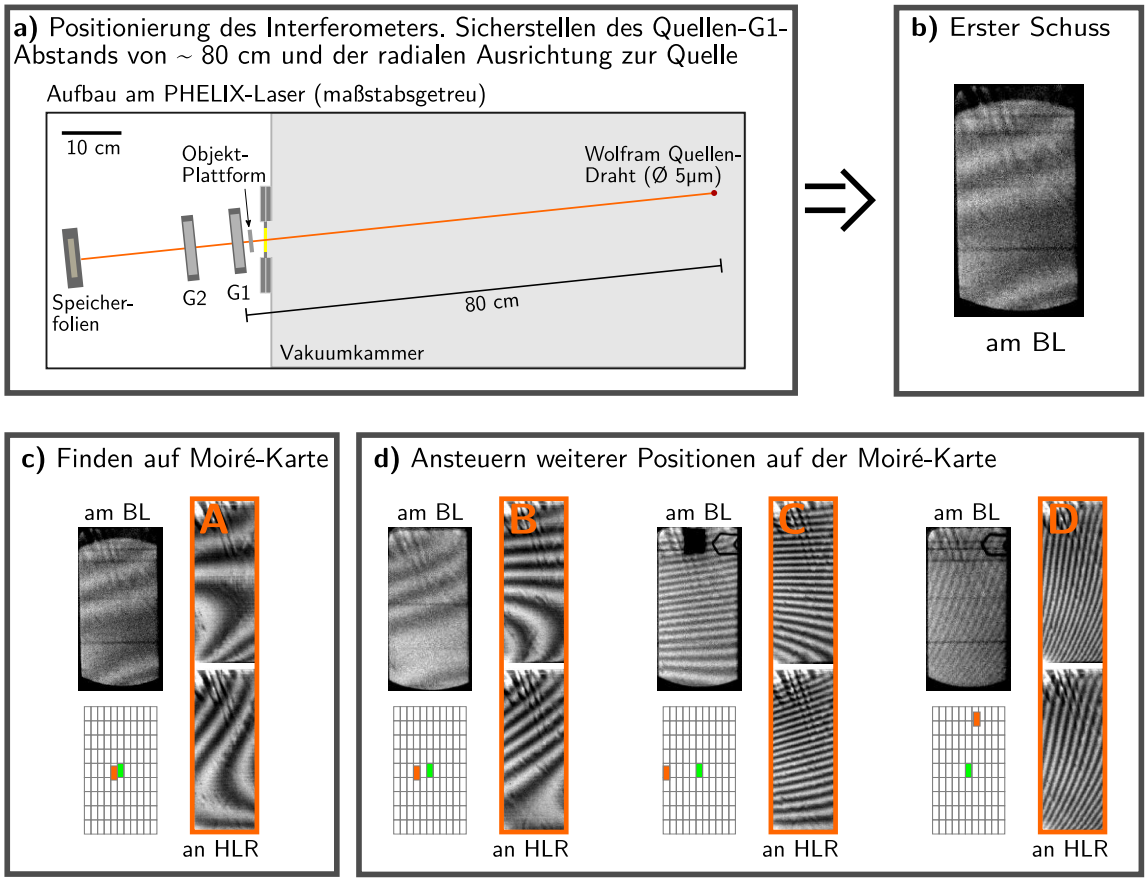


Abbildung 5.5.: Schematische Darstellung des Ausrichtungsprozesses am PHELIX-Laser. Zunächst erfolgte die Positionierung des Talbot-Interferometers an der Backlighter-Quelle (BL), wie in **a)** maßstabsgetreu dargestellt. Danach wurde das in **b)** gezeigte Moiré-Muster des ersten Schusses, wie in **c)** illustriert, verglichen mit dem entsprechenden Ausschnitt aus der Moiré-Karten-Nachschlagtabelle, aufgenommen an der Hochleistungsröhre (HLR), vgl. Abbildung 5.4. Für jeden Backlighter-Schuss werden zwei entsprechende Messungen an der Hochleistungsröhre gezeigt. Da die Messungen der Moiré-Karte für diskrete G1-G2-Abstände und -Winkel durchgeführt worden sind, können die Messungen am PHELIX-Laser dazwischen liegen. Das direkt vor dem Transport eingestellte Moiré-Muster wird von dem grün ausgefüllten Rechteck im Moiré-Karten-Raster repräsentiert. Die geschätzte Abweichung des ersten Schusses am PHELIX-Laser von diesem ist durch das orange ausgefüllte Rechteck markiert. Weitere Vergleiche für verschiedene, ausgewählte Positionen auf der Moiré-Karte sind in **d)** dargestellt. Adaptierte Abbildung aus Schuster et al. (2019).

gleich der Aufnahme des ersten Schusses mit der Moiré-Karte, vgl. Abbildung 5.5 c). Mit einem Blick auf die Moiré-Karten in Abbildung 5.4 kann man folgern, dass das Moiré-Muster des ersten Backlighter-Schusses eine ähnliche Struktur aufweist wie das obere der beiden Moiré-Muster, welche mit der rechteckigen orangen Markierung A hervorgehoben wurden. Die beobachtbare feinere Periode des Moiré-Musters des ersten Schusses am Backlighter verglichen mit der vor dem Transport im Heimlabor eingestellten Position, vgl. linke Moiré-Karte in Abbildung 5.4 bei $\Delta\alpha = 0.00\,\text{mrad}$ und $\Delta\text{d} = 0.00\,\text{mm}$, stammt von einer Abweichung im Abstand des portablen Talbot-Interferometers zur Quelle, da der Abstand zwischen den beiden Gittern als stabil angesehen wird. Gemäß Strahlensatz ergibt sich, dass ein Unterschied im Quelle-G1-Abstand zwischen den Messungen im Heimlabor und am Backlighter von ungefähr 2.5 mm die am Backlighter beobachtete höhere Moiré-Streifenfrequenz hervorruft, die im Heimlabor für eine Abweichung $\Delta\text{d} = -0.25\,\text{mm}$ gemessen wurde, vgl. Markierung A in Abbildung 5.4.

Wie in Abbildung 5.5 c) beobachtet werden kann, weicht der Neigungswinkel der Moiré-Streifen des beim ersten PHELIX-Schuss aufgenommenen Moiré-Musters leicht von dem der Steifen des oberen Moiré-Musters in der Markierung A ab mit einer Tendenz zum Neigungswinkel des unteren Moiré-Musters in A. Wie die Moiré-Karte in Abbildung 5.4 veranschaulicht, kann das untere Moiré-Muster von Markierung A durch die kleinste eingestellte negative Verkippung um $\Delta\alpha = -0.32\,\text{mrad}$ realisiert werden. Da die Moiré-Streifen beim ersten Backlighter-Schuss den Moiré-Streifen des oberen Moiré-Musters in Markierung A viel ähnlicher sind als denen des unteren, ist nur eine leichte Änderung im Kipp-Winkel zwischen beiden Gittern um $|\Delta\alpha| \ll 0.32\,\text{mrad}$ nötig, um identische Moiré-Muster zu erhalten. Dies unterstreicht überdies die Stabilität des portablen Talbot-Interferometers.

Der im Heimlabor direkt vor dem Transport zum GSI eingestellte Abstand und Kippwinkel zwischen beiden Gittern wird durch das grün gefüllte Rechteck im Moiré-Karten-Raster von Abbildung 5.5 c) repräsentiert. Die abgeschätzte relative Position des ersten PHELIX-getriebenen Backlighter-Schusses in der Moiré-Karte wird durch das orange ausgefüllte Rechteck gekennzeichnet. Gründe für die Abweichung sind ein leicht unterschiedlicher Abstand zur Quelle sowie eine Änderung im eingestellten Kippwinkel durch den Transport, welche nicht gänzlich ausgeschlossen werden kann. In anderen Worten liefert das orange gefüllte Rechteck Informationen über die nötigen Veränderungen im Abstand und Kippwinkel zwischen G1 und G2 nicht nur, um das zuvor im Heimlabor eingestellten Moiré-Muster zu erhalten, sondern auch, um andere gewünschte Moiré-Streifenmuster einzustellen, wie in Abbildung 5.5 d) gezeigt.

Eine Analyse der so am PHELIX-Laser erhaltenen Moiré-Streifenmuster und eine Untersuchung ihrer Eignung zur Phasenkontrast-Bildgebung sind Gegenstand des folgenden Kapitels.

6. Messungen, Ergebnisse und Diskussion

Im folgenden Abschnitt erfolgt nach einem kurzen Einblick in die Verarbeitung der mit den Speicherfolien gemachten Aufnahmen eine Charakterisierung der von Schuss zu Schuss erhaltenen Moiré-Muster. Im Anschluss daran werden die weiteren Prozessierungsschritte von Objekt- und Referenzaufnahmen für die differentielle Phasenkontrast-Bildgebung motiviert und eine Rekonstruktion des Transmissions-, Dunkelfeld- und differentiellen Phasenbildes durchgeführt. Zuletzt erfolgt die Untersuchung einer Korrelation der durch die Analyse der Speicherfolienaufnahmen gewonnenen Parameter mit denen des PHELIX-Lasersystems.

6.1. Verarbeitung der Speicherfolienaufnahmen

In der lichtdichten Transportbox des portablen Talbot-Interferometers, vgl. Abbildung 5.1 (2) auf Seite 37 in Abschnitt 5.1, wurden mehrere Speicherfolien hintereinander gestapelt und fixiert, da die Kombination der einzelnen Speicherfolienaufnahmen eine höhere Bildqualität verspricht (Borm, Gärtner, Khaghani & Neumayer, 2016). Dies lässt sich auf eine höhere Zahl detektierter Photonen zurückführen, was einer Erhöhung der Nachweiseffizienz des Detektorsystems gleichkommt (Borm et al., 2016).

Nach jedem PHELIX-Schuss wurden die in der lichtdichten Transportbox hintereinander gestapelten Speicherfolien zum Auslesescanner gebracht und mit diesem digitalisiert. Dabei werden Speicherfolien mit einem optischen Laser gescannt, typischerweise mit einem He-Ne-Laser ($\lambda = 632.8\,\text{nm}$) (Meadowcroft et al., 2008). Das Laserlicht regt Photoelektronen zur Rekombination an, die zuvor aufgrund ionisierender Röntgenstrahlung emittiert und in Gitterdefekten des Speicherfolienmediums gefangen wurden (Meadowcroft et al., 2008). Dieses besteht meist aus photostimulierbaren BaF(Br,I):Eu^{2+}- Phosphorkristallen (Meadowcroft et al., 2008; Maddox et al., 2011; Fiksel et al., 2012). Bei der Rekombination der Photoelektronen wird Strahlung im Bereich des sichtbaren Lichts freigesetzt, welche aufgrund des geschilderten Prozesses auch als *photostimulierte Lumineszens (PSL)* bezeichnet und im Scanner gewöhnlich durch Photomultiplier detektiert und anschließend digitalisiert wird (Meadowcroft et al., 2008; Fiksel et al., 2012; Ren et al., 2017). Die Intensität der PSL ist proportional zu der Röntgenstrahlung, die davor auf die Speicherfolie eingefallen ist (Fiksel et al., 2012). Die als logarithmisches Graustufenbild mit einer Pixelgröße von $50\,\mu\text{m} \times 50\,\mu\text{m}$ gespeicherten Scanner-Aufnahmen wurden anschließend gemäß der in Maddox et al. (2011) motivierten Formel in die nach dem Entstehungsprozess des Signals bezeichnete physikalische Einheit PSL umgerechnet.

Ein solcher Scan von vier gestapelten Speicherfolien ist in Abbildung 6.1 a) dargestellt. Die Reihenfolge der eingescannten Folien entspricht hierbei ihrer Positionierung in der Box. Wie die zu beobachtende Abschwächung der Intensität pro Speicherfolie bereits nahelegt,

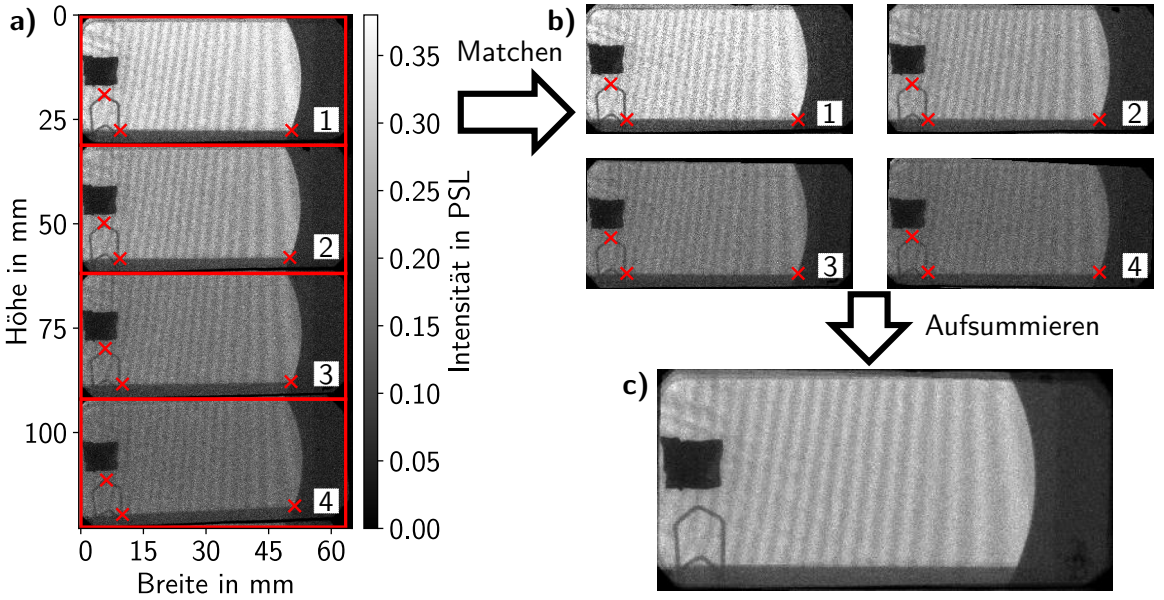


Abbildung 6.1.: a) Durch den Auslesescanner digitalisierte Aufnahmen eines Referenz-Moiré-Musters durch vier einzelne Speicherfolien, welche hintereinander gestapelt wurden. Die Reihenfolge der Speicherfolien entspricht dabei ihrer Positionierung in der lichtdichten Box, wobei Speicherfolie 1 der Strahlungsquelle am nächsten war. Jeweils unten links sind eine Büroklammer und ein darüber befindlicher Bleiklotz zu erkennen, welche außen an der Speicherfolien-Box angebracht wurden. Die rechteckigen roten Umrahmungen um die Speicherfolien markieren die aus einer groben, automatisierten Abschätzung erhaltenen Schnittkanten. **b)** Zugeschnittene und anhand der mit rotem „x“ markierten Stellen gematchte Speicherfolienaufnahmen. **c)** Summe der gematchten Speicherfolienaufnahmen.

war die oberste Speicherfolie der Strahlungsquelle am nächsten.

Ziel ist es nun, gemäß Borm et al. (2016) die Aufnahmen der einzelnen Speicherfolien aufzuaddieren, um eine Verbesserung der Bildqualität zu ermöglichen. Mit dem Vorwissen der bekannten Größe der Speicherfolien von ca. $62\,\mathrm{mm} \times 31\,\mathrm{mm}$ und der Gegebenheit, dass der freie Platz zwischen den einzelnen Speicherfolien nach deren Digitalisierung und der Umrechnung in PSL minimale Intensitätswerte aufweist, wurde an den relevanten Stellen eine grobe, automatisierte Abschätzung der Schnittkanten generiert. Diese sind in Abbildung 6.1 a) als rote Ränder um die jeweiligen Speicherfolien markiert. Ein Blick auf Abbildung 6.1 a) zeigt zudem, dass die Speicherfolien innerhalb der abgeschätzten Schnittkanten nicht gleich ausgerichtet sind. Um Verschmierungen und damit einen verminderten Kontrast des Moiré-Musters der Summe der einzelnen Speicherfolien zu vermeiden, ist es jedoch essenziell wichtig, dass die einzelnen Speicherfolienaufnahmen gleich ausgerichtet sind. Da sich dies durch das manuelle Anbringen der Speicherfolien auf der magnetischen Platte des Scanners nicht mit der erforderlichen Präzision realisieren ließ, galt es nun, dies für die digitalisierten Aufnahmen mit Hilfe geeigneter Bildbearbeitungsalgorithmen umzusetzen. Der dabei stattfindende Prozess des Angleichens der Ausrichtung der digitalisierten Speicherfolienaufnahmen wird fortan auch der englischsprachigen Fachliteratur entspre-

chend als *Matching* bzw. *Matchen* bezeichnet und die dadurch erhaltenen Aufnahmen als *gematchte* Aufnahmen.

Dazu wurden zunächst in den vier Speicherfolienaufnahmen jeweils manuell Kontrollpunkte ausgewählt, die nach dem Matching übereinstimmen sollten, wie beispielsweise die in Abbildung 6.1 a) jeweils mit einem rotem „x“ markierte Spitze der links unten abgebildeten Büroklammer, der Schnittpunkt von dieser mit dem Bild der Objekt-Plattform und der Schnittpunkt dessen mit der Abbildung des Kreisbogens des Gitterrandes von G2. Die manuelle Wahl dieser Punkte ist nicht immer exakt und kann auf der Größenordnung mehrerer Pixel abweichen. Um dies zu korrigieren, wurde zusätzlich der auf Kreuz-Korrelationen basierende Matching-Algorithmus *cpcorr* der *image processing toolbox* (Mathworks, 2016a) von Matlab verwendet. Diesem wurden die manuell ausgewählten Kontrollpunkte der obersten Speicherfolie als Fixpunkte übergeben und dann jeweils die ausgewählten Punkte der weiteren Speicherfolien als bewegliche Kontrollpunkte. Der Algorithmus verschiebt die Position der beweglichen Kontrollpunkte um bis zu vier Pixel und sucht für diese innerhalb dieses Bereichs neue, hinsichtlich einer möglichst guten Übereinstimmung mit den Fixpunkten der ersten Speicherfolie optimierte Koordinaten. Dies erfolgt mit einer Präzision von bis zu einem Zehntel Pixel. Auf diese Weise erhält man jeweils für die zweite bis vierte Speicherfolie auf Subpixel-Genauigkeit optimierte Koordinaten der beweglichen Kontrollpunkte, die mit den fixierten Kontrollpunkten der ersten Speicherfolie möglichst gut übereinstimmen. Für das Aufsummieren der Speicherfolienaufnahmen ist es nun essenziell, dass diese markierten, übereinstimmenden Feature-Punkte auch die gleichen Pixel-Koordinaten erhalten. Um dies zu realisieren, wird die nötige geometrische Transformation (Drehung, Streckung bzw. Stauchung, laterale Verschiebung) der Speicherfolienaufnahmen mit der Matlab-Funktion *fitgeotrans* berechnet und mit *imwarp* durchgeführt. Diese sind ebenfalls in der *image processing toolbox* von Matlab enthalten und dokumentiert (Mathworks, 2016a). Abbildung 6.1 b) zeigt die so erhaltenen, gleich ausgerichteten und zuvor anhand der Schnittkanten ausgeschnittenen Speicherfolien. Beim Blick auf die in Abbildung 6.1 c) dargestellte Summe der Intensitäten der vier einzelnen Speicherfolien zeichnet sich schon die von Borm et al. (2016) prognostizierte bessere Bildqualität ab. Diese soll im folgenden Abschnitt für die einzelnen Schüsse genauer und quantitativ untersucht werden.

6.2. Analyse der Freifeld-Aufnahmen

Während der fünftägigen Strahlzeit wurden 23 PHELIX-Schüsse durchgeführt. In Abbildung 6.2 ist eine Übersicht über die mit dem Talbot-Interferometer gewonnenen und gemäß des im vorigen Abschnitt beschriebenen Verfahrens gematchten und aufsummierten Aufnahmen von jeweils vier hintereinander gestapelten Speicherfolien dargestellt. Der rote Rahmen markiert einen ausgewählten Bereich von Interesse, im Folgenden mit ROI[1] abgekürzt, in dem sich kein Objekt befindet und welcher demnach nur Freifeld enthält, das in den folgenden Auswertungen untersucht werden soll. Da nicht bei jedem Schuss gemessen wurde und es bei einzelnen Aufnahmen aufgrund der Größe der Objekte nicht möglich war,

[1] Stammend von der englischsprachigen Entsprechung *region of interest*.

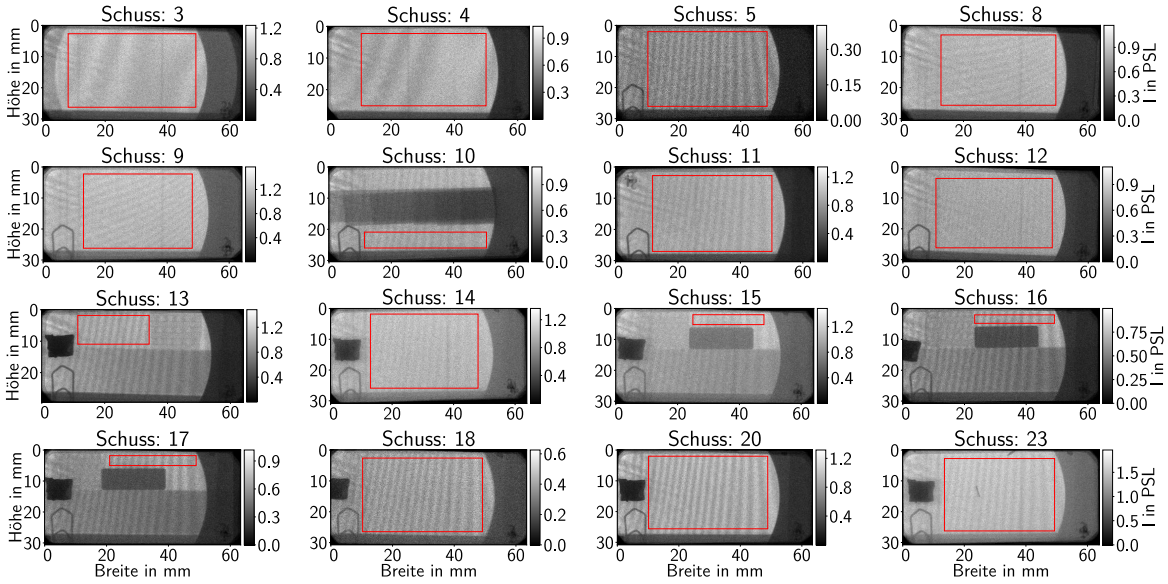


Abbildung 6.2.: Für verschiedene, ausgewählte Backlighter-Schüsse erhaltene Summen über jeweils vier hintereinander gestapelte und anschließend gematchte Speicherfolienaufnahmen. Die roten Rechtecke markieren dabei Bereiche von Interesse, die kein Objekt enthalten und somit für die Auswertung der Freifeld-Signaturen verwendet werden können.

eine hinreichend große ROI auszuwählen, enthält die Übersicht nur die Intensitätssignaturen von 16 Schüssen, welche gemäß der Reihenfolge der jeweiligen Backlighter-Schüsse der Strahlzeit nummeriert sind.

6.2.1. Untersuchung des Aufsummierens der Speicherfolien

In Abbildung 6.3 a) sind exemplarisch für den Backlighter-Schuss 20 die einzelnen Aufnahmen der in Abbildung 6.2 markierten Freifeld-ROI für die vier hintereinander gestapelten Speicherfolien (IP1 bis IP4) dargestellt. Die Abschwächung der einfallenden Strahlung durch die Speicherfolien manifestiert sich in den von IP1 zu IP4 sinkenden Intensitätswerten. Zudem ist ein Abnehmen des Kontrasts des Moiré-Musters von Speicherfolie zu Speicherfolie wahrnehmbar. Diese Beobachtungen werden durch den ebenfalls mit abgebildeten Intensitätsverlauf der mittleren Zeile der ROI besser quantifizierbar und entsprechend bestätigt. Das Rauschniveau nimmt von IP1 bis IP4 derart zu, dass die Periodizität des Moiré-Musters kaum noch wahrnehmbar ist. Entsprechend erschwert und unsicher wird die Bestimmung der Visibilität des Musters. Der Vorteil, den das Matching und anschließende Aufsummieren der Speicherfolienaufnahmen mit sich bringt, lässt sich direkt aus der darunter befindlichen Abbildung 6.3 b) erkennen. Hier sind zusätzlich zur Aufnahme der vordersten Speicherfolie IP1 die Summen, die durch das sukzessive Addieren der gematchten Aufnahmen der dahinter gestapelten weiteren Speicherfolien IP2-4 erhalten wurden, nebst Intensitätsverlauf der jeweils mittleren ROI-Zeile abgebildet. Durch das sukzessive Aufsummieren erhöht sich die Zahl der zum Intensitätssignal beitragenden detektierten Photonen. Die damit einhergehende Reduktion des Rauschniveaus erleichtert die Bestim-

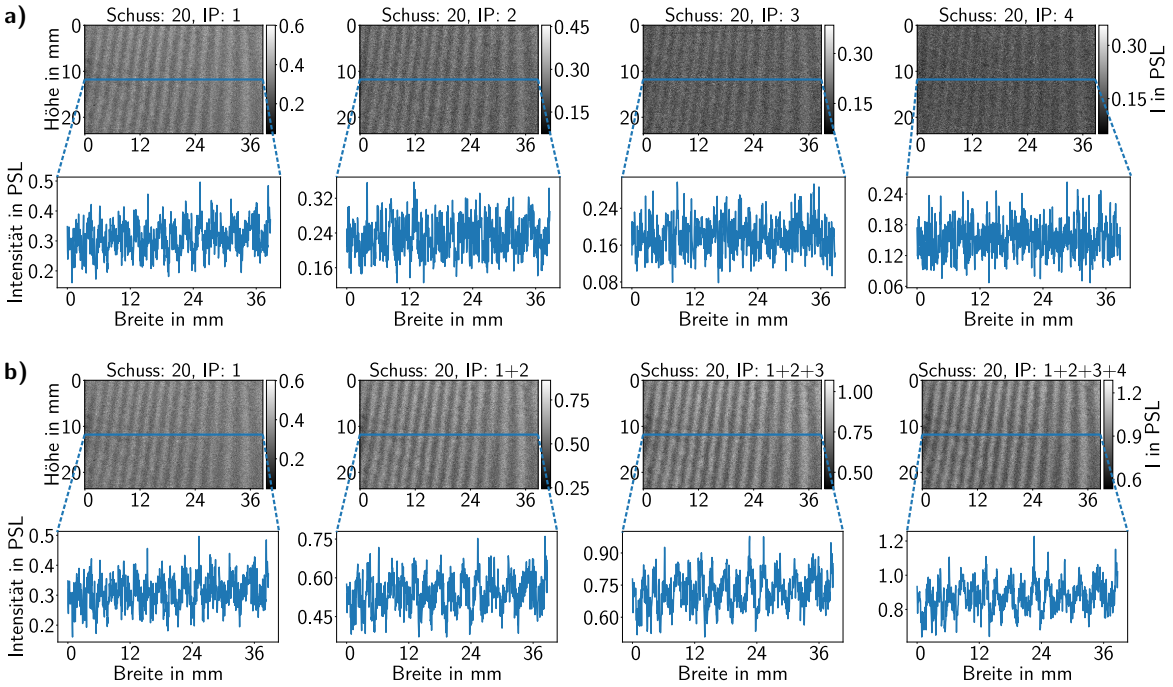


Abbildung 6.3.: a) Aufnahmen der vier hintereinander gestapelten Speicherfolien (IP1 bis IP4) des Backlighter-Schusses 20 mit einem Liniendiagramm des Intensitätsverlaufs in der blau markierten mittleren Zeile der Speicherfolie. **b)** Intensitätssignaturen mit Intensitätsverlauf der mittleren Zeile der gematchten und aufaddierten Aufnahmen der hintereinander gestapelten Speicherfolien, beginnend mit der Aufnahme der vordersten Folie IP1 gefolgt von der Summe aus IP1 und IP2 über die Summe aus den vordersten drei bis bis hin zur Summe über alle vier Speicherfolien.

mung des Kontrasts der Moiré-Streifen, deren Beeinflussung durch ein Objekt den zu rekonstruierenden Phasenschub codiert. Dementsprechend ist eine höhere Qualität der aus den gestapelten Aufnahmen rekonstruierten Phasenkontrast-Bilder zu erwarten, was in Abschnitt 6.3 dieses Kapitels genauer untersucht wird.

Diese anhand von Abbildung 6.3 gemachten Beobachtungen bestätigen sich auch für die entsprechenden Aufnahmen der weiteren Backlighter-Schüsse, vgl. Abbildungen A.1 und A.3 auf den Seiten 153 bzw. 155 im Anhang, sowie für den exemplarisch für die mittlere Zeile der ROI ausgewählten Intensitätsverlauf, vgl. Abbildungen A.2 und A.4 auf den Seiten 154 bzw. 156 im Anhang.

Im nun folgenden Abschnitt sollen die eben gewonnenen qualitativen Erkenntnisse zu den gemessenen Moiré-Signaturen der einzelnen und aufsummierten Speicherfolien im Rahmen einer quantitativen Analyse eingehender untersucht werden.

6.2.2. Charakterisierung der Moiré-Muster

Für die hier angestrebte Phasenkontrast-Bildgebung mittels Fourier-Imaging ist ein Moiré-Muster mit hoher Streifen-Frequenz wichtig, welches einen ausreichenden Kontrast (Visi-

bilität) aufweist. Je höher dieser und je geringer das Photonenrauschen ist, desto besser wird die Qualität der Rekonstruktionen (Revol, Kottler, Kaufmann, Straumann & Urban, 2010; Weber et al., 2011). Auch sollte sich das Moiré-Muster zwischen Referenz- und Objektaufnahme im Freifeld-Bereich im Idealfall nicht ändern, damit der Einfluss des Objektes auf das Muster eindeutig und zweifelsfrei bestimmt werden kann.

Ab Backlighter-Schuss 10 wurde die relative Ausrichtung der Gitter zueinander und damit das Moiré-Muster nicht mehr verändert, vgl. Abbildung 6.2. Entsprechend eigenen sich die Speicherfolienaufnahmen zwischen Schuss 10 und 23 für eine systematische Analyse der Moiré-Muster, insbesondere im Hinblick auf deren Visibilität. Von diesen wurden die Aufnahmen der Schüsse 10, 11, 13, 16, 17, 18, 20 und 23 in die folgende systematische Untersuchung aufgenommen, da sie schon in den Rohaufnahmen einen gut wahrnehmbaren Kontrast der Moiré-Streifen aufweisen, wohingegen dieser beispielsweise für die Aufnahmen der Schüsse 12 und 14 kaum vorhanden ist. Potenzielle Ursachen hierfür sind in der Fluktuation der Backlighter-Quelle von Schuss zu Schuss begründet. So kann nicht sichergestellt werden, dass jeder Backlighter-Draht nach Wechsel mit seinem zerstörten Vorgänger und damit verbundener Neupositionierung stets gleich getroffen wird. Auch variiert die Energie des Lasers, der den Backlighter-Draht bestrahlt, vgl. Abschnitt 6.4. Dies kann die Kohärenz und das Spektrum der Backlighter-Quelle beeinflussen, was direkten Einfluss auf die Visibilität des Moiré-Musters hat. Des Weiteren können die Moiré-Signaturen von Sekundär- und Streustrahlung überlagert werden, die von den Speicherfolien zusätzlich detektiert wird. Sekundär- bzw. Streustrahlung kann beispielsweise durch Wechselwirkung von Elektronen, Photonen und Protonen mit der umgebenden Materie (z.B. der Target-Kammer, den Gitterhaltern des Talbot-Interferometers, usw.) entstehen. Diese Elektronen, Photonen und Protonen werden beim Schockprozess des Hochintensitätslasers mit dem Material des Backlighter-Drahtes oder mit einem zu schockenden Target freigesetzt (Key et al., 1998; Cowan et al., 2000; Hatchett et al., 2000; Snavely et al., 2000; Wilks et al., 2001; Park et al., 2006; Park et al., 2008). Auch können die bei der Laser-Materie-Wechselwirkung entstandenen ionisierenden Teilchen direkt mit dem Speicherfolien-Medium wechselwirken und das Signal der zur Bildgebung genutzten Röntgenstrahlung überlagern.

Im Rahmen der nun folgenden systematischen Analyse wurden die Visibilitätskarten für die ausgewählten Freifeld-ROIs via Fourier-Imaging mit inklusivem Schnitt im Frequenzraum, wie in Abschnitt 2.4 ab Seite 19 beschrieben, rekonstruiert. Wie aus Abbildung 6.4 exemplarisch für den Backlighter-Schuss 20 hervorgeht, erfolgte dies für jeden untersuchten Schuss zunächst für jede der hintereinander gestapelten Speicherfolien einzeln, siehe Abbildung 6.4 a). Jeweils darunter sind die Häufigkeitsverteilungen der für jeden Pixel in der ROI erhaltenen Visibilitätswerte aufgetragen. Die Visibilitätswerte Vis_i der $i = 1, 2, \ldots, \mathrm{N}$ Pixel der ROI werden hierbei als Stichprobenmenge betrachtet, deren arithmetisches Mittel $\overline{\mathrm{Vis}}$ bzw. Standardabweichung s_{Vis} Schätzer für den Mittelwert bzw. die Standardabweichung der tatsächlichen Visibilitätsverteilung repräsentieren.

Wie Abbildung 6.4 a) entnommen werden kann, liegt ein hohes Rauschen von Pixel zu Pixel in den Visibilitätskarten vor, das sich in einer Standardabweichung s_{Vis} von über 50 % des jeweiligen Mittelwerts $\overline{\mathrm{Vis}}$ der Stichprobenmenge niederschlägt. Ein Blick auf die Intensitätswerte der dunklen und hellen Moiré-Streifen der in Abbildung 6.3 dargestellten Freifeld-ROIs lässt anhand der durch ebendiese Moiré-Streifen vorgegebenen PSL-Werte

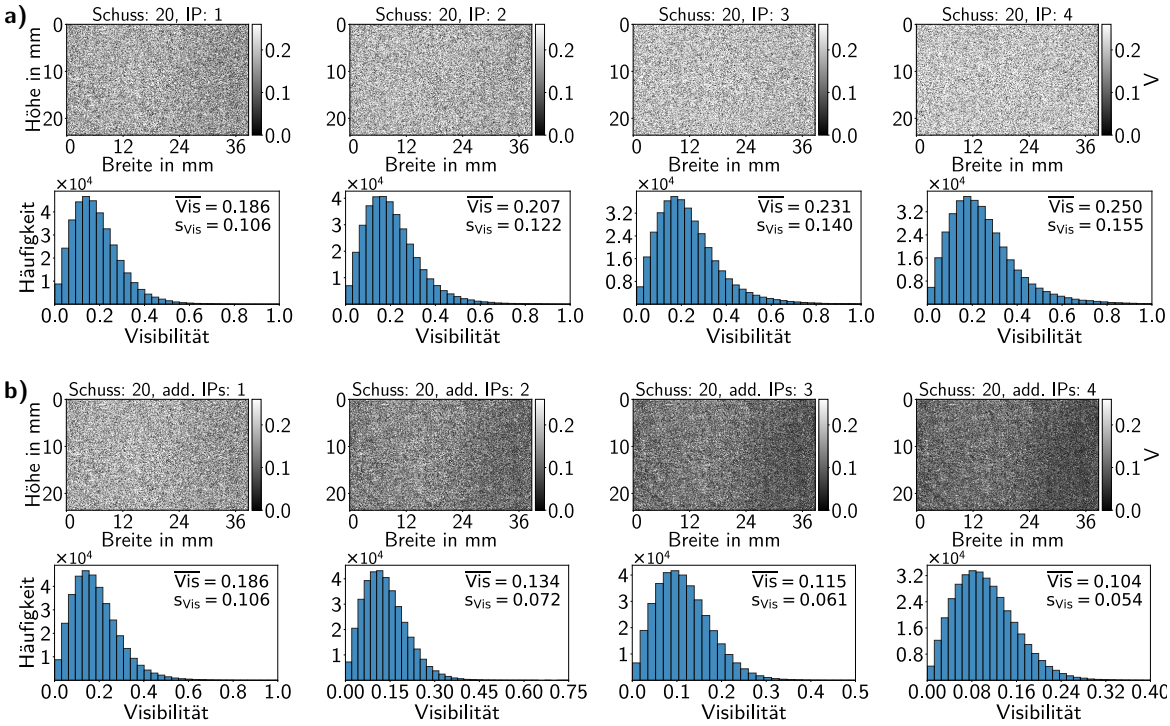


Abbildung 6.4.: Mittels Fourier-Imaging mit inklusivem Schnitt im Frequenzraum rekonstruierte Visibilitätskarten der für den Backlighter-Schuss 20 ausgewählten Freifeld-ROIs: **a)** der vier hintereinander gestapelten Speicherfolien (IP1-IP4) einzeln und **b)** nach deren Matching und sukzessivem Aufaddieren. Jeweils darunter befindlich die entsprechenden Häufigkeitsverteilungen der Visibilitätswerte jedes Pixels der ROI.

der lokalen Minima und Maxima den Schluss zu, dass der Kontrast und damit die Visibilität der Moiré-Streifen erkennbar unter 33 % liegt. Die Histogramme in Abbildung 6.4 a) zeigen, dass es auch einige Pixel mit deutlich davon abweichenden Visibilitätswerten von über 60 % gibt. Diese sorgen für den hohen Wert von s_{Vis} relativ zum Mittelwert $\overline{Vis}$ und lassen sich auf durch das Photonenrauschen induzierte Ausreißer im Intensitätsverlauf zurückführen, vgl. Abbildung 6.3. Da das Rauschniveau von der vordersten Speicherfolie IP1 bis zur hintersten IP4 stets zunimmt, erhöht sich auch die Zahl der pixelweisen Ausreißer im Intensitätsverlauf und damit einhergehend auch der pixelweisen Ausreißer zu hohen Werten in den rekonstruierten Visibilitäten, wie die Häufigkeitsverteilungen von Abbildung 6.4 a) bestätigen. Dies führt insgesamt neben einer Erhöhung der Standardabweichung s_{Vis} auch zu einer Erhöhung des Mittelwerts $\overline{Vis}$ für die jeweils hintereinander in Strahlrichtung positionierten Speicherfolien.

Darüber hinaus absorbieren die Folien einen Teil der einfallenden Strahlung und härten somit das Spektrum für die dahinter befindlichen Speicherfolien auf. Da die Visibilität vom Spektrum abhängig ist (Bartl et al., 2011; Weber et al., 2012), kann diese Änderung des für die hintereinanderliegenden Speicherfolien jeweils wahrnehmbaren Spektrums auch zusätzlichen Einfluss auf den von diesen registrierten Kontrast der Moiré-Streifen und damit ihrer Visibilität haben.

Der Einfluss des Aufaddierens der gematchten Aufnahmen der vier hintereinander gestapelten Speicherfolien auf die rekonstruierte Freifeld-Visibilität ist in Abbildung 6.4 b) gezeigt. Die schon in den Intensitätsbildern von Abbildung 6.3 b) wahrnehmbare Reduktion des Rauschniveaus durch das Aufaddieren der Speicherfolien führt auch zu einem zunehmend reduzierten Rauschen der Visibilitätskarten. Auch gewinnt man Information über den lokalen Verlauf der Visibilität. So lässt sich ab der Summe der Speicherfolien IP1 und IP2 – und für das weitere Aufaddieren von IP3 bzw. IP4 noch verstärkt – ein Abfall der Visibilität von der Mitte der Speicherfolie bis zum rechten Rand der ROI konstatieren, der für die vorderste Speicherfolie (IP1) allein nur in Ansätzen zu erahnen ist. Die beobachtete Reduzierung der Visibilität zum Rand der ROI hin lässt sich auf das Absorptionsgitter G2 zurückführen, dessen Stege vertikal - entlang der Höhe der Speicherfolien - ausgerichtet waren. G2 sowie das gesamte Talbot-Interferometer werden von einem kegelförmigen Ausschnitt des Strahlungsfeldes des Backlighters erfasst, welcher in guter Näherung als isotrop emittierende Punktquelle betrachtet werden kann (Borm et al., 2019). Sind die Stege nicht perfekt entlang des durch die Kegelstrahlgeometrie vorgegebenen Strahlverlaufs ausgerichtet, so kann es zu den Rändern hin vorkommen, dass das G2 nicht mehr ideal als schwarz-weiß Gitter funktioniert und Strahlen geblockt werden, die im Idealfall ungehindert das Gitter passieren sollten. Dieser auch als *Abschattung* bezeichnete Effekt führt in diesen Bereichen zu einer Reduzierung der Visibilität, siehe beispielsweise Bartl (2010) oder Schuster (2016). Korrigiert werden kann die Abschattung durch die Verwendung von gebogenen Gitterhaltern (Mohr et al., 2012; Schuster, 2016; Schröter et al., 2017), die das G2 an den von der Kegelstrahlgeometrie vorgegebenen Strahlverlauf anpassen. Zwar wurden für diese Strahlzeit gebogene Gitterhalter verwendet. Leider stand kein Gitterhalter zur Verfügung, dessen Biegeradius exakt dem einstellbaren Abstand von G2 zur Backlighter-Quelle am PHELIX-Experiment entspricht.

Auffällig mit Blick auf die Visibilitätsverteilungen in Abbildung 6.4 b) ist, dass neben der Stichproben-Standardabweichung s_{Vis} auch der Mittelwert $\overline{\mathrm{Vis}}$ mit jeder weiteren aufaddierten Speicherfolie sinkt. Dies steht zunächst im Widerspruch zu der Tatsache, dass für die einzelnen hintereinander gestapelten Speicherfolien eine zunehmende Visibilität rekonstruiert wurde. Man würde für das Aufaddieren von periodischen Mustern mit steigender Visibilität auch eine höhere Visibilität ihrer Summe erwarten. Dies ist jedoch weder für die hier exemplarisch im Detail gezeigten rekonstruierten Visibilitätsverteilungen von Schuss 20 der Fall noch für die der sieben weiteren untersuchten Schüsse mit gleich eingestelltem Moiré-Muster, wie man Abbildung 6.5 entnehmen kann. In dieser sind die Stichproben-Mittelwerte $\overline{\mathrm{Vis}}$ für die einzelnen und die nach dem Matching sukzessive aufsummierten Speicherfolienaufnahmen der acht analysierten Backlighter-Schüsse aufgetragen. Dabei entsprechen die Fehlerbalken nicht dem Standard-Fehler des Mittelwert-Schätzers $\overline{\mathrm{Vis}}$ der jeweiligen Visibilitätsverteilungen, welcher aufgrund der großen Zahl an Pixeln einer jeden ROI vernachlässigbar ist, sondern dem Schätzer der Standardabweichung s_{Vis}. Die Abbildung 6.5 zugrundeliegenden Visibilitätskarten und -histogramme sind im Anhang in den Abbildungen A.5 bzw. A.6 auf den Seiten 157 bzw. 158 für die einzelnen sowie in den Abbildungen A.7 bzw. A.8 auf den Seiten 159 bzw. 160 für die aufaddierten Speicherfolienaufnahmen einzusehen. Diesen scheinbaren Widerspruch, dass nach dem Matching und dem sukzessiven Aufaddieren der Speicherfolien die mittlere Visibilität sinkt, obwohl sie für

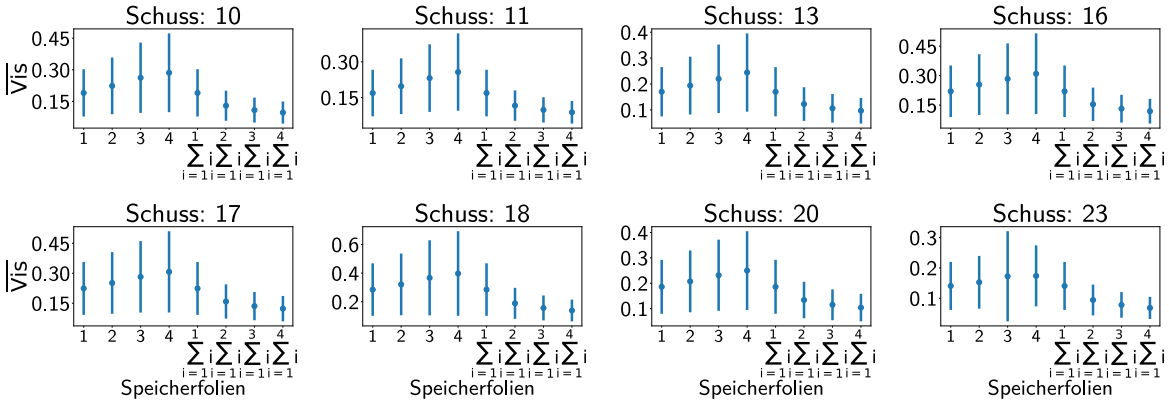


Abbildung 6.5.: Schätzer $\overline{\text{Vis}}$ für die Mittelwerte der rekonstruierten Visibilitätsverteilungen der jeweils einzelnen und nach dem Matching sukzessive aufaddierten Aufnahmen der hintereinander gestapelten Speicherfolien (IP1 bis IP4) der acht analysierten Backlighter-Schüsse mit gleich eingestelltem Moiré-Muster. Die Fehlerbalken repräsentieren dabei den Schätzer s_{Vis} der Standardabweichung der Visibilitätsverteilung.

die einzeln rekonstruierten Speicherfolienaufnahmen steigt, gilt es nun aufzuklären.

Es besteht die Möglichkeit, dass es im Zuge des Matching-Prozesses zu einer Reduktion des Kontrasts und damit der Visibilität der Moiré-Muster der aufaddierten Speicherfolienaufnahmen kommt. So kann es aufgrund der durch die beim Einscannen stattfindende Diskretisierung der (kontinuierlichen) Speicherfolienaufnahmen auf eine Pixelmatrix in Folge von vorausgegangen geometrischen Transformationen, um, wie in Abschnitt 6.1 beschrieben, pixelweise Übereinstimmung gleicher Signaturen zu realisieren, zu Bildartefakten kommen, welche die Visibilität der Moiré-Streifen aufsummierter Aufnahmen bzw. deren Rekonstruktion beeinflussen. Da aber die nach dem Matching und Aufaddieren erhaltenen Rohbilder in Abbildung 6.3 b) keine mit bloßem Auge erkennbaren Artefakte verglichen zu den Rohaufnahmen der einzelnen Speicherfolien in Abbildung 6.3 a) aufweisen, ist der eben geschilderte, mögliche Einfluss des Matching-Prozesses vernachlässigbar.

Der Hauptgrund für das Sinken der Visibilität mit dem sukzessiven Aufaddieren der gematchten Speicherfolienaufnahmen ist im dominierenden Photonenrauschen zu sehen. Wie bereits anhand der Untersuchung der Intensitätsverläufe in Abbildung 6.3 a) eruiert, nimmt das Rauschniveau für jeweils hintereinander liegende Speicherfolien zu, erschwert die Rekonstruktion des eigentlichen Kontrasts und führt durch Ausreißer, die es dabei vermehrt verursacht, zu einer Erhöhung des Mittelwerts $\overline{\text{Vis}}$, aber auch der Standardabweichung s_{Vis}. Durch das Aufaddieren der gematchten Speicherfolienaufnahmen wird aufgrund der erhöhten Photonenanzahl das Rauschniveau verringert, d.h. die rauschbedingten Ausreißer reduzieren bzw. nivellieren sich und der eigentliche Kontrast des Moiré-Musters wird gut erkennbar, vgl. Abbildung 6.3 b). Dieser Kontrast liegt entsprechend signifikant unter den Stichproben-Mittelwerten der rekonstruierten Visibilitätsverteilungen für die rauschdominierten einzelnen Speicherfolienaufnahmen.

Da beim sukzessiven Aufsummieren neben dem Stichproben-Mittelwert $\overline{\text{Vis}}$ auch die Stichproben-Standardabweichung s_{Vis} der Visibilitätsverteilungen abnimmt, ist es inter-

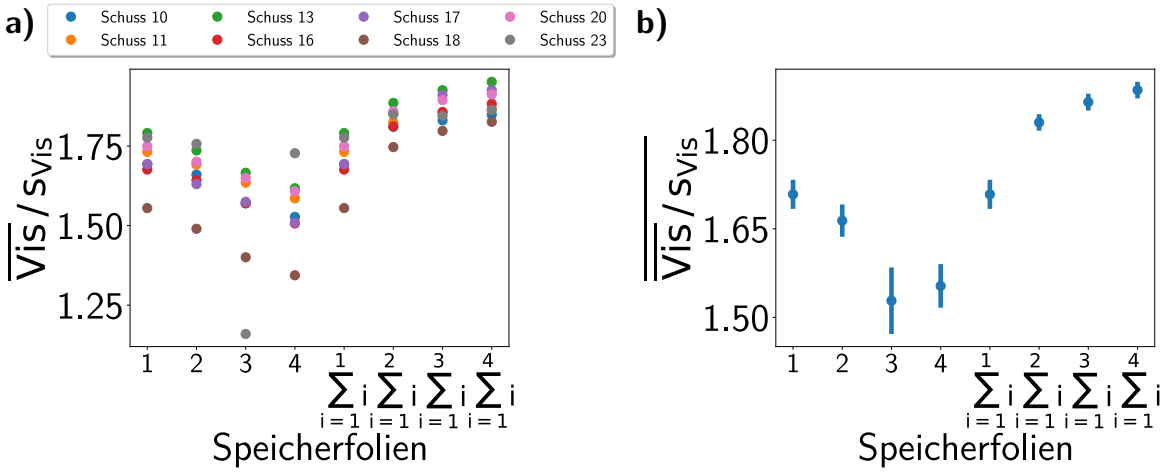


Abbildung 6.6.: a) Aus den Visibilitätsverteilungen der jeweils einzelnen und sukzessive aufaddierten Speicherfolienaufnahmen der acht untersuchten Schüsse mit gleich eingestellten Moiré-Muster erhaltene SNR-Werte. **b)** Aus den SNR-Werten von **a)** für die jeweils einzelnen und sukzessive aufaddierten Speicherfolienaufnahmen berechnete Mittelwerte mit Standardfehler.

essant, das Verhältnis dieser beiden statistischen Kennzahlen zu analysieren. Dieses Verhältnis von $\overline{\mathrm{Vis}}$ zu s_{Vis} repräsentiert für die Visibilitätskarten der ausgewählten Freifeld-ROIs ein *Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR*[2]), welches nun für alle acht zu untersuchenden Schüsse mit gleich eingestelltem Moiré-Muster analysiert werden soll.

In Abbildung 6.6 a) ist dieses SNR für die acht Schüsse jeweils für die einzelnen Speicherfolienaufnahmen und ihre sukzessiv gebildeten Summen aufgetragen. Das für die Aufnahme der dritten Speicherfolie von Schuss 23 auffallende, im Vergleich signifikant niedrigere und vom sich abzeichnenden Verlauf abweichende SNR ist auf einen auf der eingescannten Folie befindlichen Fremdkörper, vermutlich ein Staubkorn, zurückzuführen. Im entsprechenden Rohbild der einzelnen Folie gut erkennbar, vgl. Abbildung A.1 auf Seite 153 im Anhang, verhindert dieser Fremdkörper eine Rekonstruktion der eigentlichen Freifeld-Visibilität in diesem Bereich. Die in Abbildung A.5 auf Seite 157 im Anhang erkennbare Abweichung von den umgebenden Freifeld-Visibilitätswerten sorgt für eine signifikante Erhöhung der Stichproben-Standardabweichung und damit für den gemessenen signifikanten Abfall des SNR bei dieser Aufnahme. Ebenso wirkt sich der Einfluss des Fremdpartikels auf die letzten beiden aufsummierten Aufnahmen aus, ab denen die Aufnahme der dritten Speicherfolie mit in die Summe einfließt, vgl. Abbildung 6.2 auf Seite 48 und Abbildung A.3 auf Seite 155 im Anhang. Die hierfür erhaltenen SNR-Werte für Schuss 23 in Abbildung 6.6 a) sind entsprechend niedriger als der anhand der SNR-Werte der anderen Schüsse zu erwartende Verlauf. Dies beeinflusst auch die über die untersuchten Schüsse gemittelten Signal-zu-Rausch-Verhältnisse in Abbildung 6.6 b). Der hierbei in den Fehlerbalken quantifizierte Fehler des Mittelwerts $\Delta\overline{\mathrm{SNR}} := \Delta\overline{\mathrm{Vis}}/s_{\mathrm{Vis}}$ der Stichprobe wird auch als dessen *Standardfehler* bezeichnet und berechnet sich aus der Stichproben-Standardabweichung $s_{\mathrm{SNR}} := s_{\overline{\mathrm{Vis}}/s_{\mathrm{Vis}}}$

[2]Die Abkürzung SNR entstammt der entsprechenden englischen Bezeichnung *signal-to-noise ratio*.

und der Gesamtzahl der Stichproben-Elemente N wie folgt, siehe z.B. Rice (2007), Brandt (2014):

$$\Delta\overline{\mathrm{SNR}} = \frac{1}{\sqrt{\mathrm{N}}} \cdot \mathrm{s}_{\mathrm{SNR}} \,, \tag{6.1}$$

wobei sich hier die Stichprobe aus den erhaltenen SNR-Werten der $\mathrm{N} = 8$ untersuchten Schüsse zusammensetzt. Der für die dritte Speicherfolie von Schuss 23 erhaltene SNR-Wert reduziert den gebildeten Mittelwert $\overline{\mathrm{SNR}} := \overline{\mathrm{Vis}}/\mathrm{s}_{\mathrm{Vis}}$, erhöht die Standardabweichung für die Stichprobe der dritten Speicherfolien und damit gemäß Gleichung 6.1 den Standardfehler des Mittelwerts, wie in Abbildung 6.6 b) nachzuvollziehen ist. Bei den Summen mit den weiteren Speicherfolien ohne Fremdpartikel wirkt sich der Einfluss von Folie 3 weniger stark aus, vgl. Abbildung 6.6 a). Da der Wert für die Speicherfolien-Summe bei Schuss 23 ab dem Addieren von Folie 3 noch innerhalb der Streuung der SNR-Werte der weiteren Schüsse liegt, hat dies keinen wahrnehmbaren Einfluss auf die entsprechenden Mittelwerte in Abbildung 6.6 b).

Allgemein lässt sich zum Verlauf der SNR-Werte für die untersuchten Schüsse ein Abfallen für die einzelnen hintereinander gestapelten Speicherfolien mit ihrer Positionierung in Strahlrichtung feststellen. Dies bedeutet, dass die Stichproben-Standardabweichung $\mathrm{s}_{\mathrm{Vis}}$ für die Aufnahmen von IP1 bis IP4 stärker zunimmt als der ebenfalls zunehmende Stichproben-Mittelwert $\overline{\mathrm{Vis}}$, vgl. Abbildung 6.5. Hier führt also die Zunahme des Rauschniveaus und die damit verbundene Zunahme der Unsicherheit in der Bestimmung der Visibilität zu einem Abfall des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses. Umgekehrt verhält es sich beim sukzessiven Aufaddieren der gematchten Speicherfolienaufnahmen. Zwar nimmt hierbei der Stichproben-Mittelwert $\overline{\mathrm{Vis}}$ mit jeder weiteren aufaddierten Speicherfolie ab, vgl. Abbildung 6.5, die Stichproben-Standardabweichung $\mathrm{s}_{\mathrm{Vis}}$ wird jedoch im Verhältnis zu diesem noch stärker reduziert. Dies führt zum Ansteigen des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses mit jeder weiteren aufaddierten Speicherfolienaufnahme. Diese Analyse bestätigt und quantifiziert die bereits gemachten qualitativen Beobachtungen, dass sich das Rauschniveau in den Intensitätsrohbildern durch das Aufaddieren der hintereinander gestapelten Speicherfolien reduziert und der sich damit besser abzeichnende Kontrast der Moiré-Streifen auch entsprechend vorteilhaft für die Qualität der rekonstruierten Visibilitätsverteilung ist. Die mit dem Aufaddieren verbundene Erhöhung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses der Visibilitätskarten als für die Bildgebung wichtigen Qualitätsparameter verspricht demzufolge auch eine verbesserte Qualität der rekonstruierten Phasenkontrast-Bilder. Dies wird im Abschnitt 6.3 dieses Kapitels genauer untersucht und quantifiziert.

Die durch das Matching und das anschließende Aufaddieren erhaltene Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses der Visibilitätskarten zeigt nicht nur, dass sich der betriebene Aufwand im Zuge des Matching-Prozesses lohnt, sondern auch, dass dieser erfolgreich und sehr präzise funktioniert. Um zu untersuchen, wie sich das Photonenanzahlrauschen bei perfektem Matching für die beobachteten Signaturen verantwortlich zeichnet, soll im Folgenden ein Toy-Modell[3] motiviert und analysiert werden.

[3] Spielzeugmodell (englisch: *toy model*). Terminus technicus für ein stark vereinfachtes und idealisiertes Modell, das einen leichten Zugang zum und ein einfaches Verständnis des modellierten Sachverhalts und seiner Kern-Eigenschaften ermöglichen soll (Reutlinger, Hangleiter & Hartmann, 2018).

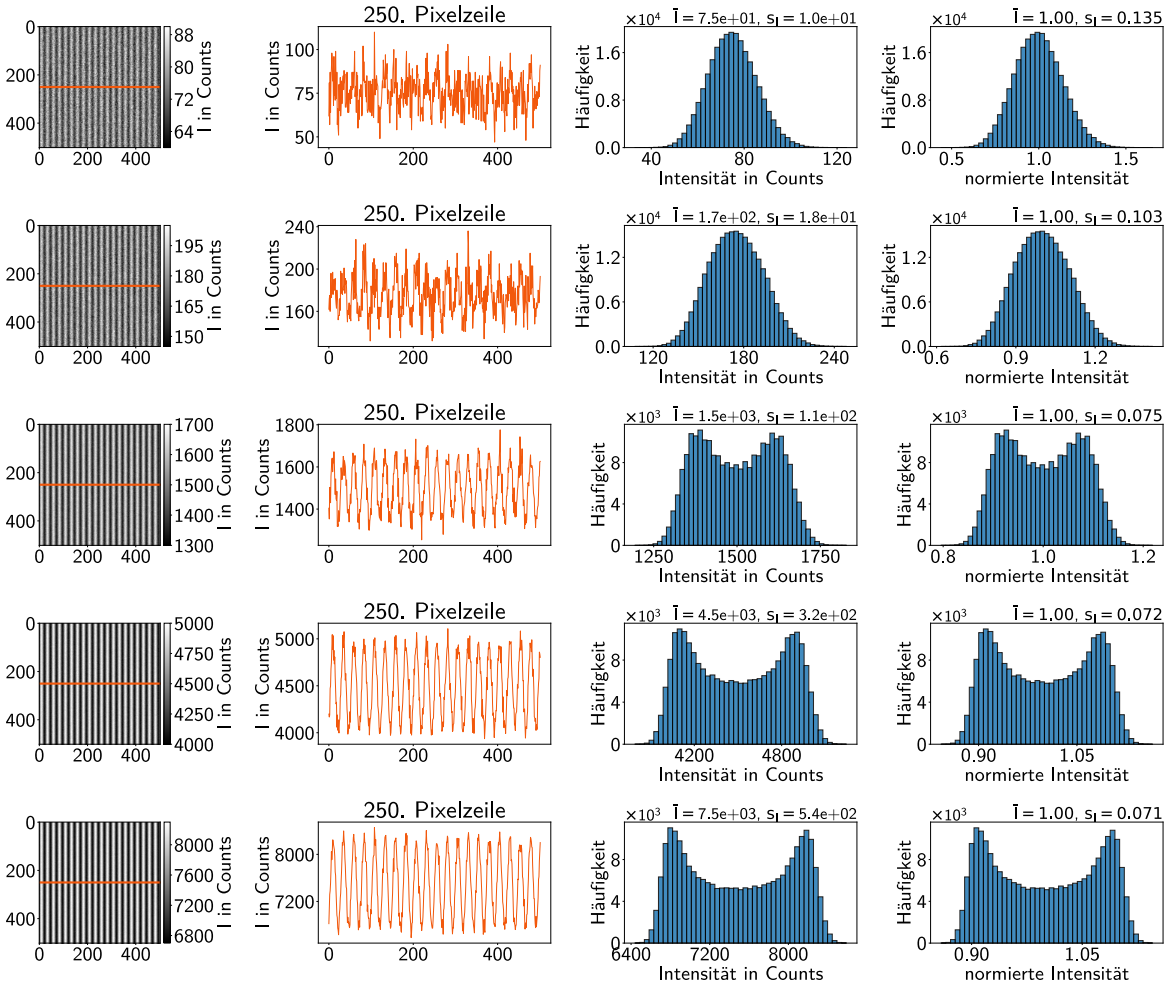


Abbildung 6.7.: Die gemäß des Toy-Modells der Moiré-Signaturen generierten sinusförmigen Streifenmuster, jeweils mit gleichem Kontrast von 10 % und unterschiedlichen mittleren Photonenanzahlen (Counts) von 75, 175, 1500, 4500 und 7500, bilden die erste Spalte der hier dargestellten Abbildungen. Daneben befindlich sind entsprechende Liniendiagramme der 250. Bildzeile. Die jeweils aus der gesamten Bildmatrix erhaltenen absoluten sowie mit dem Mittelwert normierten Intensitätsverteilungen der einzelnen Pixel sind der dritten bzw. vierten Spalte zu entnehmen. Die Mittelwerte und Standardabweichungen der absoluten Verteilungen sind als Überschrift der jeweiligen Histogramme in Einheiten von Counts gegeben, die der normierten Verteilungen entsprechend ohne Einheit.

6.2.3. Toy-Modell zur Untersuchung des Einflusses des Photonenrauschens auf die Rekonstruktion

Ziel der folgenden Untersuchung ist es, mit Hilfe eines Toy-Modells zu testen, wie der für die Phasenkontrast-Bildgebung verwendete Fourier-Imaging-Algorithmus bei verschiedenem Ausmaß des Rauschens performt. Dabei wurden mit den typischen Moiré-Signaturen der Strahlzeit vergleichbare Streifenmuster generiert. Für das Rauschen sollen die mit dem

Algorithmus rekonstruierten Visibilitätskarten und -verteilungen eines mit vorgegebenem Kontrast, d.h. mit bekannter Visibilität, modellierten Moiré-Streifenmusters analysiert und entsprechend Rückschlüsse auf die aus dem Experiment gewonnenen Erkenntnisse gezogen werden.

Da die im Experiment gemessenen Moiré-Streifenmuster einen mit Photonenrauschen versehenen, annähernd sinusförmigen Verlauf aufweisen, vgl. v.a. Abbildung 6.3 b) auf Seite 49 und Abbildung A.4 auf Seite 156 im Anhang, wird das Moiré-Streifenmuster – im Sinne des Toy-Modells – vereinfacht mit einer Sinusfunktion modelliert. Es wurde über eine Zeile von 501 Pixeln mit einer Periode von 24.67 Pixeln diskretisiert. Die Periode wurde bewusst nicht als ganzzahliges Vielfaches der Pixel gewählt, um so Artefakte zu vermeiden, die dadurch im Zuge der weiteren Verarbeitung entstehen können. Fünf solche Streifenmuster mit verschieden hohen Amplituden und Offsets, d.h. Intensitätsmittelwerten, wurden generiert, die jedoch alle einen vorgegebenen Kontrast von 10% haben, was in der Größenordnung der rekonstruierten Visibilitäten der Messungen der PHELIX-Strahlzeit liegt. Um ein der Messung entsprechendes zweidimensionales Moiré-Streifenmuster zu erhalten, wurden die bisher einzeilig über 501 Pixel modellierten Streifenmuster 501-mal repliziert und als Zeilen einer somit erhaltenen (501×501)-Matrix angeordnet. Damit wird ein perfekt vertikales Streifenmuster erzeugt, bei dessen Generierung implizit auch die idealisierenden Annahmen einflossen, dass perfekte Gitter ohne Defekte und ein perfektes und artefaktfreies Matching vorlagen. Unter der Annahme, dass die Zahl der detektierten Röntgenphotonen im Experiment einer Poisson-Statistik folgt, siehe beispielsweise Buzug (2008) für eine physikalische Motivation, wurden die so generierten 2D-Moiré-Signaturen mit einem Poisson-Rauschen versehen und man erhält die in der linken Spalte von Abbildung 6.7 dargestellten Intensitätsrohbilder. Das Rauschen wurde bewusst erst auf die 2D-Muster angewandt, um eine von Zeile zu Zeile identische Rausch-Signatur zu vermeiden. Wie man der Beschriftung der Intensitätsrohbilder bzw. den in den Liniendiagrammen der zweiten Spalte von Abbildung 6.7 dargestellten Intensitätsverläufen der mittleren Rohbild-Zeile entnehmen kann, wurden die Intensitätswerte in Einheiten von Counts modelliert. Die Counts entsprechen hierbei Photonenanzahlen, wie sie beispielsweise bei Verwendung von photonenzählenden Detektoren auch in Experimenten als Maß für die detektierte Intensität vorkommen. Diese Modellierung mit Photonenanzahlen hat den Vorteil, dass sie leicht und intuitiv nachzuvollziehen ist und direkt, d.h. ohne weitere Skalierungen, mit den gängigen auf einer Poisson-Verteilung basierenden Zufallszahlengeneratoren verrauscht werden kann.

Für die hier präsentierte Analyse erfolgte dies via Matlab mit der *Statistics and Machine Learning*-Toolbox (Mathworks, 2016c) entstammenden Funktion *poissrnd*. Diese generiert für jeden Pixel der übergebenen Matrix eine ganzzahlige Zufallszahl von einer Poisson-Verteilung mit dem Erwartungswert λ, der durch den Photonenanzahl-Wert des übergebenen Pixels definiert ist. Für die fünf wie eben beschrieben modellierten und in Abbildung 6.7 untereinander dargestellten Moiré-Streifenmuster wurden als mittlere Photonenanzahlen 75, 175, 1500, 4500 und 7500 gewählt.

Wie anhand der in der zweiten Spalte von Abbildung 6.7 dargestellten Liniendiagramme der Intensitätsverläufe der jeweils mittleren Rohbild-Zeile festgestellt werden kann, nimmt das Rauschniveau erwartungsgemäß mit einer Erhöhung der Photonenanzahl ab. Dies ist der Eigenschaft der Poisson-Verteilung geschuldet, dass ihre Standardabweichung der Wur-

zel aus dem Erwartungs- bzw. Mittelwert λ entspricht (Buzug, 2008). Demzufolge skaliert das Verhältnis von Standardabweichung zum Mittelwert mit $1/\sqrt{\lambda}$. Mit anderen Worten nimmt also der relative Einfluss von durch das Poisson-Rauschen induzierten Fluktuationen, wie beobachtet, mit erhöhter mittlerer Intensität ab. So ist das oberste Streifenmuster mit einer mittleren Photonenanzahl von 75 derart vom Rauschen dominiert, dass der sinusförmige Verlauf des Musters und damit auch dessen Kontrast kaum auszumachen ist. Etwas besser verhält es sich in der nächsten Zeile für das Muster mit einer mittleren Photonenanzahl von 175. Hier lässt sich die Sinusform schon eher erahnen, ist aber immer noch stark vom Rauschen beeinflusst. Diese modellierten Signaturen mit den beiden niedrigsten Intensitäten sind den gemessenen sehr ähnlich, vgl. Abbildung 6.3 auf Seite 49 und Abbildung A.4 auf Seite 156 im Anhang, nicht nur in der Dominanz und dem Niveau des Photonenrauschens, sondern auch in dem sich besser abzeichnenden sinusförmigen Verlauf bei einer durch Aufaddieren der Speicherfolien vergleichbaren Vervielfachung der Intensität um den Faktor 2-3. Die weitere Vervielfachung der mittleren Photonenanzahl von 175 auf 1500 führt schon zu einem deutlich wahrnehmbaren sinusförmigen Verlauf des Streifenmusters, dessen Kontrast gut zu bestimmen ist. Dies wird auch durch die ebenfalls in der dritten Spalte von Abbildung 6.7 mit abgebildeten Häufigkeitsverteilungen der Intensitätswerte der einzelnen Pixel bestätigt, in denen sich ab der mittleren Photonenanzahl von 1500 keine gaußförmige Verteilung um die mittlere Intensität mehr ausmachen lässt, sondern sich zwei Maxima um die maximalen bzw. minimalen Photonenanzahl-Werte ausbilden, die das modellierte Moiré-Muster annimmt. Mit der weiteren Erhöhung der mittleren Photonenanzahl auf 4500 bzw. 7500 wird der schon geringe störende Einfluss des Poisson-Rauschens weiter minimiert und die beiden Maxima in der Intensitätsverteilung bilden sich stärker aus. Derart gut auflösbare Moiré-Streifenmuster konnten im Experiment nicht realisiert werden und es zeigten sich stets gaußförmige Intensitätsverteilungen, vgl. Abbildung A.9 auf Seite 161 im Anhang, wie sie aus dem Toy-Modell für die ähnlich rauschdominierten Streifenmuster in den ersten beiden Zeilen von Abbildung 6.7 hervorgehen.

In der vierten Spalte von Abbildung 6.7 sind die Häufigkeitsverteilungen für die auf ihren jeweiligen Mittelwert normierten Intensitätsverteilungen dargestellt. Die Normierung ermöglicht einen Vergleich der relativen Breiten der Verteilungen, welche mit Erhöhung der Intensität von Zeile zu Zeile abnimmt, wie der Schätzer der Standardabweichung indiziert. Diese Beobachtung aus dem Toy-Modell bestätigt sich auch für die Messungen. Wie man Abbildung A.9 auf Seite 161 im Anhang entnehmen kann, nimmt die Breite der normierten Intensitätsverteilungen mit jeder weiteren aufsummierten Speicherfolie und damit mit der Erhöhung der Photonenanzahl ab. Dies gilt insbesondere auch für die Intensitätsverteilungen der Schüsse 3 und 4, vgl. Abbildung 6.2 auf Seite 48, bei denen ein großflächiges Moiré-Muster vorliegt, das noch nicht auf das für das Fourier-Imaging anvisierte Streifenmuster mit feiner Periode optimiert wurde. Dies lässt den Schluss zu, dass die beobachtete Reduzierung der Breite der normierten Intensitätsverteilungen mit Erhöhung der Photonenanzahl unabhängig von der Art und Erscheinung des Moiré-Streifenmusters ist und lediglich auf die Reduzierung des Rauschniveaus zurückgeführt werden kann.

Für jede der modellierten fünf Moiré-Streifenmuster in Abbildung 6.7 wurde nun via Fourier-Imaging mit inklusivem Schnitt im Frequenzraum jeweils die entsprechende Visibilitätskarte rekonstruiert, siehe Abbildung 6.8 dritte Spalte. Innerhalb der Visibilitätskarten

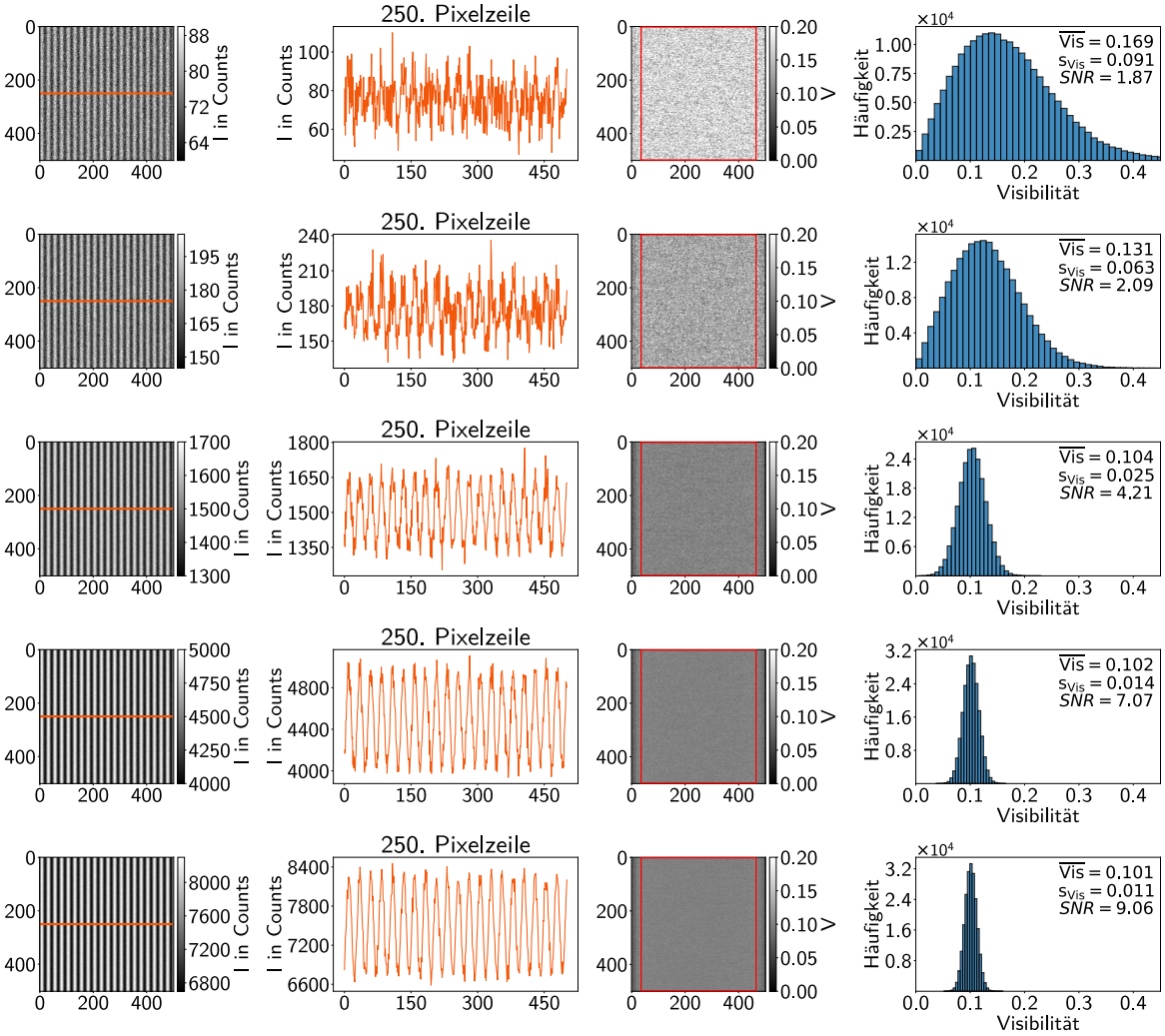


Abbildung 6.8.: Die gemäß des Toy-Modells der Moiré-Signaturen generierten sinusförmigen Streifenmuster, jeweils mit gleichem Kontrast von 10 % und unterschiedlichen mittleren Photonenanzahlen (Counts) von 75, 175, 1500, 4500 und 7500, bilden die erste Spalte der hier dargestellten Abbildungen. Daneben befindlich sind entsprechende Liniendiagramme der 250. Bildzeile. Die via Fourier-Imaging mit inklusivem Schnitt im Frequenzraum erhaltenen Visibilitätskarten sowie die dazugehörigen Visibilitätsverteilungen der einzelnen Pixel sind der dritten bzw. vierten Spalte zu entnehmen. Die Histogramme wurde in allen Visibilitätskarten aus der gleichen, mit einem roten Rechteck markierten ROI bestimmt, welche Rand-Artefakte links und rechts ausschließt. Diese ergeben sich aus der Rekonstruktion und sind vor allem in den unteren Visibilitätskarten mit hohen Photonenanzahlen als dunkle Streifen mit niedrigen Visibilitätswerten am linken und rechten Rand erkennbar. Die Schätzer der Mittelwerte und der Standardabweichungen sowie die daraus erhaltenen SNR-Werte der Verteilungen sind jeweils mit angegeben.

ist jeweils die gleiche ROI markiert, die die ersten 35 und die letzten 35 der insgesamt 501 Pixel-Spalten ausschließt. Grund dafür sind Rand-Artefakte, welche sich aus der Fourier-Imaging-Rekonstruktion ergeben und vor allen in den unteren Visibilitätskarten mit hohen Photonenanzahlen als dunkle Streifen mit niedrigen Visibilitätswerten am linken und rechten Rand erkennbar sind. Die sich für jeden der 501×431 Pixel ergebenden Visibilitätswerte wurden in Form eines Histogramms aufgetragen, vgl. Abbildung 6.8 vierte Spalte.

Bei Betrachtung von Abbildung 6.8 fällt zunächst auf, dass für die modellierten Streifenmuster mit den beiden niedrigen mittleren Photonenanzahlen von 75 bzw. 175 nicht nur die Intensitätsverläufe, sondern auch die rekonstruierten Visibilitätskarten denen der Messung ähnlich sind. Das bedeutet, dass das hohe Punkt-zu-Punkt-Rauschen der Visibilität und die daraus resultierenden Verteilungen allein auf das dominierende Photonenanzahlrauschen in den Rohbildern zurückgeführt werden können. So führt dieses dazu, dass die aus der Rekonstruktion erhaltenen mittleren Visibilitäten von 16.9 % bzw. 13.1 % für mittlere Photonenanzahlen von 75 bzw. 175 signifikant von der vorgegebenen Visibilität des Streifenmusters von 10 % im unverrauschten Zustand abweichen. In anderen Worten heißt dies also, dass eine durch das dabei dominierende Rauschen bedingte Überschätzung der eigentlich vorliegenden Visibilität durch den Fourier-Imaging-Algorithmus stattfand. Mit steigender Intensität reduziert sich der Einfluss des Photonenrauschens und der Stichproben-Mittelwert der rekonstruierten Visibilitätsverteilungen sinkt und nähert sich der vorgegebenen Visibilität von 10 %. Die dabei vom Toy-Modell ableitbare Beobachtung, dass der Schätzer des Mittelwerts der rekonstruierten Visibilitätsverteilung mit steigender Photonenanzahl und dem damit verbundenen reduzierten Rauschniveau sinkt, spiegelt sich in den bereits diskutierten Messergebnissen des Experiments für das Aufaddieren der Speicherfolien wider und bestätigt diese. Ebenfalls analog zur Messung nimmt der Schätzer der Standardabweichung s_{Vis} mit Erhöhung der Intensität stärker ab als der Schätzer des Mittelwerts $\overline{\mathrm{Vis}}$, was zu einer Erhöhung des SNR-Wertes der Visibilität führt und damit eine bessere Qualität der Rekonstruktion erwarten lässt, wie bereits diskutiert. Die SNR-Werte liegen für die ersten beiden modellierten Streifenmuster mit etwa 1.9 bzw. 2.1 auch in der Größenordnung der Messungen, vgl. Abbildung 6.6, was sich auf die mit der Messung vergleichbare Dominanz des Poisson-Rauschens bei diesen Zählraten und die ebenfalls mit der Messung vergleichbare relative Erhöhung der Intensität zurückführen lässt. Die Photonenanzahlen ab der dritten Zeile wurden um einen Faktor erhöht, welcher den Rahmen der Messungen deutlich überschreitet. Für diese Photonenanzahlen hat das Rauschen kaum Einfluss auf die Wahrnehmbarkeit des Musters und dessen Kontrast.

Demzufolge ergeben sich homogenere Visibilitätskarten, deren Mittelwerte mit 10.4 %, 10.2 % und 10.1 % sehr nahe an den für das Toy-Modell vorgegebenen 10 % liegen. Dies ist außerdem Beleg dafür, dass der verwendete Fourier-Imaging-Algorithmus funktioniert und eine fehlerhafte Rekonstruktion ausgeschlossen werden kann. Durch die sich weiter mit Erhöhung der Intensität reduzierende Breite der Visibilitätsverteilungen erhöht sich das SNR entsprechend auf etwa 4.2 (3. Zeile), 7.1 (4. Zeile) bzw. 9.1 (5. Zeile). Entsprechende Fehler des Schätzers des Mittelwerts sowie der Standardabweichung und damit auch des SNRs der rekonstruierten Visibilitätsverteilung sind aufgrund der hohen Anzahl an Pixeln vernachlässigbar. Der aus dem Toy-Modell ableitbare Umkehrschluss, dass für eine geringere

Photonenanzahl eine höhere mittlere Visibilität und ein niedrigeres SNR zu erwarten sind, deckt sich ebenfalls mit den Messergebnissen zu den einzelnen hintereinander gestapelten Speicherfolien, vgl. Abbildungen 6.5 und 6.6 auf Seite 53 bzw. 54.

6.2.4. Zwischenfazit

Im Rahmen der in diesem Abschnitt 6.2 durchgeführten Analyse der Freifeld-Aufnahmen lag ein besonderer Fokus auf der Untersuchung der Moiré-Signaturen beim Aufsummieren der Bildintensitäten der hintereinander gestapelten Speicherfolien. Für acht der insgesamt verwertbaren 16 Schüsse der Strahlzeit lagen Freifeld-ROIs mit gleich eingestelltem Moiré-Streifenmuster vor, anhand derer eine Analyse des Einflusses des Aufsummierens auf die Visibilität der Moiré-Streifenmuster erfolgte. Dabei konnte nach dem Matching und dem anschließenden Aufaddieren der Aufnahmen der hintereinander gestapelten Speicherfolien eine Reduzierung des Rauschniveaus realisiert werden. Die Reduzierung des Rauschniveaus führt zu einer besseren Bestimmbarkeit des Kontrastes des Moiré-Streifenmusters, welche sich in der damit verbundenen Erhöhung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses der entsprechenden Visibilitätskarten mit jeder zusätzlich aufaddierten Speicherfolie quantitativ manifestiert und konstatieren lässt. Dies lässt eine Verbesserung der Bildqualität erwarten, rechtfertigt den für das Matching der Speicherfolien betriebenen Aufwand und stellt heraus, dass das Matching sehr präzise und erfolgreich funktioniert. Denn andernfalls wäre mit einem Verschmieren des Kontrasts der Moiré-Streifen und einer Zunahme an Bildartefakten zu rechnen, was beides nicht beobachtbar war.

Um die aus den Messungen gewonnene Erkenntnis, dass sich die gemachten Beobachtungen alle in erster Linie auf das dominierende Photonenanzahlrauschen zurückführen lassen, zu untermauern, wurde ein Toy-Modell konzipiert. Durch seine idealisierenden Grundannahmen ermöglicht es eine isolierte Untersuchung des Einflusses des Photonenrauschens. Von einem experimentellen Standpunkt aus betrachtet, bedeutet dies, dass im Toy-Modell gemäß seiner Konzeption perfektes Matching vorliegt, also eine Beeinflussung des Kontrasts der Moiré-Streifen durch den Matching-Prozess nicht gegeben ist. Darüber hinaus schließt es durch die vorgegebene und gleichbleibende, zugrundeliegende Visibilität für die verschiedenen mittleren Intensitäten neben Bildartefakten, zum Beispiel aufgrund von Imperfektionen der Gitter, auch spektrale Einflüsse aus. Das Toy-Modell bestätigt alle aus den Messungen abgeleiteten Beobachtungen, Zusammenhänge und Erkenntnisse. Es zeigt, dass einzig und allein das bei niedriger Photonenstatistik dominierende Photonenrauschen die anhand der Messungen gemachten Beobachtungen für die Intensitätsbilder bzw. -verteilungen und die daraus rekonstruierten Visibilitätsbilder und -verteilungen erklärt und plausibel macht. Damit untermauert es die Schlussfolgerung, dass das Photonenrauschen als Hauptursache für alle gemachten Beobachtungen und Schlussfolgerungen aus den Messungen zu sehen ist und demgegenüber andere Einflüsse, wie beispielsweise von Bildartefakten oder der spektralen Aufhärtung, vernachlässigt werden können. Zudem stellt es die Funktionsfähigkeit des verwendeten Fourier-Imaging-Algorithmus unter Beweis und unterstreicht, dass der gemachte Aufwand für das Matching und Aufaddieren der Aufnahmen zur Erhöhung der Photonenstatistik und der zu erwartenden Bildqualität gerechtfertigt ist und sich lohnt. Es zeigt aber auch auf, dass für zukünftige Strahlzeiten an Backligh-

tern vor allem an einer Erhöhung der Photonenanzahl gearbeitet werden muss, um das noch sehr dominante Rauschen weiter bis hin zur Vernachlässigbarkeit zu reduzieren und damit einhergehend eine noch präzisere Bestimmung des Kontrastes der Moiré-Streifen sicherzustellen, was eine Verbesserung der Bildqualität zur Folge hat.

Nachdem nun mit Hilfe des Toy-Modells das Verständnis für die zu den Freifeld-Aufnahmen gemachten Beobachtungen und gewonnenen Erkenntnisse aus vorangegangenen experimentellen Untersuchungen vertieft wurde, soll im folgenden Abschnitt eine Objektaufnahme analysiert werden. Unter Verwendung einer adäquaten Freifeld-Aufnahme als Referenz sollen dazu die via Fourier-Imaging gewonnenen Bilder der Transmission, des Dunkelfelds und der differentiellen Phase der aufgenommenen Objekte untersucht werden.

6.3. Differentielle Phasenkontrast-Bildgebung

Ziel dieses Abschnitts ist es, die für eine möglichst erfolgreiche, d.h. quantitativ aussagekräftige sowie qualitativ hochwertige, Rekonstruktion der Bilder entwickelte Präparation der Rohdaten darzulegen, welche bedingt ist durch die herausfordernden experimentellen Gegebenheiten von Einzelschuss-Experimenten an Röntgen-Backlightern, wie das hier analysierte am PHELIX-Laser. Im Anschluss daran wird die Qualität der mittels Fourier-Imaging rekonstruierten Bilder in ihrer Abhängigkeit vom Aufaddieren der gematchten Rohbilder der hintereinander gestapelten Speicherfolien sowie von der Anwendung eines Schiebefenster-Algorithmus auf diese Rohbilder untersucht. Letzterer ermöglicht durch seine glättende Eigenschaft eine zusätzliche Reduzierung des Rauschens, allerdings auf Kosten der räumlichen Auflösung.

6.3.1. Präparation der Rohaufnahmen

Vor Anwendung der Bildrekonstruktion werden die Rohaufnahmen des Objektes und der Referenz in einem aus drei Schritten bestehenden Prozess präpariert. Diese drei Schritte sollen im Folgenden physikalisch motiviert und erläutert werden. Dies erfolgt exemplarisch anhand der Aufnahmen von Schuss 16 (Objektaufnahme) bzw. 20 (Referenzaufnahme).

6.3.1.1. 1. Schritt: Matchen

Im ersten Schritt gilt es, Objekt- und Referenzaufnahme geometrisch gleich auszurichten. Da dies in Analogie zur Ausrichtung der einzelnen, hintereinander gestapelten Speicherfolien, vgl. Abschnitt 6.1, erfolgt, wird die Ausrichtung auch in diesem Kontext als *Matching* bzw. *Matchen* bezeichnet und die dadurch erhaltenen Aufnahmen als *gematchte* Aufnahmen. Wie man der Übersicht über die einzelnen Backlighter-Schüsse in Abbildung 6.2 auf Seite 48 entnehmen kann, liegt zwischen den Aufnahmen der einzelnen Schüsse eine leicht unterschiedliche Orientierung vor. Dies fällt bei Betrachtung der Büroklammer bzw. der Objekt-Plattform (dunkler absorbierender Bereich am unteren Bildrand) auf, die sich bei jeder Aufnahme an derselben Stelle befanden und für das Matching der hintereinander gestapelten Speicherfolien eines Schusses die Wahl geeigneter Fix- bzw. Kontrollpunkte

ermöglichten, vgl. Abschnitt 6.1 und Abbildung 6.1 auf Seite 46. Besonders auffällig ist die unterschiedliche Ausrichtung der Speicherfolienaufnahmen der einzelnen Schüsse beispielsweise bei Betrachtung der Orientierung der Büroklammer und der Objekt-Plattform relativ zu den rot markierten ROIs von Schuss 11 und 12, dargestellt in Abbildung 6.2 auf Seite 48. Grund für die unterschiedlichen Ausrichtungen der Aufnahmen der einzelnen Schüsse ist wiederum eine unterschiedliche Positionierung der ersten Speicherfolie im Auslesescanner. Wie in Abschnitt 6.1 geschildert, werden für jeden einzelnen Schuss die Aufnahmen der hintereinander gestapelten Speicherfolien im Zuge des Matching-Algorithmus an die Ausrichtung dieser ersten Speicherfolie angeglichen und anschließend aufaddiert. Wie schon bei den einzelnen Speicherfolien eines jeden Schusses, ließ sich eine identische Ausrichtung der jeweils ersten Speicherfolien von Schuss zu Schuss beim manuellen Anbringen dieser auf der magnetischen Platte des Scanners ebenfalls nicht mit der erforderlichen Präzision realisieren. Entsprechend bietet es sich an, den bereits für das Matching der einzelnen Speicherfolienaufnahme eines Schusses entwickelten Algorithmus auch für das Matching der unterschiedlich orientierten Objekt- bzw. Referenzaufnahmen verschiedener Schüsse zu verwenden. Analog zum in Abschnitt 6.1 geschilderten Vorgehen erfolgt dies durch die Wahl geeigneter Fix- bzw. Kontrollpunkte, welche durch die Büroklammer bzw. die Objekt-Plattform vorgegeben werden. In Abbildung 6.9 links sind die so gematchten Schüsse 16 (Objektaufnahme) und 20 (Referenzaufnahme) mit exemplarischen, mit einem orangen „x“ markierten Fix- bzw. Kontrollpunkten dargestellt.

6.3.1.2. 2. Schritt: Skalieren

Beim Vergleich der gematchten Objekt- und Referenzaufnahme links in Abbildung 6.9 fällt auf, dass die Objektaufnahme (Schuss 16) insgesamt niedrigere Intensitätswerte aufweist. Dies ist auf die Backlighter-Quelle zurückzuführen, deren Fluss und mit diesem auch die detektierte Intensität von Schuss zu Schuss fluktuiert, was in Abschnitt 6.4 eingehender untersucht wird. Um diesen für Objekt- und Referenzaufnahme vorliegenden unterschiedlichen Fluss anzugleichen, wurde o. B. d. A. die Objektaufnahme reskaliert. Dies stellt den zweiten Schritt der aus drei Schritten bestehenden Präparation der Rohaufnahmen dar. Dazu wurde eine Freifeld-ROI (FFR) in der Objektaufnahme gewählt, welche in der entsprechenden Aufnahme von Schuss 16 oben links in Abbildung 6.9 mit einem blauen Rechteck markiert ist. An identischer Position wurde daraufhin eine ROI in der gematchten Referenzaufnahme festgelegt, welche in der Aufnahme von Schuss 20 unten links in Abbildung 6.9 ebenfalls mit einem blauen Rechteck gekennzeichnet ist. Wie in Abbildung 6.9 dargestellt, berechnet sich der Skalierungsfaktor (SkF) aus dem Verhältnis des Intensitätsmittelwerts über die ROI der Referenzaufnahme $\bar{I}_{FFR,ref}$ zum Intensitätsmittelwert über die entsprechende Freifeld-ROI (FFR) der Objektaufnahme $\bar{I}_{FFR,obj}$. Nach Multiplikation der Objektaufnahme mit dem so berechneten Skalierungsfaktor sind die detektierten Intensitäten für Objekt- und Referenzaufnahme angeglichen, wie man den entsprechenden Aufnahmen rechts oben und rechts in der Mitte von Abbildung 6.9 entnehmen kann. Diese sind vergrößerte Darstellungen der mit einem roten Rechteck markierten ROIs der Objekt- bzw. Referenzaufnahme links in Abbildung 6.9, die den für die anschließende Rekonstruktion gewählten Bereich kennzeichnen.

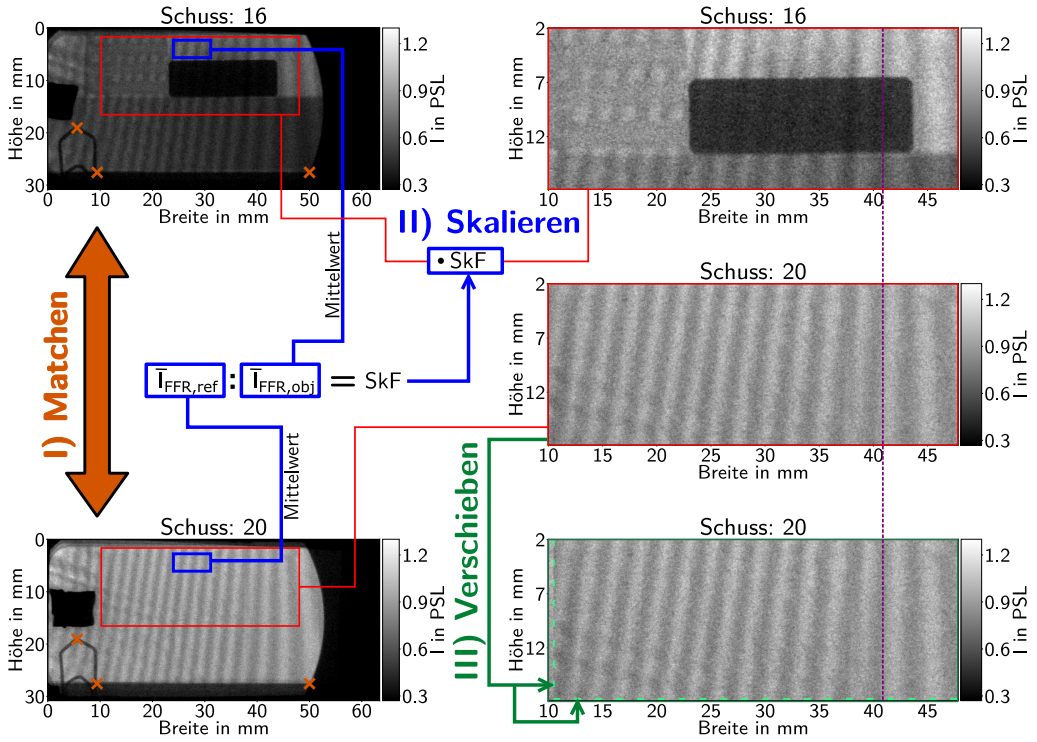


Abbildung 6.9.: Schematische Darstellung der aus drei Schritten bestehenden Präparation der Rohaufnahmen für die Rekonstruktion via Fourier-Imaging. Im ersten Schritt wird zunächst die gleiche Ausrichtung der Rohaufnahmen durch den Matching-Algorithmus umgesetzt. Links sind die nach dem Matchen erhaltene Objektaufnahme (Schuss 16) und die Referenzaufnahme (Schuss 20) dargestellt. Das Matching kann beispielsweise über die darin exemplarisch jeweils mit einem orangen „x“ markierten Kontroll- bzw. Fixpunkte erfolgen. Anschließend werden eine für die Rekonstruktion verwendete ROI in der Objektaufnahme sowie deren Pendant in der Referenzaufnahme ausgewählt (rote Rechtecke). Im zweiten Schritt wird die zuvor ausgewählte Objekt-ROI mit einem Skalierungsfaktor (SkF) multipliziert, um deren registrierten Fluss dem der Referenz-ROI (rechts i. d. Mitte) anzugleichen. Zur Berechnung des SkF wird eine Freifeld-ROI (FFR) in der Objektaufnahme sowie deren Entsprechung in der Referenzaufnahme ausgewählt (blaue Rechtecke). Der SkF ergibt sich dann aus dem Verhältnis des Intensitätsmittelwerts über die Referenz-ROI $\bar{I}_{FFR,ref}$ zum Intensitätsmittelwert über die entsprechende FFR der Objektaufnahme $\bar{I}_{FFR,obj}$. Der dritte Schritt sieht das Anwenden eines Verschiebe-Algorithmus vor, aus dem eine horizontale sowie vertikale Verschiebung (grüne Pfeile) der Referenz-ROI hervorgeht. Für das aus der so verschobenen Referenz-ROI (rechts unten) und der skalierten Objekt-ROI (rechts oben) rekonstruierte differentielle Phasenbild ist das Rauschen minimiert. Dies hat eine Angleichung der Position der Moiré-Streifen zur Folge, wie man anhand der Lage der Moiré-Streifen relativ zu der violett gestrichelten Linie feststellen kann, welche als Positionsreferenz bei einer Speicherfolien-Breite von ungefähr 41 mm zwischen die drei rechts abgebildeten ROIs eingezeichnet wurde.

6.3.1.3. 3. Schritt: Verschieben

Zur Motivation des dritten Schrittes der Präparation der Rohaufnahmen wurde eine vertikale, violett gestrichelte Linie durch die drei rechts in Abbildung 6.9 abgebildeten Aufnahmen bei einer Speicherfolien-Breite von ungefähr 41 mm gezogen. Vergleicht man deren Lage relativ zu den umgebenden Moiré-Streifen im Freifeld der skalierten Objektaufnahme (Schuss 16) oben rechts mit der Referenzaufnahme (Schuss 20) direkt darunter, so fällt auf, dass das Moiré-Muster zwischen Objekt- und Referenzaufnahme leicht horizontal nach links verschoben ist. Dies kann darauf zurückgeführt werden, dass nach jedem Schuss der Backlighter-Draht gewechselt werden musste und dessen erneute Positionierung an der gleichen vorgesehenen Stelle nur mit einer Genauigkeit von etwa $\pm 100\,\mu m$ in x- und z-Richtung erfolgen kann.

So führt eine Verschiebung der Position der Backlighter-Quelle nach vorne bzw. hinten, d.h. in z-Richtung, zu einer Änderung der Gitter-Abstände zur Quelle und damit zu einer Änderung der projizierten Periode des Talbot-Musters in der Ebene von G2, was gemäß der Gleichungen 2.5 und 2.6 auf Seite 19 in Abschnitt 2.3 des Grundlagenteils Einfluss auf die Periode und Neigung des Moiré-Streifenmusters hat. Dieser Einfluss ist für das verwendete Talbot-Interferometer bei einer Änderung der Gitter-Abstände zur Quelle um die Genauigkeit der Neupositionierung des Drahtes von $\pm 100\,\mu m$ jedoch nicht nachweisbar. So ergeben sich Gleichungen 2.6 und 2.5 zufolge eine Änderung in der Neigung der Moiré-Streifen von etwa 1 mrad und eine Änderung der Periode der Moiré-Streifen in der Detektionsebene von etwa 6 nm, was gegenüber der Auflösung der Speicherfolien von $\sim 109\,\mu m$ (Fiksel et al., 2012) vernachlässigbar ist.

Da die Strahlführung des PHELIX-Backlighter-Lasers sehr präzise verläuft und von Schuss zu Schuss keinen messbaren Schwankungen unterliegt, spielt eine vertikale Verschiebung der Backlighter-Quelle, d.h. nach oben bzw. unten in y-Richtung, keine Rolle. Doch selbst wenn dies der Fall wäre, so würde die vertikale Verschiebung der Backlighter-Quelle annähernd parallel zu den nahezu vertikal ausgerichteten Gitterstegen erfolgen und daher ebenfalls keinen messbaren Einfluss auf das Moiré-Muster haben.

Demgegenüber führt bereits eine horizontale Verschiebung des Backlighter-Drahtes, d.h. in x-Richtung und damit annähernd orthogonal zu den nahezu vertikal in y-Richtung ausgerichteten Gitterstegen, von beispielsweise nur $\pm 8\,\mu m$ bei den gegebenen Abständen zu einer horizontalen Verschiebung des Talbot-Musters um ca. $0.8\,\mu m$ in der G2-Ebene, was ein Drittel der G2-Periode ausmacht. Dies ruft eine entsprechende Verschiebung des Moiré-Musters um ein Drittel seiner Periode in x-Richtung hervor, was ungefähr dem Ausmaß des beobachteten Verschub des Moiré-Musters zwischen Schuss 16 und Schuss 20 entspricht.

Der so entstehende Versatz des Moiré-Streifenmusters zwischen Objekt- und Referenzaufnahme hat zur Folge, dass im daraus rekonstruierten differentiellen Phasenbild ein Offset vorliegt. Dementsprechend liegt im Freifeld der Rekonstruktion ein von 0 rad abweichender differentieller Phasenschub vor. Kommt im Bereich des Objekts die von diesem hervorgerufene differentielle Phase hinzu, so erhöht sich durch den Offset die Wahrscheinlichkeit, dass der eigentlich vorliegende Phasenschub den eindeutig identifizierbaren Bereich zwischen $-\pi$ und π unter- bzw. überschreitet und es so zum im Abschnitt 2.4.3 auf Seite 26 beschriebenen Phasewrapping und den damit verbundenen Artefakten kommt. Auch im Freifeld

werden durch das Photonenrauschen ausgelöste Phasewrapping-Artefakte aufgrund des Offsets wahrscheinlicher. Um diese Artefakte durch Phasewrapping des rekonstruierten differentiellen Phasenbildes zu reduzieren, wurde ein Algorithmus entwickelt, welcher im Folgenden gemäß seiner Arbeitsweise auch als *Verschiebe-Algorithmus* bezeichnet wird. Dieser ist so designt, in einem iterativen Prozess durch entsprechende Verschiebungen der Referenzaufnahme horizontal, d.h. entlang der Pixel-Zeilen (x-Richtung), und vertikal, d.h. entlang der Pixel-Spalten (y-Richtung), die Standardabweichung des rekonstruierten differentiellen Phasenbildes zu minimieren. Neben der für die Messungen dieser Strahlzeit relevanten und klar wahrnehmbaren horizontalen Verschiebungen des Moiré-Musters wurde im Verschiebe-Algorithmus auch eine vertikale Verschiebung berücksichtigt. Zum einen trägt dies der Gegebenheit Rechnung, dass eine horizontale Verschiebung der Quelle auch eine vertikale Verschiebung des Moiré-Musters in y-Richtung zur Folge hat, wenn die vertikal ausgerichteten Stege beider Gitter nicht exakt parallel zueinander sind. Dies war auch für diese Strahlzeit der Fall, da die Gitter zur Einstellung der Moiré-Muster leicht zueinander verkippt wurden. Zum anderen ermöglicht dies eine universelle Einsetzbarkeit des Algorithmus auch für Aufnahmen mit anderen Aufbauten sowie Strahlungsquellen, bei denen beispielsweise eine horizontale Ausrichtung der Gitterstege vor allem eine Verschiebung des Moiré-Musters in die vertikale Richtung zur Folge hat, sobald eine vertikale Verschiebung der Position der Strahlungsquelle vorliegt.

Zu Beginn des Verschiebe-Algorithmus wird zunächst eine ROI in den zuvor gematchten und auf gleichen Fluss skalierten Rohaufnahmen ausgewählt und jeweils ein Intervall in Pixeln für die Verschiebung der Referenz-ROI entlang der Pixel-Zeilen bzw. -Spalten vorgegeben. Konkret umfassen die zuerst vorgegebenen Verschiebungsintervalle mit jeweils [-2,-1,0,1,2] Pixeln einen um die Null symmetrischen Bereich von fünf Pixeln. Somit werden Verschiebungen in beide Richtungen der jeweiligen Dimension, d.h. nach oben bzw. unten entlang der Spalten und nach links bzw. rechts entlang der Zeilen ermöglicht. Für jede mögliche Kombination der aus diesen Intervallen vorgegebenen Zeilen- und Spalten-Verschiebungen wird eine entsprechend verschobene Referenz-ROI erstellt. Für jede verschobene Referenz-ROI wird zusammen mit der nicht verschobenen Objekt-ROI via Fourier-Imaging das differentielle Phasenbild rekonstruiert und dessen Standardabweichung berechnet. Die Kombination aus Zeilen- und Spalten-Verschiebungen der Referenz, für welche die Standardabweichung minimal ist, wird gespeichert und auf die zuvor festgelegten, um die Null symmetrischen Verschiebungsintervalle aufaddiert. Die so erhaltenen neuen Verschiebungsintervalle sind nunmehr um die bisher beste gefundene Verschiebungskombination entlang der Zeilen bzw. Spalten symmetrisch, für welche die Standardabweichung des differentiellen Phasenbildes minimal ist. Nun wird erneut für alle möglichen, aus diesen Intervallen um das bisherige Optimum vorgegebenen horizontalen bzw. vertikalen Verschiebungskombinationen das differentielle Phasenbild rekonstruiert, daraus dasjenige mit der minimalen Standardabweichung bestimmt und die dazugehörige Verschiebungskombination gespeichert. Ist die so erhaltene Kombination gleich der zuvor gefundenen besten Zeilen- und Spaltenverschiebungskombination, so bricht der Algorithmus ab und das Optimum ist gefunden. Ist dies nicht der Fall, wird der Algorithmus erneut mit um die bisher gefundenen besten Zeilen- bzw. Spaltenverschiebungen symmetrischen Intervallen durchgeführt, so oft bis die Abbruchbedingung erfüllt und das Optimum gefunden ist.

Die so erhaltene optimale Verschiebung wird schließlich auf den gesamten ausgewählten Bereich der Referenzaufnahme angewandt. Dieser dritte Präparationsschritt ist in der rechten Hälfte von Abbildung 6.9 durch die grünen Pfeile zwischen der nicht verschobenen Referenzaufnahme (Mitte) und der final verwendeten (unten) hervorgehoben. In diesem exemplarischen Fall lag eine horizontale Verschiebung der Referenzaufnahme und damit des Moiré-Musters um 10 Pixel, d.h. 0.5 mm, in der Detektionsebene nach rechts und um 2 Pixel, d.h. 0.1 mm, in der Detektionsebene nach oben vor. Die Verschiebungen erfolgen mit der Matlab-Funktion *circshift*, welche die Zeilen bzw. Spalten einer übergebenen Bildmatrix um den jeweils vorgegebenen (Pixel-)Wert zirkulär verschiebt, vgl. Mathworks (2016b). Zirkulär bedeutet dabei, dass die Größe der übergebenen Bildmatrix erhalten bleibt und Zeilen bzw. Spalten, die aufgrund der Verschiebung den Rand der Bildmatrix überschreiten, am gegenüberliegenden Rand der Bildmatrix wieder angefügt werden. Im konkreten Fall der Verschiebung um 10 bzw. 2 Pixel nach rechts bzw. oben bedeutet dies, dass die letzten 10 Pixelspalten bzw. die obersten 2 Pixelreihen der unverschobenen Matrix die ersten 10 Spalten bzw. die letzten 2 Reihen der verschobenen Matrix bilden. Dies ist durch die hellgrün gestrichelten Linien, auf die die grünen Pfeile zeigen, hervorgehoben.

Wie man, beispielsweise anhand der Lage der Moiré-Streifen um die gestrichelte, violette Linie im Freifeld der Objektaufnahme und den entsprechenden Stellen der beiden darunter liegenden Referenzaufnahmen, erkennen kann, hat der Verschiebe-Algorithmus dazu geführt, dass das Moiré-Muster der verschobenen Referenzaufnahme mit dem der Objektaufnahme besser positionell übereinstimmt. Den in Abschnitt 6.3.6 präsentierten Rekonstruktionen kann man entnehmen, dass dies ein mittleres differentielles Phasensignal im Freifeld etwa 0 rad zur Folge hat. Dies bestätigt die Erwartung, dass bei einer Freifeld-Phase von 0 rad das Rauschen im differentiellen Phasenbild minimal ist, da hierfür die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Phasewrapping-Artefakten am geringsten ist, welche beispielsweise durch Photonenrauschen oder im Objekt durch dessen zusätzlichen Phasenschub hervorgerufen werden.

6.3.2. Beschreibung der präparierten Rohaufnahmen

Die wie eben beschrieben für die Rekonstruktion präparierten ROIs der Objektaufnahme (Schuss 16) sowie der Referenzaufnahme (Schuss 20) sind in Abbildung 6.10 zusammengefasst dargestellt. Dabei wurden die x- und y-Achse der Aufnahmen auf die Koordinaten x_{obj} bzw. y_{obj} reskaliert, welche die Größenverhältnisse in der Objektebene beschreiben. Zudem wurden beide Aufnahmen auf den Bereich rechts bzw. oberhalb der vertikalen bzw. horizontalen hellgrün gestrichelten Linien der verschobenen Referenzaufnahme (unten rechts in Abbildung 6.9) zugeschnitten, sodass die durch das zirkuläre Verschieben der Referenzaufnahme links bzw. unterhalb dieser jeweiligen Linien angefügten fremden Bildbereiche nicht in die anschließende Rekonstruktion einfließen.

In der ausgewählten ROI der Objektaufnahme links in Abbildung 6.10 ist ein Aluminiumquader als dunkles Rechteck in der Mitte zu sehen und links davon ein geschichteter Holzwürfel. Beide wurden auf einem den ganzen unteren Rand des Bildes erfassenden PMMA-Keil positioniert, welcher in Strahlrichtung derart ausgerichtet ist, dass seine Dicke von links nach rechts linear zunimmt. Aufgrund seiner homogenen Struktur und der

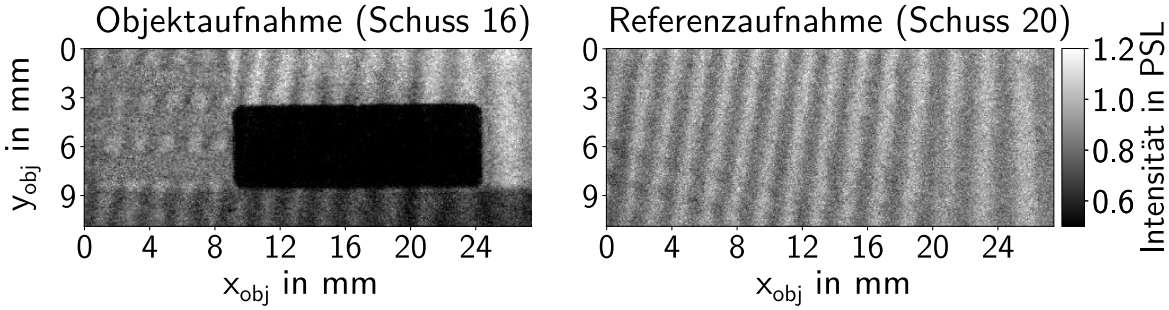


Abbildung 6.10.: Für die differentielle Phasenkontrast-Bildgebung via Fourier-Imaging verwendete Objekt- und Referenzaufnahme, ausgewählt aus den Aufnahmen der Schüsse 16 bzw. 20. In der Objektaufnahme sind der geschichtete Holzwürfel (links) und ein Aluminiumquader (dunkles Rechteck rechts daneben) zu sehen, welche auf einen darunter befindlichen PMMA-Keil gestellt wurden.

sich schon in den Rohbildern gut abzeichnenden Absorption ist der Aluminiumquader ein geeignetes Testobjekt für die Charakterisierung des Transmissionsbildes. Von dem weniger stark absorbierenden PMMA-Keil erwartet man entsprechend seiner Ausrichtung in Strahlrichtung ein konstantes differentielles Phasensignal, was ihn zu einem geeigneten Testobjekt für das differentielle Phasenbild macht. Der geschichtete Holzwürfel wurde bereits als beispielhaftes Messobjekt für die Einführung der Einzelschuss-Rekonstruktion via Fourier-Imaging in Abschnitt 2.4 des Grundlagenteils ab Seite 19 verwendet. Aufgrund seiner vergleichsweise niedrigen Absorption und der unterschiedlichen Ausrichtung der Fasern in den einzelnen Schichten ist er ein geeignetes Objekt zur Erzeugung und Untersuchung des Dunkelfeldsignals, vgl. Abbildung 2.3 auf Seite 20 sowie Bayer et al. (2014).

6.3.3. Glättung der präparierten Rohaufnahmen

Aufgrund des auch nach dem Aufaddieren der vier hintereinander gestapelten Speicherfolien noch dominanten Rauschens wurden nicht nur die Rohdaten rekonstruiert, sondern auch untersucht, wie sich eine Glättung der Rohdaten vor der Rekonstruktion mit dem *movmean*[4]-Algorithmus von Matlab auf die Qualität der drei aus dem Fourier-Imaging hervorgehenden Bilder auswirkt. Der *movmean*-Algorithmus bildet für ein Schiebefenster, dessen Größe in Einheiten von Pixeln vorzugeben ist, den Mittelwert und ordnet diesen einem vorgegebenen Pixel innerhalb des Fensters zu, meist dem zentralen Pixel. Dann wird das Fenster um einen Pixel weitergeschoben und der nächstliegende Pixel mit dem erneut gebildeten Mittelwert überschrieben. Der Algorithmus erhält die Dimension der original übergebenen Matrix, über die das Fenster mit vorgegebener Größe geschoben wird. Details, beispielsweise zur Behandlung von Randwerten der übergebenen Matrix und dem Verhalten des Algorithmus bei geradzahliger Fenstergröße, können der Dokumentation (Mathworks, 2016b) entnommen werden. Für die nun folgenden Auswertungen wurden mit 1x1, 5x5, 10x10 bzw. 15x15 vier verschiedene Schiebefenster-Größen gewählt. 1x1 bedeutet hier-

[4]Vom englischen Terminus technicus *moving mean* für *gleitenden Mittelwert* abgeleitet.

bei, dass keine Glättung durch den *movmean*-Algorithmus erfolgte, d.h. die Rohbilder im Originalzustand der Rekonstruktion übergeben wurden.

6.3.4. Das Kontrast-zu-Rausch-Verhältnis

Um quantitative Aussagen über die Qualität der Rekonstruktionen tätigen zu können, wird das *Kontrast-zu-Rausch-Verhältnis (CNR*[5]) berechnet. Für das CNR haben sich verschiedene Definitionen ausgebildet, eine Übersicht findet sich beispielsweise in Welvaert und Rosseel (2013), und je nach Feld und Anwendungsbereichen etabliert. Im Rahmen dieser Untersuchung wird die folgende Definition des CNR verwendet, welche bereits in den frühen 1980er Jahren in der Ultraschall-Bildgebung Verwendung fand (Patterson & Foster, 1983) und sich auch für die gitterbasierte Phasenkontrast-Röntgenbildgebung bewährt hat (Pelzer et al., 2013; Weber et al., 2013; Müller et al., 2015):

$$\mathrm{CNR} = \frac{\left|\overline{S_{\mathrm{Obj}}} - \overline{S_{\mathrm{Hg}}}\right|}{\sqrt{\left(s_{\mathrm{Obj}}^2 + s_{\mathrm{Hg}}^2\right)}}\,, \tag{6.2}$$

wobei es sich bei $\overline{S_{\mathrm{Obj}}}$ um den Signal-Mittelwert einer ausgewählten ROI im zu untersuchenden Objekt handelt. $\overline{S_{\mathrm{Hg}}}$ bezeichnet den Signal-Mittelwert einer in derselben Aufnahme befindlichen Hintergrund-ROI, d.h. außerhalb des Objekts. Für die folgenden Studien ist der Hintergrund stets Freifeld. s_{Obj} bzw. s_{Hg} bezeichnen die berechneten Standardabweichungen der durch die Objekt- bzw. Hintergrund-ROI vorgegebenen Stichproben. Aufgrund der hohen Zahl an Pixeln innerhalb der für die folgenden Betrachtungen ausgewählten ROIs[6] ist der Fehler der Mittelwerte und Standardabweichungen vernachlässigbar. Folglich wurde auf eine Fehlerrechnung für die CNR-Werte verzichtet.

6.3.5. Transmission

In Abbildung 6.11 sind die via Fourier-Imaging mit inklusivem Schnitt im Frequenzraum rekonstruierten Transmissionsbilder für die Aufnahmen der vordersten Speicherfolie in Strahlrichtung (1 IP) und die nach dem Matching aufaddierten Aufnahmen der vier hintereinander gestapelten Speicherfolien (4 IPs) dargestellt. Die Farbe der gestrichelten Umrahmung der Transmissionsbilder kennzeichnet hierbei die ausgewählte Fenstergröße des *movmean*-Algorithmus zur Glättung der Rohbilder wie folgt: 1x1 (rot), 5x5 (grau-braun) und 15x15 (lila). Die zur Berechnung des CNR verwendeten Objekt- bzw. Hintergrund-ROIs sind mit einem roten bzw. blauen Rechteck gekennzeichnet. In der links danebenliegenden Grafik von Abbildung 6.11 sind die gemäß Gleichung 6.2 erhaltenen CNR-Werte gegen die jeweilige zugrundeliegende Fenstergröße des *movmean*-Algorithmus aufgetragen. Für eine bessere Übersichtlichkeit von Abbildung 6.11 wurde auf die Darstellung der Transmissionsbilder für die Schiebefenster-Größe 10x10 verzichtet, für die ebenfalls CNR-Werte in denselben ROIs berechnet wurden.

[5] Die Abkürzung CNR entstammt der entsprechenden englischen Bezeichnung *contrast-to-noise ratio*.
[6] Die kleinste ROI bestand aus 50x50 = 2500 Pixeln.

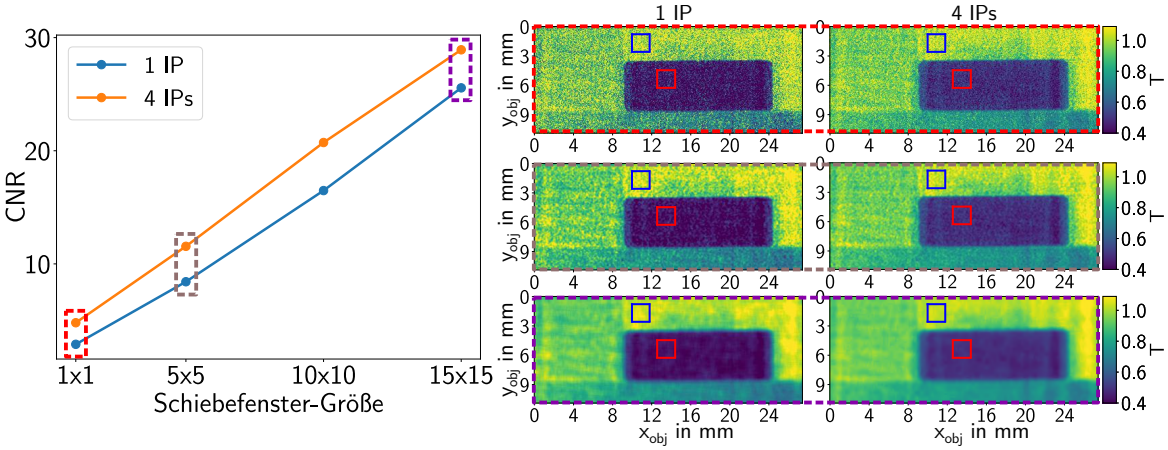


Abbildung 6.11.: Mittels Fourier-Imaging mit inklusivem Schnitt im Frequenzraum erhaltene Transmissionsbilder (rechts) für die vordere Speicherfolie in Strahlrichtung (1 IP) und die nach dem Matching aufaddierten Aufnahmen der vier hintereinander gestapelten Speicherfolien (4 IPs) für drei verschiedene Schiebefenster-Größen des verwendeten *movmean*-Algorithmus zur Glättung der Rohbilder: 1x1 (Bilder rechts oben und CNR in der Abbildung links, jeweils in rot gestrichelter Umrahmung), 5x5 (Bilder rechts in der Mitte und CNR in der Abbildung links, jeweils in grau-braun gestrichelter Umrahmung) und 15x15 (Bilder rechts unten und CNR in der Abbildung links, jeweils in lila gestrichelter Umrahmung). Mit den Transmissions-Werten der Pixel innerhalb der Freifeld-ROI (blaues Rechteck) und der Objekt-ROI (rotes Rechteck) im Aluminiumquader wurden für die jeweiligen Speicherfolienaufnahmen und verschiedene Schiebefenster-Größen die CNR-Werte berechnet (Abbildung links).

Vergleicht man die Transmissionsbilder von IP1 mit denen von IP1-4, so fällt deutlich das reduzierte Rauschen auf, das man für die aufsummierten Speicherfolien erhält. Dies schlägt sich für alle Schiebefenster-Größen in höheren CNR-Werten nieder, was mit Blick auf die Definition in Gleichung 6.2 für ein geringeres Rauschen auch zu erwarten ist. Der in den vorangegangen Untersuchungen der Freifeld-Aufnahmen herausgearbeitete Vorteil des Aufsummierens der hintereinander gestapelten Speicherfolien manifestiert sich demnach auch in der Qualität der rekonstruierten Transmissionsbilder. Gemäß der CNR-Werte nimmt diese auch annähernd linear mit der Schiebefenster-Größe zu. Jedoch lässt sich für die damit einhergehende Glättung der Rohdaten durch den *movmean*-Algorithmus kein diagnostischer Mehrwert festmachen. Die vorhandenen Bildsignaturen sind schon für das niedrigste CNR gut auszumachen, so zum Beispiel auch die mit seiner Ausdehnung in Strahlrichtung nach rechts zu höheren x_{obj}-Werten hin zunehmende Absorption des PMMA-Keils. Es ist in diesem Fall völlig ausreichend und sogar von Vorteil die Rohdaten so, wie sie original gemessen wurden, der Fourier-Imaging-Rekonstruktion zu übergeben, d.h. ohne vorige Anwendung des *movmean*-Algorithmus (Schiebefenster-Größe 1x1), da damit auch eine höhere Bildschärfe und Ortsauflösung realisiert wird.

Auffällig ist zudem, dass die rekonstruierte Transmission des Aluminiumquaders für die aufaddierten Speicherfolien IP1-4 leicht zunimmt. Dies kann auf das polychromatische

Spektrum des Backlighters und die Aufhärtung dessen durch die jeweils davor im Strahlengang befindlichen Speicherfolien zurückgeführt werden. Die vor einer Speicherfolie gestapelten Folien absorbieren bevorzugt die niederenergetischen Photonen des einfallenden Spektrums (Maddox et al., 2011). Diese Unterdrückung des niederenergetischen Teil des Spektrums führt zu einer Verschiebung der Schwerpunktsenergie zu höheren Energien. Dadurch wird der Anteil der höherenergetischen Photonen des auf die hinteren Speicherfolien einfallenden Spektrums erhöht. Dies bezeichnet man als *Aufhärtung*, siehe beispielsweise Krieger (2019). Da der energieabhängige Schwächungskoeffizient von Aluminium im relevanten Energiebereich von mehreren keV[7] bis wenigen MeV abnimmt (Berger et al., 2010; Krieger, 2019), steigt auch die rekonstruierte Transmission mit der zunehmenden Aufhärtung des Spektrums. Da dieser Einfluss auf die hintereinanderliegenden Speicherfolien in deren Summe integral enthalten ist, sinkt für die aufaddierten Speicherfolien IP1-4 die rekonstruierte Transmission etwas im Vergleich zur Rekonstruktion für lediglich die erste Speicherfolie IP1.

6.3.6. Differentielle Phase

Bei Betrachtung der rekonstruierten differentiellen Phasenbilder ohne vorige Anwendung des *movmean*-Algorithmus (Schiebefenster-Größe 1x1, rote Umrahmung) in Abbildung 6.12 fällt zunächst auf, dass sich für die Rekonstruktion mit nur der vorderen Speicherfolie (1 IP) ein derart verrauschtes Bild ergibt, dass keine Objekt-Strukturen erkennbar sind. Dies ändert sich etwas für die vier aufsummierten Speicherfolienaufnahmen (4 IPs). Hier zeichnet sich der Holzwürfel in den Bereichen ab, wo seine Schichten aufgrund von Kleinwinkelstreuung das Moiré-Muster stören, vgl. Abbildung 6.10 Schuss 16 und siehe auch Abbildung 2.3 auf Seite 20 sowie (Bayer et al., 2014). Da in diesen Bereichen aufgrund des unterbrochenen Moiré-Musters die Rekonstruktion des differentiellen Phasenbildes nicht möglich ist, bleiben sie nach der Rekonstruktion verrauscht, wohingegen sich in den Schichten, die das Moiré-Muster belassen, ein konstantes, weniger verrauschtes, differentielles Phasenbild abzeichnet, wie es sich auch für das Hintergrund-Signal im Freifeld ergibt.

Das rekonstruierte DPC-Signal[8] des PMMA-Keils, in dessen Bereich die mit einem roten Rechteck gekennzeichnete ROI zur Berechnung des CNR-Wertes festgelegt wurde, unterscheidet sich jedoch kaum vom Hintergrund-Signal. Dies schlägt sich in den erhaltenen CNR-Werten < 1 nieder. Die durch das Aufsummieren gegebene Reduktion des Rauschens führt zu leicht höheren CNR-Werten. Am deutlichsten macht sich dies für die Schiebefenster-Größe 5x5 bemerkbar. Hier ist das DPC-Bild für die aufsummierten Speicherfolien sichtlich weniger verrauscht und der erhaltene CNR-Wert im Vergleich zur Rekonstruktion für nur eine Folie signifikant höher.

Auch zeichnet sich für die aufsummierten Speicherfolien klar ersichtlich bei $x_{obj} \approx 20\,\text{mm}$ ein das ganze Bild durchziehender vertikaler Streifen ab, welcher sich im DPC-Bild der Einzelaufnahme nur grob erahnen lässt. Blickt man auf die in Abbildung 6.2 auf Seite 48

[7] Die K-Kante von Aluminium bei ca. 1.56 keV (Berger et al., 2010) hat keine Relevanz, da einfallende Photonen mit derart niedrigen Energien schon durch die Gitter-Wafer weitestgehend absorbiert wurden.

[8] In der Fachliteratur gebräuchliches Akronym für **d**ifferential **p**hase-**c**ontrast (engl. Begriff für *differentieller Phasenkontrast*).

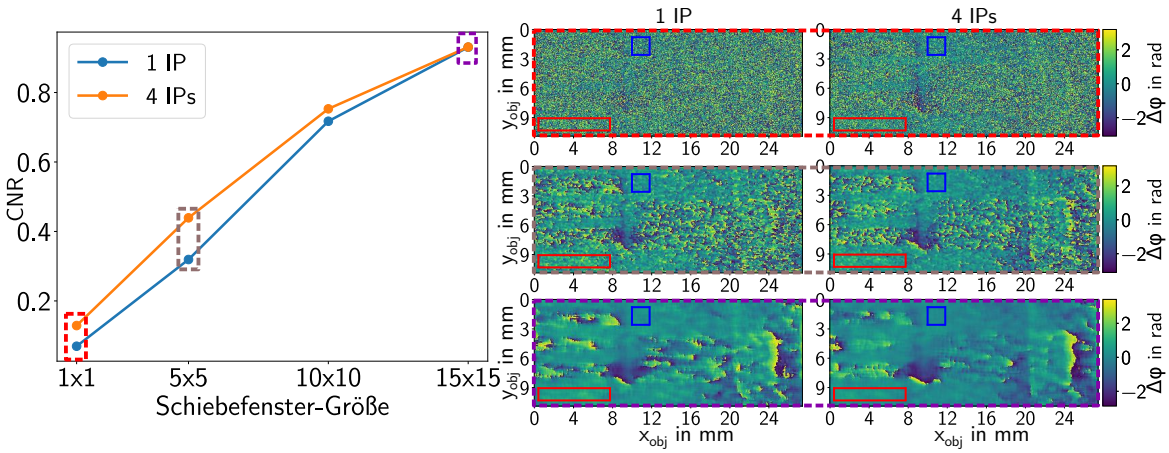


Abbildung 6.12.: Mittels Fourier-Imaging mit inklusivem Schnitt im Frequenzraum erhaltene differentielle Phasenbilder (rechts) für die vordere Speicherfolie in Strahlrichtung (1 IP) und die nach dem Matching aufaddierten Aufnahmen der vier hintereinander gestapelten Speicherfolien (4 IPs) für drei verschiedene Schiebefenster-Größen des verwendeten *movmean*-Algorithmus zur Glättung der Rohbilder: 1x1 (Bilder rechts oben und CNR in der Abbildung links jeweils in rot gestrichelter Umrahmung), 5x5 (Bilder rechts in der Mitte und CNR in der Abbildung links jeweils in grau-braun gestrichelter Umrahmung) und 15x15 (Bilder rechts unten und CNR in der Abbildung links jeweils in lila gestrichelter Umrahmung). Mit den differentiellen Phasen-Werten der Pixel innerhalb der Freifeld-ROI (blaues Rechteck) und der Objekt-ROI (rotes Rechteck) im PMMA-Keil wurden für die jeweiligen Speicherfolienaufnahmen und verschiedene Schiebefenster-Größen die CNR-Werte berechnet (Abbildung links).

dargestellte Übersicht der Rohbilder aller Schüsse, so fällt dieser Streifen kurz vor der Speicherfolien-Breite von 40 mm vor allem in den Aufnahmen auf, für welche das Moiré-Muster kaum Kontrast hat bzw. dessen Streifenmuster nicht parallel zu diesem justiert wurde. Aber auch in den anderen Roh-Aufnahmen kann man den Streifen bei genauerem Hinsehen ausmachen. Die Tatsache, dass dieser Streifen für alle Schüsse und in allen einzelnen Speicherfolien zu erkennen ist, vgl. Abbildung A.1 auf Seite 153 im Anhang, führt zu dem Schluss, dass dieser auf das Bildgebungssystem, d.h. das Gitter-Interferometer, zurückzuführen ist. Bei der folglichen Inaugenscheinnahme der verwendeten Gitter fielen Risse und Kratzer am Absorptionsgitter G2 auf, auf die sich dieses Streifen-Artefakt und weitere in den Rohbildern wahrnehmbare Streifen zurückführen lassen.

Für beide DPC-Rekonstruktionen zeichnen sich die Kanten am rechten Randbereich des Holzwürfels bei einer Schiebefenster-Größe von 5x5 deutlicher vom Hintergrund ab, ebenso wie der Aluminiumquader. Durch dessen hohe Absorptionseigenschaft für die einfallende Strahlung führt dies zu einer massiven Erniedrigung des Kontrastes des Moiré-Musters, welches sich in den Rohbildern von Abbildung 6.10 aufgrund der gewählten Fensterung gar nicht mehr abzeichnet. Die Reduzierung des Moiré-Streifen-Kontrasts erschwert die Rekonstruktion der Phase und führt, wie schon in den entsprechenden Schichten des Holzwürfels, zu starken Fluktuationen des rekonstruierten DPC-Signals. Für die Schiebefenster-Größe

von 15x15 hat die Glättung durch den *movmean*-Algorithmus derart zugenommen, dass – bis auf eine leichte Reduktion des Phasewrappings – kein Vorteil durch das Aufsummieren der Speicherfolienaufnahmen mehr erkennbar ist. Demnach haben sich auch die CNR-Werte für die ausgewählten ROIs angeglichen. Aufgrund des Verlusts an Bildschärfe und -auflösung, der mit der Weichzeichnung, welche mit der Schiebefenster-Größe zunimmt, einhergeht, sowie dem nicht gegebenen diagnostischen Mehrwert bei der Schiebefenster-Größe von 15x15 ist für das rekonstruierte differentielle Phasenbild eine Schiebefenster-Größe von 5x5 zu bevorzugen, hier insbesondere mit dem noch vorteilhaften Aufsummieren der Speicherfolien. Generell erweist sich hier die Verwendung des *movmean*-Algorithmus als sehr sinnvoll, da sich die abgebildeten Strukturen besser abzeichnen als bei den DPC-Bildern ohne vorherige Glättung (Schiebefenster-Größe 1x1, rot gestrichelte Umrahmung).

6.3.7. Dunkelfeld

Bei den in Abbildung 6.13 dargestellten rekonstruierten Dunkelfeldbildern lässt sich für alle Schiebefenster-Größen eine Reduzierung des Rauschens und ein damit einhergehendes höheres CNR durch das Aufaddieren der Speicherfolien feststellen. Dies bestätigt die aus der Untersuchung der Freifeld-Visibilitäten gewonnenen Erkenntnisse und zeigt anschaulich die durch ein höheres SNR der Visibilität zu erwartende Steigerung der Bildqualität. Am geringsten fällt dies noch ohne vorhergehende Glättung (Schiebefenster-Größe 1x1, rot gestrichelte Umrahmung) auf. Doch schon hierbei tritt das Kanten-Dunkelfeld am rechten und linken Rand des Aluminiumquaders für die aufsummierten Aufnahmen deutlicher hervor. Ebenso beginnt sich hierfür das Streifen-Artefakt bei $x_{obj} \approx 20\,mm$ sowie das Dunkelfeldsignal der Holzwürfelschichten abzuzeichnen, die das Moiré-Muster durch Kleinwinkelstreuung stören, vgl. Abbildung 6.10 Schuss 16 und siehe auch Abbildung 2.3 auf Seite 20 sowie (Bayer et al., 2014). Deutlicher wird dies sowie die Verbesserung der Signalqualität durch das Aufaddieren der Speicherfolien nach vorheriger Anwendung des *movmean*-Algorithmus. Schon bei der kleinsten verwendeten Schiebefenster-Größe von 5x5 sind die drei Dunkelfeld erzeugenden Schichten des Holzwürfels bei den aufsummierten Aufnahmen klar erkennbar und das für die ROI in der untersten Würfelschicht bestimmte CNR wird mehr als verdreifacht, auf einen Wert von etwa 1.3. Darüber hinaus wird das durch den Aluminiumquader hervorgerufene Absorptionsdunkelfeld erkennbar, das für die Schiebefenster-Größe 15x15 noch deutlicher vom Hintergrund-Dunkelfeld unterscheidbar ist. Bei dieser Schiebefenster-Größe hat das Punkt-zu-Punkt-Rauschen stark abgenommen und das Dunkelfeldbild weist außerhalb der Streifen-Artefakte und Kanten-Bereiche eine homogene Struktur auf, wie man sie beispielsweise für den Holzwürfel, den Hintergrund und das Innere des Aluminiumquaders auch erwartet.

Generell lässt sich für den Bereich rechts des Streifen-Artefakts ab $x_{obj} \approx 20\,mm$ ein höheres Rauschen konstatieren. Blickt man auf die in Abbildung 6.4 auf Seite 51 gezeigten Visibilitätskarten der für diese Rekonstruktion verwendeten Referenzaufnahme (Schuss 20), so wird der Grund hierfür offenbar. Hier ist am rechten Rand der Karten ab einer Breite von ca. 24 mm ein Abfall der Visibilität zu erkennen, welcher mit durch das Aufaddieren zunehmender Photonenanzahl immer besser sichtbar ist. Die in diesem Bereich verminderte Visibilität der Moiré-Streifen führt zu schlechterer Qualität des rekonstruierten Dunkelfelds

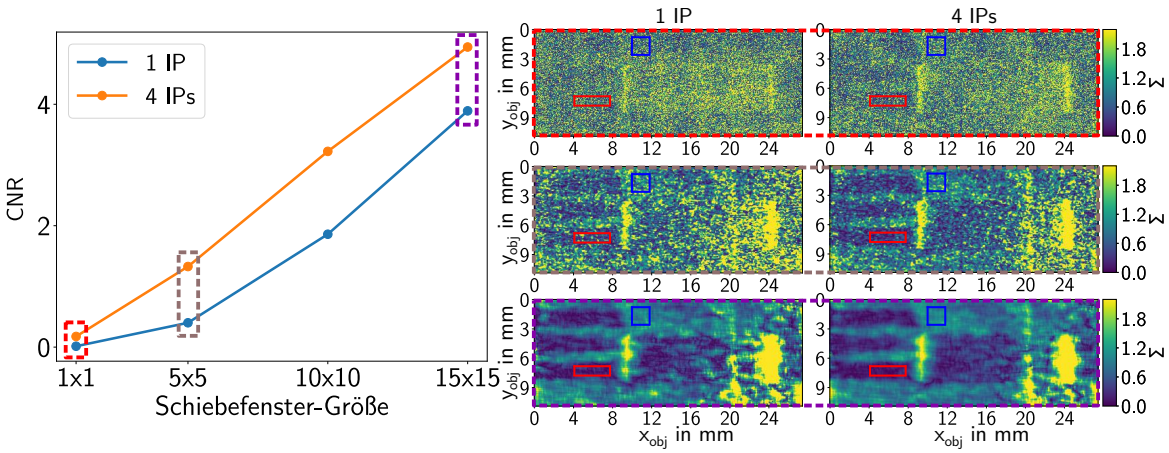


Abbildung 6.13.: Mittels Fourier-Imaging mit inklusivem Schnitt im Frequenzraum erhaltene Dunkelfeldbilder (rechts) für die vordere Speicherfolie in Strahlrichtung (1 IP) und die nach dem Matching aufaddierten Aufnahmen der vier hintereinander gestapelten Speicherfolien (4 IPs) für drei verschiedene Schiebefenster-Größen des verwendeten *mov-mean*-Algorithmus zur Glättung der Rohbilder: 1x1 (Bilder rechts oben und CNR in der Abbildung links jeweils in rot gestrichelter Umrahmung), 5x5 (Bilder rechts in der Mitte und CNR in der Abbildung links jeweils in grau-braun gestrichelter Umrahmung) und 15x15 (Bilder rechts unten und CNR in der Abbildung links jeweils in lila gestrichelter Umrahmung). Mit den Dunkelfeld-Werten der Pixel innerhalb der Freifeld-ROI (blaues Rechteck) und der Objekt-ROI (rotes Rechteck) in einer Schicht des Holzwürfels wurden für die jeweiligen Speicherfolienaufnahmen und verschiedene Schiebefenster-Größen die CNR-Werte berechnet (Abbildung links).

und dem damit verbundenen höheren Rauschen ebenda.

Die mit der Schiebefenster-Größe zunehmende Glättung manifestiert sich in einer zunehmenden Verbreiterung des Kanten-Dunkelfeldsignals des Aluminiumquaders, besonders für dessen rechte Kante (bei $x_{obj} \approx 24\,\text{mm}$). Mit Blick auf diese rechte Kante fällt auf, dass diese selbst ohne Glättung breiter ist als die linke. Auch das differentielle Phasenbild weist dort nach voriger Glättung ein stärkeres Signal auf, vgl. Abbildung 6.12. Betrachtet man das Transmissionsbild in Abbildung 6.11 an der entsprechenden Stelle, so fällt für alle gezeigten Rekonstruktionen ein Schatten an der rechten Kante ins Auge, mit zunehmender Deutlichkeit für die aufaddierten Speicherfolien und höhere Schiebefenster-Größen. Dieser kann seinen Ursprung in der Gegebenheit haben, dass beim Backlighter-Schuss zur Objektaufnahme (Schuss 16), wie auch den meisten weiteren Schüssen dieser parasitären Strahlzeit, im Zuge des Hauptexperiments zusätzlich zum Backlighter ein weiterer Metalldraht geschockt wurde. Dieser emittiert seinerseits Röntgenstrahlung, welche von den Speicherfolien detektiert wird, und wirkt dadurch als zusätzliche, zweite Quelle. Diese ließ sich für dieses parasitär stattfindende Gitter-Phasenkontrast-Experiment nicht gänzlich abschirmen und würde den Schattenwurf im Transmissionsbild und die Verbreiterung der Kante im Dunkelfeld erklären. Leider ist der auf der Objekt-Rohaufnahme, vgl. Abbildung 6.10, zu erwartende Schattenwurf dort kaum bis gar nicht zu erkennen, da ebenda

auch die Moiré-Streifen dunkel sind, also ein Intensitätsminimum aufweisen.

Im Allgemeinen ist neben dem stets zu favorisierenden Aufaddieren der Speicherfolienaufnahmen anhand des vorliegenden Beispiels für die Dunkelfeld-Rekonstruktion eine Glättung der Rohdaten zu empfehlen und diese über die Größe des Schiebefensters je nach Anforderung an die Bildschärfe bzw. Strukturauflösung sowie Rauschunterdrückung anzupassen.

Im nun folgenden letzten Teil der experimentellen Untersuchungen zur ersten Strahlzeit am PHELIX-Laser sollen die Freifeld-Intensitäten aller Schüsse mit zugleich für jeden Schuss gemessenen PHELIX-Parametern korreliert werden. Um einen Bezug zur Bildqualität herzustellen, erfolgt zuletzt für die Schüsse, bei denen es möglich war, eine Korrelation der gemessenen Hintergrund-Intensitäten mit den jeweils dafür rekonstruierten Visibilitäten.

6.4. Untersuchung von Korrelationen der gemessenen Freifeld-Intensitäten

Zunächst erfolgt eine Gegenüberstellung der für die in Abbildung 6.2 auf Seite 48 markierten Freifeld-ROIs gemessenen mittleren Intensitäten der vier aufsummierten Speicherfolien aller Schüsse mit zwei Parametern des PHELIX-Lasers. Zum einen der Energie des Backlighter-Lasers, welche von Schuss zu Schuss variiert. Zum anderen mit der präzise einstellbaren Verzögerungszeit zwischen dem Backlighter- und dem Treiber-Laser, welcher Schocks in Targets erzeugt, deren Untersuchung Gegenstand des Hauptexperiments war und von denen das im Rahmen dieser Arbeit analysierte parasitäre Experiment so gut es ging abgeschirmt wurde.

In Abbildung 6.14 a) sind die Intensitätsmittelwerte der Freifeld-ROIs der 16 Schüsse gegenüber den jeweilig der Strahlzeit-Dokumentation entnommenen Backlighter-Energien aufgetragen. Es lässt sich aufgrund der hohen Schwankung der ermittelten Datenpunkte kein vorhersagbarer Zusammenhang erkennen. Der Fehler der Intensitätsmittelwerte ist aufgrund der hohen Zahl an Pixeln der ROIs vernachlässigbar. Für die Quantifizierung der Backlighter-Energien wurde in der Dokumentation dieser Strahlzeit angenommen, dass diese der Hälfte der vom PHELIX-System ermittelten Gesamtenergie des PHELIX-Lasers entspricht. Dabei floss die Annahme ein, dass sich die Gesamtenergie des PHELIX-Lasers in gleichen Teilen auf Backlighter- und Treiber-Laser aufteilt. Dies ist jedoch nur in guter Näherung der Fall. In der zweiten Strahlzeit, die Thema des folgenden Teils III dieser Dissertation ist, wurde dies berücksichtigt. Hierbei sollte sich herausstellen, dass die Abweichung der Backlighter-Energie von der halben Gesamtenergie des PHELIX-Lasers durchaus im Bereich mehrerer Joule liegen kann. Diese Unsicherheit von mehreren Joule für die gegebenen Backlighter-Energien hat einen großen Einfluss auf die Aussagekraft von Abbildung 6.14 a), da der Bereich der erfassten Backlighter-Energien nur etwas über 15 Joule beträgt. Dies kann mitunter auch Ursache dafür sein, dass sich keine Korrelation feststellen lässt. Theoretisch würde man für höhere Energien des Backlighter-Lasers auch einen höheren Fluss und damit einen höheren PSL-Wert der Intensitäten erwarten.

Auch für die in Abbildung 6.14 b) gegenüber der jeweilig eingestellten Verzögerungszeit

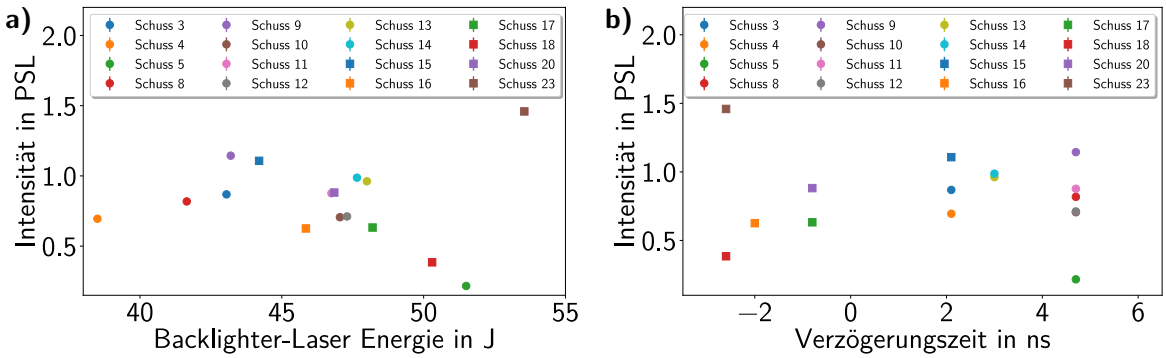


Abbildung 6.14.: Gemessene mittlere Intensitäten aller Schüsse für die in Abbildung 6.2 auf Seite 48 markierten Freifeld-ROIs **a)** gegenüber der Energie des Backlighter-Lasers und **b)** gegenüber der eingestellten Verzögerungszeit zwischen Backlighter-Laser und Treiber-Laser, welcher Schocks in Targets erzeugt, deren Untersuchung Gegenstand des Hauptexperiments war und von denen das im Rahmen dieser Arbeit analysierte parasitäre Experiment so gut es ging abgeschirmt wurde.

zwischen Backlighter- und Treiber-Laser aufgetragenen Intensitätsmittelwerte der Freifeld-ROIs aller Schüsse lässt sich keine vorhersagbare Abhängigkeit feststellen. Besonders offenbar wird dies für die Verzögerungszeit von 4.7 ns, die bei fünf Schüssen eingestellt wurde und bei der die ermittelten Intensitätswerte nahezu über den gesamten PSL-Bereich der ermittelten Intensitäten verteilt sind. Diese Beobachtung, dass die von den Speicherfolien gemessenen Intensitäten nicht mit den Verzögerungszeiten korreliert sind, entspricht allerdings der Erwartung. Da die Speicherfolien nicht zeitauflösend sind, kann mit ihnen nicht zwischen zu unterschiedlichen Zeitpunkten auftreffenden Signalen unterschieden werden.

Zuletzt erfolgt eine Untersuchung, ob bei den Schüssen ab Schuss 10 mit gleich eingestelltem Moiré-Muster eine Abhängigkeit zwischen den rekonstruierten Visibilitäten und den gemessenen Intensitäten der entsprechenden Rohbilder vorliegt. Dazu wurden zusätzlich die Schüsse 12, 14 und 15 mit in die Analyse einbezogen, die bei den Untersuchungen in Abschnitt 6.2 noch wegen des schon in den Rohbildern kaum wahrnehmbaren Kontrasts ihres Moiré-Streifenmusters ausgeschlossen wurden. Für die in Abbildung 6.2 auf Seite 48 markierten Freifeld-ROIs der aufsummierten Speicherfolienaufnahmen wurden die Intensitätsmittelwerte sowie die Stichproben-Mittelwerte der durch Fourier-Imaging mit inklusivem Schnitt im Frequenzraum erhaltenen Visibilitätsverteilungen ermittelt und in Abbildung 6.15 gegeneinander aufgetragen. Aufgrund der hohen Zahl an Pixeln aller ROIs sind die Fehler der ermittelten Stichproben-Mittelwerte sowohl der Visibilität als auch der Intensität vernachlässigbar. Zwar ergeben sich für Schüsse mit ähnlichen Intensitäten nicht nur nah beieinander liegende Visibilitätswerte, wie für die Schuss-Paare 16 und 17 bzw. 10 und 12, sondern auch größere Differenzen wie für die Schüsse 20 und 11 bzw. 13 und 14. Es lässt sich jedoch mit Blick auf die Gesamtheit der Datenpunkte in Abbildung 6.15 ein tendenzieller Abfall der Visibilitätswerte mit steigender Intensität der einzelnen Schüsse feststellen. Diese Abhängigkeit zwischen Intensität und Visibilität derselben ROI eines Schusses kann auf das Verhalten des Fourier-Imaging-Algorithmus bei unterschiedlich ho-

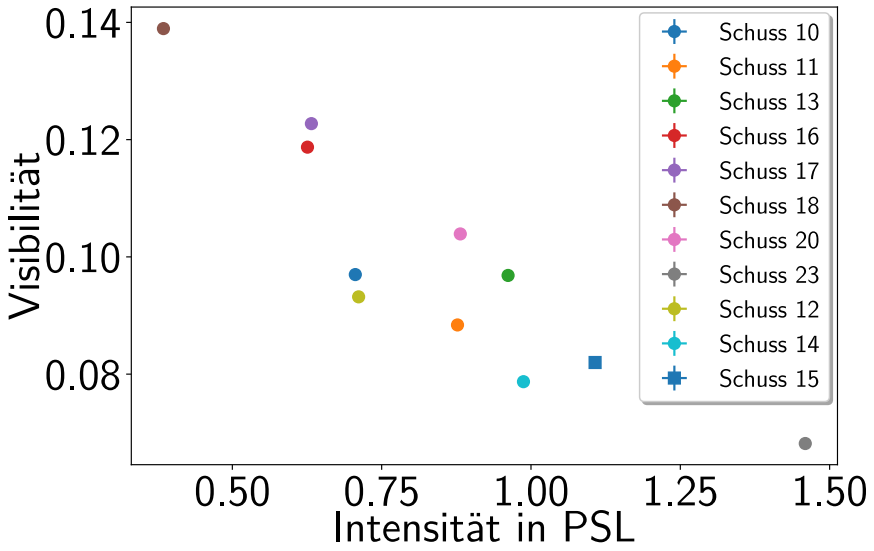


Abbildung 6.15.: Stichproben-Mittelwerte der durch Fourier-Imaging mit inklusivem Schnitt im Frequenzraum erhaltenen Visibilitätsverteilungen, dargestellt gegenüber den entsprechenden Intensitätsmittelwerten der aufsummierten Speicherfolienaufnahmen. Die zugrundeliegenden ROIs mit gleichbleibenden Moiré-Muster (ab Schuss 10) sind in Abbildung 6.2 auf Seite 48 markiert.

hen Rauschniveaus zurückgeführt werden. Wie die Untersuchungen anhand des Toy-Modells in Abschnitt 6.2.3 zeigen, führt bei dominierendem Rauschen schon in etwa eine Verdopplung der Intensität zu einem Abfall der Mittelwerte der rekonstruierten Visibilitätsverteilungen um mehrere Prozentpunkte, vgl. dazu das von Zeile 1 zu Zeile 2 bzw. Zeile 2 zu Zeile 3 von Abbildung 6.8 auf Seite 59 beobachtbare Verhalten.

Eine mögliche Ursache für größere Abweichungen der Visibilitätswerte bei Schüssen mit ähnlichen Intensitäten kann in Störsignalen liegen. So wird bei der Laser-Materie-Wechselwirkung zur Erzeugung des Backlighters neben Röntgenphotonen weitere ionisierende Strahlung, wie beispielsweise Elektronen und Protonen, emittiert (Key et al., 1998; Cowan et al., 2000; Hatchett et al., 2000; Snavely et al., 2000; Wilks et al., 2001; Park et al., 2006; Park et al., 2008). Trifft diese Teilchenstrahlung bzw. von dieser erzeugte Sekundärstrahlung auf die Speicherfolien, so trägt dies zwar zu einem erhöhten Intensitätssignal bei, reduziert aber den Kontrast der Moiré-Streifen und damit die Visibilität. Gleiches gilt auch für die von den Backlighter-Röntgenphotonen erzeugte Sekundärstrahlung, beispielsweise Streustrahlung durch Fluoreszenz an den Wänden der Vakuumkammer oder den Gitterhaltern. Die Abstrahlung des vom PHELIX-Laser beschossenen Backlighter-Drahtes ist nur in guter Näherung isotrop (Borm et al., 2019) und variiert zusätzlich von Schuss zu Schuss, unter anderem weil sowohl die Energie des PHELIX-Lasers als auch der Auftreffpunkt des Lasers auf dem Backlighter-Draht variieren. Demnach kann von Schuss zu Schuss mit unterschiedlich und nicht vorhersagbar hohem Anteil an Störsignalen gerechnet werden, die die gemessenen Intensitäten erhöhen und die rekonstruierte Visibilität verringern.

7. Resümee

Im Zuge der Vorbereitung dieser ersten Strahlzeit am PHELIX-Laser wurde neben einem robusten und transportablen Talbot-Interferometer auch eine Ausrichtungsmethode konzipiert, die es ermöglichte, das Interferometer innerhalb der ersten Schüsse am PHELIX-Laser zu justieren und damit für die Phasenkontrast-Röntgenbildgebung betriebsbereit zu machen. Dies war erforderlich, da an der PHELIX-Einrichtung keine kontinuierliche Röntgenquelle zur Verfügung stand und die Zeit zwischen zwei Schüssen des PHELIX-Lasers etwa 90 Minuten betrug. Das Moiré-Muster des ersten Schusses der Strahlzeit konnte erfolgreich auf der im Heimlabor aufgenommenen Moiré-Karte identifiziert und anhand dieser in den folgenden Schüssen auf gewünschte Frequenzen und Ausrichtungen der Moiré-Streifen eingestellt werden.

Diese vorhersagbare Einstellbarkeit der Moiré-Streifen hat besondere Relevanz für die Phasenschub-Rekonstruktionstechniken, die von einer bestimmten Feinheit und Ausrichtung der Moiré-Steifen profitieren, wie zum Beispiel das verwendete Fourier-Imaging. Die Ausrichtungsmethode ermöglicht eine schnelle, verlässliche, präzise und vorhersagbare Einstellbarkeit des Moiré-Musters binnen weniger Schritte. Daher ist sie nicht nur für Anlagen wie PHELIX attraktiv, an denen die Zeit zwischen zwei Aufnahmen auf der Zeitskala von Stunden ist, sondern ganz allgemein auch für bildgebende Systeme an kontinuierlichen Röntgenquellen. So kommt mit Hilfe der Ausrichtungsmethode und der einmal aufgenommen Moiré-Karte als Nachschlagtabelle beispielsweise eine automatisierte (Neu-)Ausrichtung eines dejustierten Interferometers in Betracht. Die automatisierte Ausrichtung würde den Einsatz, die Verwendung und Bedienung des Interferometers, zum Beispiel im medizinisch-klinischen Anwendungsbereich, massiv erleichtern, das Hinzuziehen eines Experten überflüssig und das Interferometer somit einem größeren Anwender-Spektrum zugänglich machen.

Die ersten Schüsse dieser Strahlzeit am PHELIX-Laser stellten jedoch nicht nur die erfolgreiche Anwendung der konzipierten Ausrichtungsmethode unter Beweis, sondern auch die Stabilität und mechanische Robustheit des Interferometers, welches den Transport vom Heimlabor des ECAP zum PHELIX-Laser ans GSI de facto gut überstanden und die eingestellten Abstände und Ausrichtungen der Gitter auf der erforderlichen Genauigkeit beibehalten hat.

Die Aufnahme der Moiré-Muster der einzelnen Schüsse erfolgte durch vier hintereinander gestapelte Speicherfolien, welche in einen Scanner eingelegt und digitalisiert wurden. Diese wurden mit einem entsprechend adaptierten Matching-Algorithmus möglichst gleich ausgerichtet und anschließend addiert. Der im Zuge der Analyse der Freifeld-Aufnahmen folgende Vergleich der einzelnen mit den sukzessive aufaddierten Aufnahmen der Speicherfolien ergab durch die mit dem Aufaddieren verbundene Reduktion des Rauschniveaus einen Gewinn an Signalqualität, der sich schon in einem besser zutage tretenden und weniger vom Rauschen dominierten Moiré-Streifenmuster abzeichnete und in einem besseren Signal-

zu-Rausch-Verhältnis der rekonstruierten Visibilitätsverteilungen quantitativ manifestierte. Diese anhand der Messungen gewonnenen Erkenntnisse wurden weiters von einem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Toy-Modell bestätigt, untermauert und vertieft, welches eine dedizierte Untersuchung des Einflusses des Photonenrauschens auf die via Fourier-Imaging mit inklusivem Schnitt rekonstruierten Visibilitätsverteilungen und damit der zu erwartenden Bildqualität ermöglichte.

Vor der Analyse erster Einzelschuss-Rekonstruktionen erfolgte eine Beschreibung der Präparation der Rohaufnahmen von Objekt und Referenz. Die Präparation war aufgrund der herausfordernden experimentellen Gegebenheiten der durchgeführten Einzelschuss-Experimente erforderlich, um möglichst aussagekräftige und qualitativ hochwertige Rekonstruktionen zu ermöglichen. Analysiert wurden die via Fourier-Imaging mit inklusivem Schnitt erhaltenen Einzelschuss-Rekonstruktion des Transmissionsbildes, des differentiellen Phasenbildes sowie des Dunkelfeldbildes einer ROI einer Objekt-Aufnahme (Schuss 16) mit drei für die drei Bildmodalitäten geeigneten Testobjekten sowie einer entsprechenden ROI einer Freifeld-Aufnahme (Schuss 20) als Referenz. Dabei wurde neben einem Vergleich der vordersten Speicherfolienaufnahme mit der Summe aus den vier aufaddierten Speicherfolien auch der Einfluss der Anwendung eines Schiebefenster-Algorithmus auf die Rohbilder untersucht, der durch gleitende Bildung des Mittelwerts zu einer Glättung und damit einhergehend einer Reduktion des Rauschens auf Kosten der Ortsauflösung führt. Schon ohne Anwendung des Schiebefenster-Algorithmus zeichnete sich in allen drei Bildmodalitäten ein Gewinn an Signalqualität und Information durch das Aufaddieren der Speicherfolienaufnahmen ab. Dies bestätigte abermals die Erkenntnisse aus den Freifeld-Analysen und rechtfertigt den für das Matching und anschließende Aufaddieren der Speicherfolien betriebenen Aufwand. Mithilfe des Schiebefenster-Algorithmus lässt sich das CNR der ausgewählten ROIs für alle drei Objekte in entsprechenden Bildmodalitäten signifikant erhöhen. Am deutlichsten wird der dadurch erhaltene diagnostische Mehrwert im Dunkelfeld- und dem differentiellen Phasenbild, welche beide im Vergleich zum Transmissionsbild mehr von einem besseren SNR der Visibilität, sprich einer besseren Erkennbarkeit der Moiré-Streifen, profitieren. Auch bei Anwendung des Schiebefenster-Algorithmus ist das Aufaddieren der Speicherfolien zu empfehlen und bringt diagnostische Vorteile. Bei der Wahl der Größe des Schiebefensters gilt es, den besten Kompromiss zu finden zwischen der Reduzierung des Rauschens, das zunächst einen Gewinn an diagnostischer Information über das Objekt mit sich bringt, und dem damit einhergehenden Verlust an Auflösung struktureller Details aufgrund stärkeren Glättens bzw. Ausschmierens bei zunehmender Fenstergröße.

Die mit dem Talbot-Interferometer gemachten Aufnahmen und die anschließend mittels Fourier-Imaging gewonnenen Bildmodalitäten, insbesondere die des differentiellen Phasenbildes, erbringen den Machbarkeitsbeweis für die Anwendung gitterbasierter Phasenkontrast-Röntgenbildgebung am PHELIX-Laser. Durch die universell einsetzbare Ausrichtungsmethode und die Portabilität des mechanisch robusten Talbot-Interferometers ist die Einsetzbarkeit dessen nicht nur an jeder weiteren Hochintensitätslaser-Einrichtung sichergestellt, die mit PHELIX vergleichbare experimentelle Rahmenbedingungen zur Erzeugung der Röntgen-Backlighter-Quelle schafft, sondern ganz allgemein an beliebigen Röntgenquellen mit ausreichender Kohärenz. Die durch diese parasitäre Strahlzeit im April 2018 mit dem Talbot-Interferometer an einem Röntgen-Backlighter erzielten Ergebnisse ergän-

zen und erweitern die wegweisenden Resultate der Forschungsgruppe um D. Stutman und M.P. Valdivia, vgl. Abschnitt 3.2.2 ab Seite 30. Ihnen gelang der Machbarkeitsbeweis gitterbasierter Phasenkontrast-Röntgenbildgebung an Röntgen-Backlightern mit einem Talbot-Lau-Interferometer, d.h. im Vergleich zu dem in dieser Arbeit verwendeten Talbot-Interferometer unter zusätzlicher Verwendung eines dritten Gitters, dem Quellgitter G0, und der Ausnutzung des damit realisierten Lau-Effekts.

Der – nach bestem Wissen des Verfassers dieser Dissertation – weltweit erstmals im Rahmen dieser parasitären Strahlzeit im Frühjahr 2018 an laser-getriebenen Backlightern mit harter Röntgenstrahlung erbrachte experimentelle Beleg, dass bei ausreichend kleiner und damit kohärenter Dimensionierung der Backlighter-Quelle auf ein Quellgitter verzichtet werden kann, bestätigt die theoretischen Erwartungen sowie die Vorversuche an der Mikrofokus-Röntgenröhre, vgl. Abschnitt 5.2 ab Seite 38 und Schuster et al. (2019). Darüber hinaus schafft er pionierhaft das Bewusstsein für zukünftige Experimente mit gitterbasierter Phasenkontrast-Bildgebung an harten Röntgen-Backlightern, den Verzicht auf ein Quellgitter und die damit verbundenen Möglichkeiten in Betracht zu ziehen. Zwar bedingt dies höhere Anforderungen an die Einstellung und Kontrolle des Talbot-Musters und damit des Moiré-Musters, hat aber einen höheren Fluss zur Folge und dementsprechend eine bessere Qualität der gewonnenen Bilder durch Reduktion des Rauschniveaus. Wie wichtig eine Rauschreduktion für die Qualität der rekonstruierten Bildmodalitäten ist, haben die Auswertungen der Messungen sowie das Toy-Modell eindrücklich unter Beweis gestellt. Von einer Erhöhung der Visibilität, wie sie durch Erhöhung der räumlichen Kohärenz mit einem Quellgitter realisierbar ist, kann erst profitiert werden, wenn auch die Fluktuationen ihrer Verteilung, d.h. ihr Rauschen, konstant bleibt oder gar sinkt und damit ihr SNR steigt. Da ein Quellgitter den Photonenfluss des Nutzsignals jedoch in etwa halbiert, ist dies für per se schon vom Rauschen dominierte Experimente ohne weitere Maßnahmen nicht zu erwarten.

Trotz des Verzichts auf ein Quellgitter sind die am PHELIX-Laser gemachten Aufnahmen und die aus diesen gewonnenen Bilder vom Rauschen dominiert. Demzufolge wurde schon während der Strahlzeit selbst das verhältnismäßig grob eingestellte Moiré-Streifenmuster nicht weiter optimiert, sondern so belassen, um durch die weiteren Schüsse mehr Statistik für die bereits eingestellte Konfiguration zu erhalten. Zudem hätte eine feinere Wahl der Periode der Moiré-Streifen die Bestimmung von dessen Kontrast und damit der Visibilität in Anbetracht des dominierenden Rauschens zunehmend erschwert und folglich das SNR der Visibilitätsverteilung weiter reduziert.

Für potenzielle zukünftige Strahlzeiten mit dem Talbot-Interferometer an Röntgen-Backlightern, die vom PHELIX-Laser bzw. einem mit diesem vergleichbaren Hochintensitätslaser getrieben werden, gilt es, zunächst und primär den Fokus der Weiterentwicklungen auf die Reduktion des dominierenden Rauschens zu legen. Ein großes Potenzial für Optimierungen diesbezüglich findet sich in der Konzeption der Gitter des Interferometers, genauer gesagt im für ihre Wafer verwendeten Material. So kann, wie zu Beginn des folgenden Teils III dieser Dissertation herausgearbeitet wird, durch Verwendung von Wafer-Material aus Polyimiden anstelle des bisher eingesetzten Siliziums der Fluss signifikant erhöht werden. Des Weiteren führten die später in Seifert et al. (2020) publizierten Auswertungen von propagationsbasierten Phasenkontrast-Aufnahmen am PHELIX-Laser, die der Arbeitsgruppe

für Laborastrophysik und Phasenkontrast-Röntgenbildgebung des ECAP von den Arbeitsgruppen des Hauptexperiments dieser Strahlzeit freundlicherweise zur Verfügung gestellt wurden, zu der Erkenntnis, dass das Röntgenspektrum des vom PHELIX-Laser getriebenen Backlighters weicher ist als bisher angenommen. Dies hat zweierlei Konsequenzen, zum einen, dass bei einem für das weichere Spektrum optimierten Talbot-Interferometer, sprich Gitter-Parametern und Abständen, mit höheren Visibilitäten als den bisher erreichten zu rechnen ist, zum anderen, dass die Verwendung transparenterer Gitter-Wafer umso essenzieller ist.

Diese Optimierungsmöglichkeiten flossen als Motivation in einen Antrag auf eine erstmalig eigene und nicht parasitäre Strahlzeit am PHELIX-Laser ein, dessen Grundlage der in diesem Teil dargelegte Machbarkeitsbeweis der gitterbasierten Phasenkontrast-Röntgenbildgebung am PHELIX-Laser ist, durch das dafür konzipierte portable Talbot-Interferometer und die entwickelte Ausrichtungsmethode dessen. Mit dieser Basis und seinem erklärten Ziel, erstmalig diese Bildgebung auf laser-induzierte Schocks an einem laser-getriebenen Backlighter mit harter Röntgenstrahlung anzuwenden, stellte der Antrag für die Gutachter des *PHELIX and Plasmaphysics Program Advisory Committee (PPAC)* einen sehr interessanten und in Bezug auf die Anwendung im Gebiet der dynamischen High-Energy-Density-Wissenschaft originellen Ansatz dar. Der Antrag auf Strahlzeit, der vom Verfasser dieser Dissertation während seiner Promotionszeit federführend verfasst wurde, wurde in vollem Umfang bewilligt, vgl. Appendix-Kapitel „Liste bewilligter Strahlzeit- und Fördermittel-Anträge“ auf Seite 215 für Details.

Die Vorüberlegungen, die Vorbereitung sowie die Auswertung und Diskussion von Experimenten und Messungen, die während dieser erstmals eigenen, nicht parasitären PHELIX-Strahlzeit der Arbeitsgruppe für Laborastrophysik und Phasenkontrast-Röntgenbildgebung des ECAP durchgeführt wurden, sind Gegenstand des nun folgenden Teils III dieser Dissertation.

Teil III.

Zweite Strahlzeit am PHELIX-Laser

8. Ausgangssituation

In diesem Kapitel werden die aufgrund der Erfahrungen und Erkenntnisse der ersten Strahlzeit gemachten Vorüberlegungen und Vorbereitungsschritte für die zweite Strahlzeit dargelegt. Darauf basierend erfolgt eine Vorstellung der Konzeption der Gitter, der Talbot-Interferometer sowie des gesamten experimentellen Aufbaus am PHELIX-Laser mit den jeweiligen Spezifikationen.

8.1. Vorüberlegungen

Aufgrund der kurzen Vorbereitungszeit wurden für die parasitäre, erste Strahlzeit im Frühjahr 2018 zunächst Gitter aus dem Bestand verwendet. Deren Wafer aus Silizium hatten eine Höhe von 200 µm bzw. 500 µm, vgl. Tabelle 5.1 auf Seite 36 in Abschnitt 5.1. Diese in Summe 700 µm Silizium haben für die zunächst angenommene Schwerpunktsenergie von 40 keV eine Transmission von etwa 89 % (Chantler et al., 2005). Liegt jedoch eine dominierende Energie zwischen 11 keV und 12 keV vor, wie die Ergebnisse von Seifert et al. (2020) nahelegen, so liegt die Transmission von 700 µm Silizium nur noch etwa zwischen 1.8 % und 4.4 % (Chantler et al., 2005). Dies disqualifiziert die Verwendung von Silizium-Wafern mit derartigen Höhen für die Herstellung von Gittern für eine Design-Energie von 11 keV-12 keV. Nicht zuletzt, weil die Messungen zur ersten Strahlzeit mit dem für die höheren Energien von etwa 40 keV designten Gitter-Interferometer trotz des Aufaddierens mehrerer Speicherfolienaufnahmen stark rauschdominiert waren, und das bei einer Transmission von fast 90 % (Chantler et al., 2005) durch die Silizium-Wafer in diesem Energiebereich. Das bedeutet, dass nicht nur für Energien im Bereich von 11 keV, sondern auch bei Talbot-Interferometern, die für höhere Energien designt wurden, Alternativen zu den Silizium-Wafern als Optimierungsmöglichkeit in Betracht zu ziehen sind, um so die Absorption und damit das Rauschniveau weiter zu reduzieren.

8.2. Konzeption der Gitter

8.2.1. Wahl der Gitter-Wafer

Als alternatives Wafer-Material wurde von Seiten der Gitter-Hersteller für die anvisierten niedrigen Design-Energien im Bereich von (11 ± 1) keV Polyimid, gemeinhin auch unter den Handelsnamen *Vespel* oder *Kapton* bekannt (Dominginghaus, 2005), sowie Graphit empfohlen. Die dabei gebräuchlichen Wafer-Höhen betragen etwa 500 µm.

Somit ergeben sich für das aus zwei Gittern bestehende Interferometer in Summe etwa 1000 µm Wafer-Material in Strahlrichtung. Die in dieser zweiten Strahlzeit verwendeten Phasengitter wurden auf Polyimid-Wafern gefertigt. Bei den Absorptionsgittern wurden sowohl Gitter mit Polyimid- als auch mit Graphit-Wafern gefertigt und eingesetzt.

	Wafer-Transmission in % bei Energien von:		
Wafer-Höhe	(11 ± 1) keV	(25 ± 1) keV	(40 ± 1) keV
700 µm Si	$1.8 \pm^{2.6}_{1.3}$	$68.4 \pm^{2.7}_{3.0}$	$89.2 \pm^{0.6}_{0.5}$
1000 µm PI	$71.9 \pm^{5.3}_{7.3}$	$94.9 \pm^{0.3}_{0.3}$	$96.8 \pm^{0.1}_{0.0}$
500 µm PI + 500 µm GR	$69.7 \pm^{5.5}_{7.6}$	$94.0 \pm^{0.3}_{0.3}$	$96.1 \pm^{0.0}_{0.1}$

Tabelle 8.1.: Für die drei anvisierten Design-Energien berechnete und in Prozent angegebene Transmissionswerte der verwendeten Wafer-Höhen in Strahlrichtung. Die Schwächungskoeffizienten wurden Chantler et al. (2005) entnommen, wobei für Silizium (Si) eine Dichte von $2.32\,\mathrm{g/cm^3}$ (Chantler et al., 2005), für Polyimid (PI) von $1.42\,\mathrm{g/cm^3}$ („DuPont Kapton HN. Polyimide Film“, 2019) sowie für Graphit (GR) von $2.26\,\mathrm{g/cm^3}$ (Sicius, 2021) angenommen wurde.

Mit den sich daraus ergebenden Kombinationen der Wafer lassen sich nun mit Hilfe der aus Chantler et al. (2005) erhaltenen Schwächungskoeffizienten und dem Schwächungsgesetz, vgl. Abschnitt 1.2.3 ab Seite 8 im Grundlagenteil, für gegebene Energien die entsprechenden Transmissionswerte berechnen. Dabei wurde für Silizium (Si) eine Dichte von $2.32\,\mathrm{g/cm^3}$ (Chantler et al., 2005), für Polyimid (PI) von $1.42\,\mathrm{g/cm^3}$ („DuPont Kapton HN. Polyimide Film“, 2019) sowie für Graphit (GR) von $2.26\,\mathrm{g/cm^3}$ (Sicius, 2021) angenommen. Die so erhaltenen Transmissionswerte sind in Tabelle 8.1 aufgeführt. Neben der ursprünglich angenommenen Design-Energie von (40 ± 1) keV und der nun anvisierten von (11 ± 1) keV wurde auch noch der Energiebereich (25 ± 1) keV in die Berechnung mit einbezogen, da ferner ein Phasengitter mit dieser Design-Energie in der zweiten Strahlzeit Verwendung fand.

Aus Tabelle 8.1 wird ersichtlich, wie essenziell die Verwendung alternativer Wafer-Materialien für ein auf den Bereich von (11 ± 1) keV eingestelltes Gitter-Interferometer ist. So lässt sich durch die Verwendung von Gitter-Wafern aus Polyimid bzw. Graphit die Transmission vom Bereich weniger Prozentpunkte auf etwa 70 % um mehr als eine Größenordnung steigern. Bei einer Design-Energie von (25 ± 1) keV gewinnt man bei der Verwendung von Polyimid- bzw. Graphit-Wafern noch etwas über 25 % an Transmission, bei (40 ± 1) keV ist der Gewinn von etwa sieben Prozentpunkten auch nicht zu vernachlässigen.

8.2.2. Weitere Gitter-Spezifikationen

Es wurden zwei Phasengitter mit Polyimid-Wafern, einer Periode von 10 µm und einem Tastgrad von 0.5 bestellt und gefertigt, welche vor der zweiten Strahlzeit am PHELIX-Laser auch schon bei Synchrotron-Strahlzeiten an der *Diamond-Light-Source* (Didcot, UK) und an *PETRA-III* (*DESY*, Hamburg) bei einer Energie von 10 keV bzw. 11 keV verwendet und charakterisiert wurden, siehe hierzu im Appendix-Kapitel „Liste bewilligter Strahlzeit- und Fördermittel-Anträge“ auf Seite 213 bzw. 214 für Details zu den Anträgen dieser Strahlzeiten und die Dissertation von Andreas Wolf (o.D.) für Details zu den Experimenten und Ergebnissen. Als Material für die Gitterstege diente der Fotolack SU-8. Die Soll-

Steghöhe wurde mit 25 µm beim Gitter-Hersteller in Auftrag gegeben. Mit dieser Steghöhe und der vom Gitter-Hersteller übermittelten chemischen Zusammensetzung des verwendeten Fotolacks wird bei einer Energie von etwa 10.5 keV ein π-Phasenschub aufgeprägt, was im Bereich der anvisierten Design-Energie von (11 ± 1) keV liegt. Die Fläche der beiden Gitter beträgt 5 cm $\times$ 5 cm.

Die Absorptionsgitter auf Polyimid- bzw. Graphit-Wafern wurden mit einer Soll-Periode von 6 µm und einem Tastgrad von über 60 % bestellt. Mit Stegen aus Gold und einer Höhe von mehr als 150 µm sollte sichergestellt werden, dass die Absorptionsgitter nicht nur für die anvisierte Design-Energie von (11 ± 1) keV annähernd Schwarz-Weiß-Gitter darstellen, sondern auch noch für höhere Energien, welche im polychromatischen Backlighter-Spektrum per se enthalten sind und zusätzlich durch Stör- oder Streustrahlung vorkommen können. Die Fläche der Absorptionsgitter wurde kreisförmig mit einem Durchmesser von 70 mm gefertigt.

Zudem wurde aus dem Bestand noch ein Gittersatz mit einer Design-Energie von etwa 25 keV für die zweite Strahlzeit vorbereitet. Das Absorptionsgitter war dasselbe, das auch schon bei der ersten Strahlzeit eingesetzt wurde, vgl. Tabelle 5.1 auf Seite 36 in Abschnitt 5.1. Das Phasengitter ist bis auf die Steghöhe baugleich mit dem aus der ersten Strahlzeit. Die Nickel-Stege wurden mit einer Höhe von 8.7 µm gefertigt, was einen π-Phasenschub bei 25 keV bedeutet.

8.3. Konzeption des Experiments und Vorbereitung

Da die zweite Strahlzeit am PHELIX-Laser keine parasitäre war, die gitterbasierte Bildgebung somit das Hauptexperiment darstellte, konnte diese nun innerhalb der PHELIX-Target-Kammer stattfinden. Die Target-Kammer bietet Platz für zwei Exemplare von der Größe des bei der ersten Strahlzeit verwendeten und in Kapitel 5 vorgestellten Interferometer-Aufbaus. Die Konzeption der beiden für die zweite Strahlzeit eingesetzten Talbot-Interferometer und die nach deren Fertigung erfolgte Vorbereitung für die Strahlzeit am PHELIX-Laser sollen in den folgenden beiden Abschnitten kurz skizziert werden.

8.3.1. Konzeption

Innerhalb der PHELIX-Target-Kammer zu installierende Instrumente müssen den Standards für ein Hochvakuum von 10^{-6} mbar entsprechen, beispielsweise im Bezug auf die Ausgasung von Materialien, die Verwendung von Schmiermitteln und die Entlüftung von inneren Hohlräumen (Zielbauer, o.D.). Dies hatte zur Folge, dass der in der ersten Strahlzeit außerhalb der Kammer angebrachte Interferometer-Aufbau nicht mehr wiederverwendet werden konnte, da unter anderem die verwendete Linearachse und der verwendete Linearaktor nicht für ein derartiges Vakuum geeignet waren. Dementsprechend galt es, zwei neue Interferometer-Aufbauten zu konzipieren und anfertigen zu lassen. Dazu wurden zwei Sets Linearachsen beschafft, ein manuell sowie ein motorisiert verstellbares, welche neben den in Kapitel 5 geschilderten Anforderungen für den Aufbau und die Bildgebung auch die Anforderungen des Hochvakuums in der Target-Kammer erfüllen.

Darüber hinaus bot sich die Gelegenheit zur weiteren Optimierung mit aus der ersten Strahlzeit gewonnen Erkenntnissen. Beispielsweise waren beim Interferometer-Aufbau der ersten Strahlzeit die beiden Gitter schon allein durch ihre Montage in den Haltern und deren Arretierung derart parallel ausgerichtet, dass die Kipp- und Drehplattform obsolet war. Entsprechend wurde auf diese bei der Konzeption der beiden neuen Aufbauten verzichtet, auch um somit ein versehentliches Dejustieren des Interferometers zu verhindern. Weitere Optimierungen, zum Beispiel beim Design der Gitterhalter sowie der lichtdichten Speicherfolien-Box, finden sich in der Masterarbeit von Stephan Schreiner (Schreiner, 2020), welche das Design und die Charakterisierung dieser beiden Gitter-Interferometer zum Ziel hatte und vom Verfasser dieser Dissertation mit-betreut wurde. Dieser Masterarbeit lassen sich auch weitere Details zur Konzeption der Interferometer-Aufbauten und zu den Spezifikationen der verwendeten Komponenten, beispielsweise zu den verwendeten hochvakuumtauglichen Achsen, entnehmen.

8.3.2. Vorbereitung

Nach Fertigung der beiden Interferometer-Aufbauten war ein erstes Ziel der Vorbereitung auf die zweite Strahlzeit, aus vier gelieferten Absorptionsgittern mit einer Soll-Periode von 6 µm zwei auszuwählen, welche in Kombination mit den beiden 10 µm-Phasengittern zwei auf (11 ± 1) keV optimierte Talbot-Interferometer ergeben. Dazu wurden Visibilitätskarten analysiert, welche aus für die verschiedenen Kombinationen am ECAP-Heimlabor aufgenommenen Moiré-Mustern gewonnen wurden. Die Ergebnisse dieser Analyse finden sich ebenfalls in Schreiner (2020). Bei diesen vorbereitenden Messungen und Analysen fiel insbesondere auf, dass die 6 µm-Absorptionsgitter – bei fest belassenem Phasengitter – ausgetauscht werden können und immer noch ein Moiré-Muster detektiert wird, das Gitter-Interferometer also kaum durch den Aus- und Wiedereinbau der Absorptionsgitter dejustiert wurde. Dies ist auf die Konzeption der Gitterhalter sowie auf die Präzision bei deren Fertigung und Arretierung zurückzuführen, vgl. Schreiner (2020).

Es sollte sich darüber hinaus herausstellen, dass nicht nur baugleiche und zu den Phasengittern passende Absorptionsgitter gewechselt werden können, sondern nach zuvor erfolgter Aufnahme von Moiré-Karten und der Dokumentation entsprechender Positionen der beiden Linearachsen auch ein Wechsel des gesamten Gittersatzes möglich ist, ohne dass das Moiré-Muster verschwindet. Man war also in der Lage, anhand der Moiré-Karte den neu eingebauten Gittersatz nach einer Aufnahme auf eine gewünschte Erscheinungsform des Moiré-Musters gemäß der in Abschnitt 5.4 ab Seite 42 vorgestellten Ausrichtungsmethode einzustellen. Damit eröffnete sich für die zweite Strahlzeit die Möglichkeit, auch während der Strahlzeit Gittersätze komplett auszuwechseln. Dies hatte zur Folge, dass neben den für (11 ± 1) keV designten 10 µm-G1-Gittern und den diesen entsprechenden 6 µm-G2-Gittern auf Polyimid- bzw. Graphit-Wafern auch ein Gittersatz aus dem Bestand für die zweite Strahlzeit präpariert wurde, welcher mit einer Design-Energie von etwa 25 keV zusätzliche Charakterisierungen der Energieabhängigkeit erlaubt.

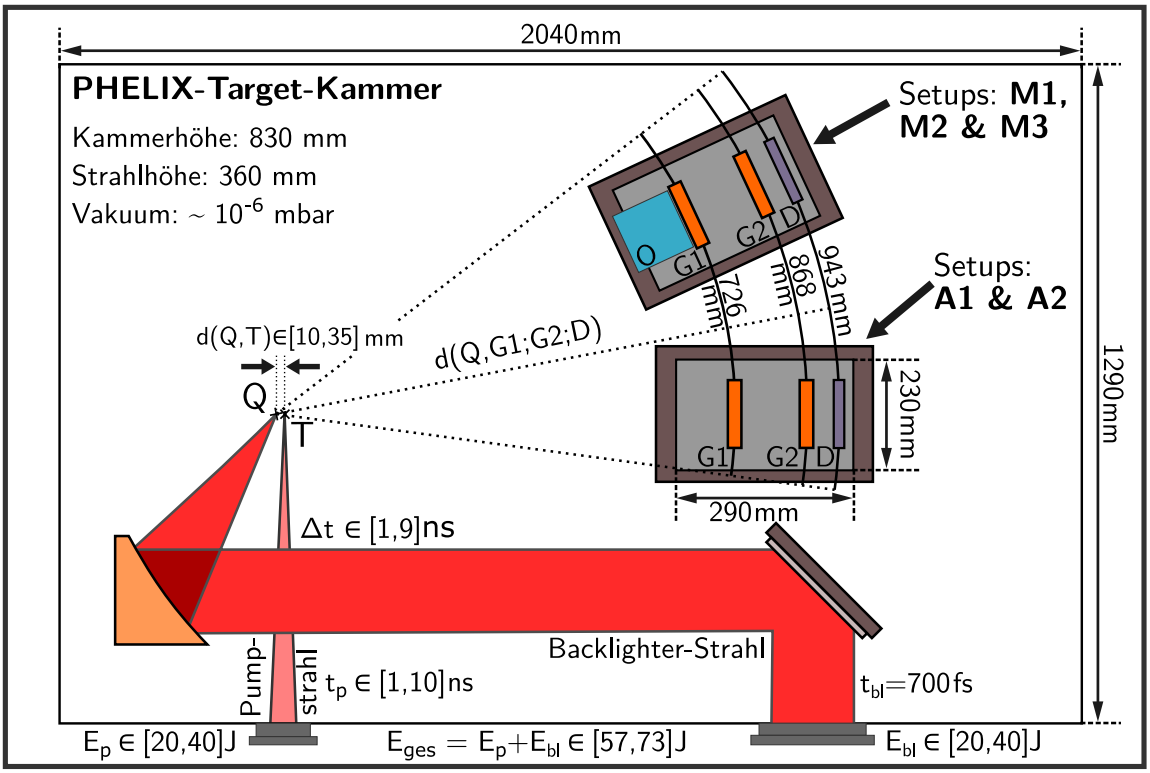


Abbildung 8.1.: Schematische Darstellung des Experiments in der PHELIX-Target-Kammer. Es fanden zwei Interferometer-Aufbauten Platz, in die verschiedene Gitter eingebracht werden konnten: Oberhalb der Aufbau mit dem manuell verstellbaren Achsen (Gitter-Setups M1-M3), darunter der Aufbau mit den motorisiert verstellbaren Achsen (Gitter-Setups A1-A2). Neben den Spezifikationen der Target-Kammer können der Grafik auch die bei der Strahlzeit eingestellten bzw. erreichten Bereiche der folgenden Laserparameter entnommen werden: Pulsdauern t_p bzw. t_{bl} und Energien E_p bzw. E_{bl} des Pumpstrahls bzw. Backlighter-Strahls sowie deren Zeitverzögerung Δt und Energiesumme E_{ges}. Zudem sind die jeweiligen Abstände der Targets (d(Q,T)), der beiden Gitter (d(Q,G1) bzw. d(Q,G2)) – eingestellt bei den Setups M2,M3 und A1,A2 – und der Speicherfolien (d(Q,D)) zur Backlighter-Quelle Q aufgeführt. Die Bildgebung geschockter Targets T kann mit dem motorisiert verstellbaren Aufbau erfolgen. Vor dem G1 des manuell verstellbaren Aufbaus befindet sich eine Objekt-Plattform O, auf der statische Testphantome angebracht werden können.

8.4. Aufbau und verwendete Gitter am PHELIX-Laser

8.4.1. Aufbau

Der Aufbau des Experiments innerhalb der Target-Kammer des PHELIX-Lasers ist in Abbildung 8.1 schematisch dargestellt. Von den beiden Platz findenden Interferometer-Aufbauten war das obere mit den manuell verstellbaren, das untere mit den motorisiert steuerbaren Achsen ausgestattet. Die äußeren Abmessungen der Aufbauten betrugen 290 mm × 230 mm. Die Gitter-Setups wurden, je nach verwendeter Gitter-Kombination,

mit *M1-M3* für den manuell verstellbaren bzw. mit *A1-A2* für den motorisiert verstellbaren Aufbau bezeichnet. Eine übersichtliche Darstellung der für die so bezeichneten Setups verwendeten und in Abschnitt 8.2 in ihrer Konzeption präsentierten Gitter findet sich in Tabelle 8.2, welche im folgenden Abschnitt 8.4.2 vorgestellt wird.

Neben den Abmessungen und weiteren Spezifikationen der PHELIX Target-Kammer können der Grafik auch die bei der Strahlzeit eingestellten bzw. erreichten Bereiche der folgenden Laserparameter entnommen werden: Die eingestellten Pulsdauern t_p des Pumpstrahls lagen zwischen 1 ns und 10 ns, die Pulsdauern t_{bl} des Backlighter-Strahls betrugen etwa 700 fs und deren Zeitverzögerung Δt war zwischen 1 ns und 9 ns eingestellt. Die Energien E_p bzw. E_{bl} des Pump- bzw. Backlighter-Strahls rangierten jeweils zwischen etwa 20 J und 40 J und deren Summe E_{ges} bezifferte sich bei den jeweiligen Schüssen zwischen etwa 57 J und 73 J. Weiters sind die jeweils zur Backlighter-Quelle Q bestimmten Abstände des Targets (d(Q,T)), der Speicherfolien (d(Q,D)) sowie der beiden Gitter (d(Q,G1) bzw. d(Q,G2)) – eingestellt bei den auf (11 ± 1) keV optimierten Setups M2,M3 und A1,A2 – aufgeführt. Der motorisiert verstellbare Aufbau (Gitter-Setups A1 und A2) war so positioniert, dass mit diesem die Bildgebung geschockter Targets T erfolgen kann. Vor dem G1 des manuell verstellbaren Aufbaus (Gitter-Setups M1-M3) war eine Objekt-Plattform O angebracht, auf der statische Testphantome zur weiteren Charakterisierung des Gitter-Interferometers positioniert werden können.

8.4.2. In den beiden Aufbauten verwendete Gitter

Die Spezifikationen der für die einzelnen Interferometer-Aufbauten der zweiten Strahlzeit verwendeten Phasengitter G1 und Absorptionsgitter G2 sind in Tabelle 8.2 aufgeführt. Für einen Vergleich mit den Setups A1–A2 und M1–M3 der zweiten Strahlzeit (P186) ist zudem das Setup der ersten Strahlzeit, P166, mit aufgeführt. Neben der Periode p der Gitter sind auch deren Abmessungen GA sowie die Höhe WH und das Material WM der Wafer angegeben. Dabei steht Si für Silizium, PI für Polyimid und GR für Graphit. Aus den aufgelisteten Höhen der Gitterstege SH und deren Material SM wurde für die Phasengitter die Energie E_π der Röntgenstrahlung berechnet, bei der die Gitterstege einen π-Phasenschub aufprägen. Neben Gold (Au) für die Absorptionsgitter wurde Nickel (Ni) und Fotolack (SU-8) für die Phasengitter als Stegmaterial verwendet. Anhand des Grautons der G2-Zeilen der Tabelle lässt sich erkennen, wenn dasselbe Absorptionsgitter erneut verwendet wurde. Die Spezifikationen ohne Fehlerangaben verstehen sich als Soll-Werte. Bei Angaben des Tastgrads DC und der Steghöhe SH mit einem Fehlerintervall lagen Messungen seitens des Gitter-Herstellers vor.

Im motorisiert verstellbaren Aufbau (A) wurde die ganze zweite Strahlzeit hindurch eines der beiden in Abschnitt 8.2 vorgestellten 10 µm-Phasengitter verwendet. Zunächst wurde mit dem einen der beiden von Schreiner (2020) ausgewählten 6 µm-Absorptionsgitter gemessen (Setup A1), anschließend erfolgte ein Wechsel auf das andere (Setup A2). Im manuell verstellbaren Aufbau (M) wurde zunächst mit dem Gittersatz aus dem Bestand – das entsprechende Setup wird fortan als M1 bezeichnet – gemessen, der nahezu identisch zu dem der ersten Strahlzeit und nur mit der geringeren Höhe der Nickel-Stege des Phasengitters auf 25 keV optimiert ist. Danach wurde im manuell verstellbaren Aufbau

	p/µm	**GA**/cm	**WH**	**WM**	**SH**/µm	**SM**	$\mathbf{E}_\pi$/keV	**DC**/%
P166								
G1	4.37	2×6	500 µm	Si	13.9 ± 0.4	Ni	39.6 ± 1.2	56.0 ± 0.6
G2	2.40	5×5	200 µm	Si	97	Au	–	50
M1								
G1	4.37	2×6	500 µm	Si	8.7	Ni	25	50
G2	2.40	5×5	200 µm	Si	97	Au	–	50
M2								
G1	10	5×5	500 µm	PI	26.0 ± 0.3	SU-8	10.9 ± 0.1	50
G2	6	$\varnothing 7$	500 µm	GR	>150	Au	–	70.4 ± 0.5
M3								
G1	10	5×5	500 µm	PI	26.0 ± 0.3	SU-8	10.9 ± 0.1	50
G2	6	$\varnothing 7$	500 µm	PI	150	Au	–	76.1 ± 0.5
A1								
G1	10	5×5	500 µm	PI	25	SU-8	10.5	50
G2	6	$\varnothing 7$	500 µm	PI	150	Au	–	76.1 ± 0.5
A2								
G1	10	5×5	500 µm	PI	25	SU-8	10.5	50
G2	6	$\varnothing 7$	500 µm	GR	>150	Au	–	70.4 ± 0.5

Tabelle 8.2.: Spezifikationen der für die einzelnen Setups verwendeten Phasen- (G1) und Absorptionsgitter (G2). Für einen Vergleich mit den Setups **A1–A2** und **M1–M3** der zweiten Strahlzeit (P186) sind die Gitter des Setups der ersten Strahlzeit, **P166**, mit aufgeführt. Neben der Periode **p** der Gitter sind auch deren Abmessungen **GA** sowie die Höhe **WH** und das Material **WM** der Wafer angegeben. Aus den aufgelisteten Höhen der Gitterstege **SH** und deren Material **SM** wurde für die Phasengitter die Energie $\mathbf{E}_\pi$ der Röntgenstrahlung berechnet, bei der die Gitterstege einen π-Phasenschub aufprägen. Die Abkürzungen der Wafer- bzw. Stegmaterialien ergeben sich wie folgt: Silizium (Si), Polyimid (PI), Graphit (GR), Nickel (Ni) und Gold (Au). Anhand des Grautons der G2-Zeilen lässt sich erkennen, wenn dasselbe Absorptionsgitter erneut verwendet wurde. Die Spezifikationen ohne Fehlerangaben verstehen sich als Soll-Werte. Bei Angaben des Tastgrads **DC** und der Steghöhe **SH** mit einem Fehlerintervall lagen Messungen seitens des Gitter-Herstellers vor.

Schüsse	1–11	12–32	33–34	35–47
A-Setups	A1	A1	–	A2
M-Setups	M1	M2	M2	M3

Tabelle 8.3.: Zuordnung der Gitter-Setups zu den PHELIX-Schüssen der zweiten Strahlzeit. Die Gitter-Setups wurden, je nach verwendeter Gitter-Kombination, mit M1-M3 für den manuell verstellbaren bzw. mit A1-A2 für den motorisiert verstellbaren Aufbau bezeichnet.

mit dem anderen der beiden 10 µm-Phasengitter und dem zweiten von Schreiner (2020) ausgewählten 6 µm-Absorptionsgitter ebenfalls auf ca. 11 keV optimiert. Der Wechsel von diesem als M2 bezeichneten Gitter-Setup auf das zuletzt im manuell verstellbaren Aufbau verwendete Setup M3 erfolgte zeitgleich zum Wechsel von A1 auf A2, einfach durch den Tausch der beiden 6 µm-Absorptionsgitter. Eine Übersicht, zu welchen Schüssen dieser beziehungsweise der davor durchgeführte Wechsel von M1 auf M2 stattfand, findet sich in Tabelle 8.3.

Im nun folgenden Kapitel sollen mit diesen Gitter-Setups gemachte Messungen und daraus erhaltene Resultate vorgestellt und diskutiert werden.

9. Analyse der Freifeld-Aufnahmen

In diesem Kapitel sollen anhand von Freifeld-Aufnahmen die einzelnen, im vorigen Kapitel vorgestellten Gitter-Setups der zweiten Strahlzeit untereinander und mit dem Setup der ersten Strahlzeit verglichen werden.

Während der zehn Strahlzeit-Tage umfassenden zweiten Strahlzeit am PHELIX-Laser, siehe dazu auch die im Appendix-Kapitel „Liste bewilligter Strahlzeit- und Fördermittel-Anträge“ auf Seite 215 aufgeführten Details, konnten insgesamt 47 Schüsse stattfinden. Die Aufnahmen der einzelnen Schüsse und mit roten bzw. blauen Rechtecken markierten Freifeld-ROIs sind im Anhang ab Seite 164 abgebildet. Die Sortierung erfolgt dabei nach den im vorigen Kapitel vorgestellten und in den Tabellen 8.2 und 8.3 detailliert zusammengefassten Gitter-Setups: A1 in Abbildung B.1, A2 in Abbildung B.2, M1 in Abbildung B.3, M2 in Abbildung B.4 sowie M3 in Abbildung B.5. Dazu sei gesagt, dass für beide Interferometer-Aufbauten die Aufnahmen zu den Schüssen 17 und 18 in Abbildung B.1 bzw. B.4 fehlen, da hierbei so genannte *Kaltschüsse*[1] stattfanden, bei denen der PHELIX-Laser lediglich ein Target schockte, aber nicht den Backlighter-Draht, also keine zur Analyse der Freifeldaufnahmen erforderliche Röntgenbeleuchtung stattfand. Für den motorisiert verstellbaren Aufbau (A) sind zudem die Schüsse 33 und 34 nicht mit aufgeführt, da bei diesen zwischen dem Wechsel von Gitter-Setup A1 zu A2 stattfindenden Schüssen, vgl. Tabelle 8.3, die Gitter komplett ausgebaut waren.

Beim Blick auf die mit beiden Interferometer-Aufbauten gemachten Aufnahmen fällt auf, dass ab Schuss 21 bei den A-Setups bzw. ab Schuss 22 bei den M-Setups kein Moiré-Muster mehr zu erkennen ist. Dies ist der geringen Vergrößerung der einzelnen Schüsse innerhalb der Übersichtsabbildung geschuldet. Das Moiré-Muster ab Schuss 21 bzw. 22 war mit einer Periodenlänge von weniger als 500 µm, was 10 Pixeln der digitalisierten Speicherfolie entspricht, derart fein eingestellt, dass die Auflösung der Darstellung schon in der digitalen Version und damit auch in einer Druckversion dieser Dissertation nicht mehr ausreicht, dieses auf den kleinen Bereich abzubilden, auch bei stärkerer Vergrößerung nicht. Einen Eindruck von vergrößert dargestellten Rohaufnahmen mit erkennbarem feinen Moiré-Mustern kann man am Ende dieses Kapitels im Abschnitt 10.1 bzw. 10.2 zu den Analysen der Rekonstruktionen statischer Testphantome bzw. laser-induzierter Schocks gewinnen.

Ferner springen auch Aufnahmen ins Auge, die überbelichtet wirken und vor Schuss 21 bzw. 22 kein erkennbares Moiré-Muster enthalten, zum Beispiel der Schuss 3 in beiden aufnehmenden Gitter-Setups (A1 und M1) oder die ersten Aufnahmen mit dem Gitter-Setup M2. Diese Beobachtungen wurden auch schon bei der ersten Strahlzeit gemacht, vgl. Abschnitt 6.2. Die in Abschnitt 6.2.2 auf Seite 50 motivierten und diskutierten Gründe hierfür, wie beispielsweise Fluktuationen des Spektrums und der Kohärenz der Backlighter-Quelle sowie Sekundär- und Streustrahlung, sind auch hier anzuführen. Folglich wurden derartige Aufnahmen in den im weiteren Verlauf folgenden Analysen der Freifeld-Moiré-

[1] Vom englischen Terminus technicus *cold shot* abgeleitete deutsche Entsprechung.

Signaturen nicht berücksichtigt.

Stellvertretend für die beiden in der zweiten Strahlzeit untersuchten Design-Energien sollen im Folgenden nun die Freifeld-ROIs der Schüsse 12 bzw. 7 detailliert analysiert werden, welche mit dem auf etwa 11 keV optimierten Gitter-Setup A1 (Schuss 12) bzw. mit dem auf etwa 25 keV optimierten Setup M1 (Schuss 7) aufgenommen wurden.

9.1. Analyse des mit dem Gitter-Setup A1 aufgenommenen Schusses 12

Wie schon bei der ersten Strahlzeit, wurde mit vier hintereinander gestapelten Speicherfolien gemessen. Die entsprechenden Aufnahmen der beim Schuss 12 ausgewählten Freifeld-ROIs, vgl. Abbildung B.1 auf Seite 164 im Anhang, sind in Abbildung 9.1 a) für die einzelnen Speicherfolien aufgetragen. Dazu ist anzumerken, dass die eingestellte Periode des Moiré-Musters nunmehr derart fein ist, dass es bei der Ansicht einer digitalen Version dieser Dissertation zu zusätzlichen Moiré-Mustern kommen kann, welche durch Überlagerung des eigentlichen Moiré-Musters mit den Pixeln des Bildschirms entstehen. Um dies zu erkennen und vom eigentlich analysierten und diskutierten Moiré-Muster unterscheiden zu können, lohnt ein Ändern der Vergrößerung der Darstellung. Dies gilt auch für alle weiteren nun folgenden Darstellungen von Moiré-Mustern mit entsprechend feiner Periode. Um die Periodizität des feinen Musters noch besser und eindeutig zu visualisieren sowie dessen Kontrast quantifizierbar zu machen, wurde zusätzlich ein mit einem blauen Streifen markierter Intensitätsverlauf entlang des Moiré-Musters unter den jeweiligen ROIs abgebildet. Die Längenangaben der Höhe und der Breite beziehen sich auf die Detektionsebene, spiegeln also die tatsächliche Größe der Speicherfolien wider.

Anhand der Aufnahme der ersten Speicherfolie und dem dazugehörigen Intensitätsverlauf lässt sich erkennen, dass eine Periodenlänge von ca. 1 mm in der Detektionsebene erzielt wurde, was in etwa 20 Pixeln à 50 µm des eingescannten Bildes entspricht. Damit wurde schon mehr als eine Verdoppelung der Periode im Vergleich zur ersten Strahlzeit erreicht, vgl. zum Beispiel Abbildung A.1 und folgende auf Seite 153 ff. im Anhang. Auch ist das Muster weit weniger verrauscht und deutlicher zu erkennen. Mit Blick auf den Intensitätsverlauf lässt sich ein Kontrast des Moiré-Musters im markierten Bereich von ca. 20 % ausmachen. Allein schon durch diesen ersten Vergleich kann man den Schluss ziehen, dass mit der Änderung der Design-Energie und der Wahl entsprechender Wafer ein Gewinn an Visibilität des Moiré-Musters bei feinerer Periode erzielt wurde, was im weiteren Verlauf dieses und der folgenden Abschnitte noch genauer quantifiziert werden wird.

Ein Vergleich der Aufnahme der ersten Speicherfolie IP1 mit den dahinter befindlichen IP2 bis IP4 zeigt, dass das Moiré-Muster ab der zweiten Speicherfolie fast völlig verschwindet und weitestgehend Photonenrauschen zu beobachten ist. In der Aufnahme von IP4 kann es selbst mit hoher Vergrößerung nicht mehr ausgemacht werden. Der Grund hierfür liegt in der Absorptionseigenschaft der Speicherfolien. Diese bestehen nicht nur aus der sensitiven Schicht. So befinden sich hinter dieser beispielsweise mehrere Schichten aus Kunststoffen und eine ferromagnetische Schicht (Maddox et al., 2011). All diese absorbieren einfallende

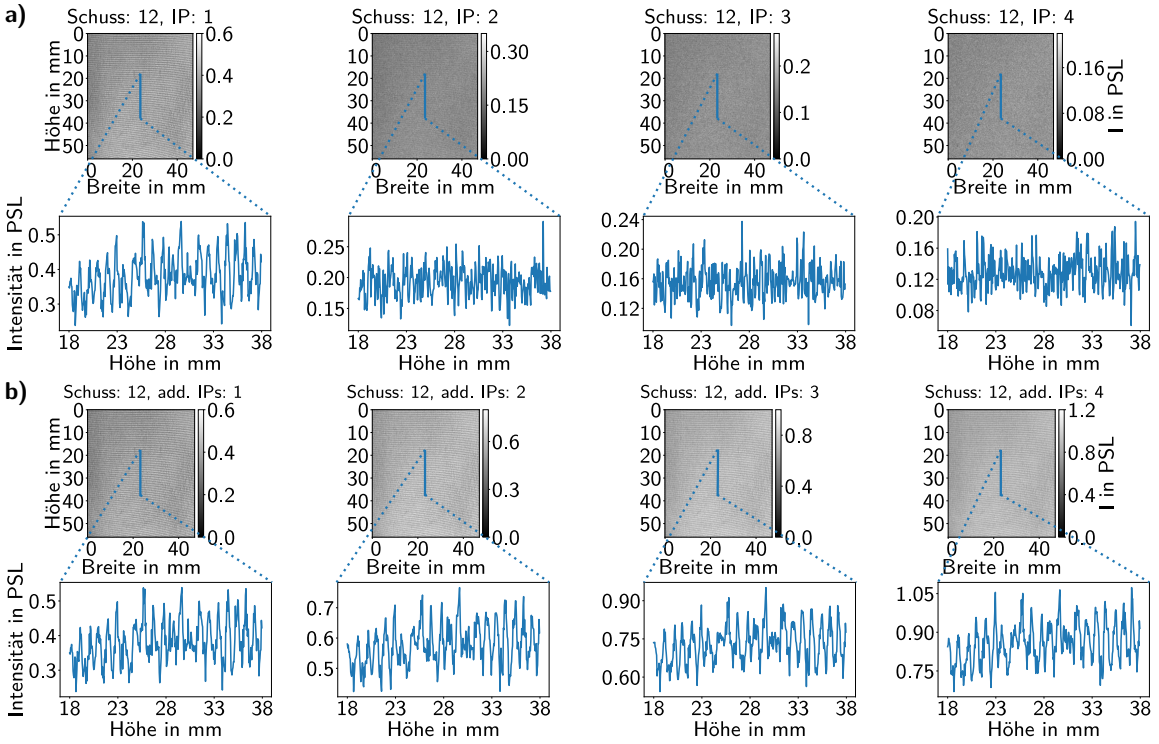


Abbildung 9.1.: a) Mit dem Gitter-Setup A1 aufgenommene Freifeld-ROIs der vier hintereinander gestapelten Speicherfolien (IP1-IP4) bei Backlighter-Schuss 12 mit einem Liniendiagramm des Intensitätsverlaufs entlang der blau markierten Linie der ROI. **b)** Intensitätssignaturen mit Intensitätsverlauf entlang der blau markierten Linie der gematchten und sukzessive aufaddierten Aufnahmen der hintereinander gestapelten Speicherfolien.

Strahlung derart, dass die verwendeten Speicherfolien vom Typ SR bis zu einer Energie von 15 keV nahezu komplett undurchlässig sind, vgl. Maddox et al. (2011). Es kommen also an der zweiten Speicherfolie kaum noch jene Photonen aus dem Energiebereich um 11 keV an, für den das Gitter-Setup A1 konzipiert wurde und welche zum Moiré-Muster der ersten Speicherfolie beitrugen. Dementsprechend verschwindet das Moiré-Muster zusehends in den darauffolgenden Speicherfolien.

Abbildung 9.1 b) zeigt die ROIs mit entsprechenden Intensitätsverläufen, welche durch das im Teil II dieser Dissertation zur ersten Strahlzeit beschriebene Matching und das anschließende Aufaddieren der Speicherfolien erhalten wurden. Wie aus den vorigen Beobachtungen schon zu erwarten ist, ist kein Mehrwert durch das Aufaddieren der hinteren Speicherfolien, welche kaum noch Information zum Moiré-Muster enthalten, auszumachen.

Eine quantitative Analyse der Signalqualität der in Abbildung 9.1 abgebildeten Moiré-Muster kann mit Hilfe der aus den Freifeld-ROIs rekonstruierten Visibilitätskarten erfolgen. Diese sind für die einzelnen bzw. aufaddierten Speicherfolien in Abbildung 9.2 mit den entsprechenden Häufigkeitsverteilungen der pixelweise bestimmten Visibilitätswerte aufgetragen. Mit Blick auf die Visibilitätskarten und -verteilungen, welche aus den Speicherfolien IP2 bis IP4 rekonstruiert wurden, fällt auf, dass diese auf zwei Weisen von denen der ersten

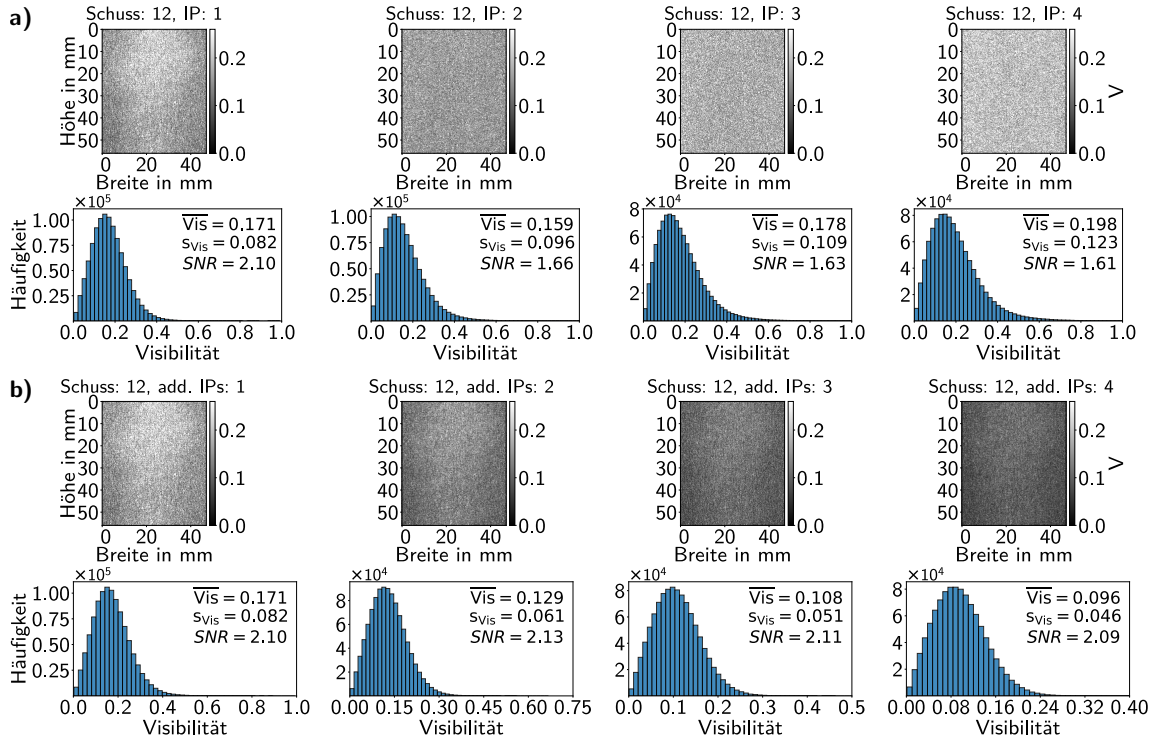


Abbildung 9.2.: Mittels Fourier-Imaging mit inklusivem Schnitt im Frequenzraum rekonstruierte Visibilitätskarten der für den Backlighter-Schuss 12 ausgewählten und mit dem Gitter-Setup A1 aufgenommenen Freifeld-ROIs: **a)** der vier hintereinander gestapelten Speicherfolien (IP1-IP4) einzeln und **b)** nach deren Matching und sukzessivem Aufaddieren. Jeweils darunter befindlich die entsprechenden Häufigkeitsverteilungen der Visibilitätswerte jedes Pixels der ROI.

Speicherfolie mit deutlich erkennbaren Moiré-Muster unterschieden werden können: Zum einen anhand der Visibilitätskarte, da in dieser bei IP1 ein Abfall der Visibilität zu den Rändern hin zu erkennen ist, wohingegen bei IP2 bis IP4 nur gleichmäßiges Rauschen vorliegt; zum anderen anhand der SNR-Werte der Verteilungen.

Wie sich anhand von Abbildung 9.2 b) erkennen lässt, bleibt die von der ersten Speicherfolie vorgegebene Struktur der Visibilitätskarte auch bei denen der aufaddierten Aufnahmen erhalten. Bei den entsprechenden Visibilitätsverteilungen der aufaddierten Speicherfolien zeigt sich zudem ein Abfall der mittleren Visibilität, der beim Aufaddieren von einem konstanten, verrauschten Signal ab Speicherfolie 2 auch so zu erwarten ist. Bemerkenswert ist, dass die SNR-Werte in etwa konstant bleiben, also auch die Standardabweichung s_{Vis} der Visibilitätsverteilung etwa im gleichen Maße wie der Mittelwert fällt. Dies kann der Beobachtung geschuldet sein, dass bei genauer Betrachtung der Rohaufnahmen der Speicherfolien IP2 bis IP4 immer noch leicht das Moiré-Muster mit von IP2 zu IP4 weiter abnehmenden Kontrast zu erkennen ist. Entsprechend enthalten diese Rohaufnahmen nicht ausschließlich Rauschen, sondern auch noch etwas Signal und verringern somit nach ihrem Aufaddieren nicht das SNR der Visibilitätsverteilung.

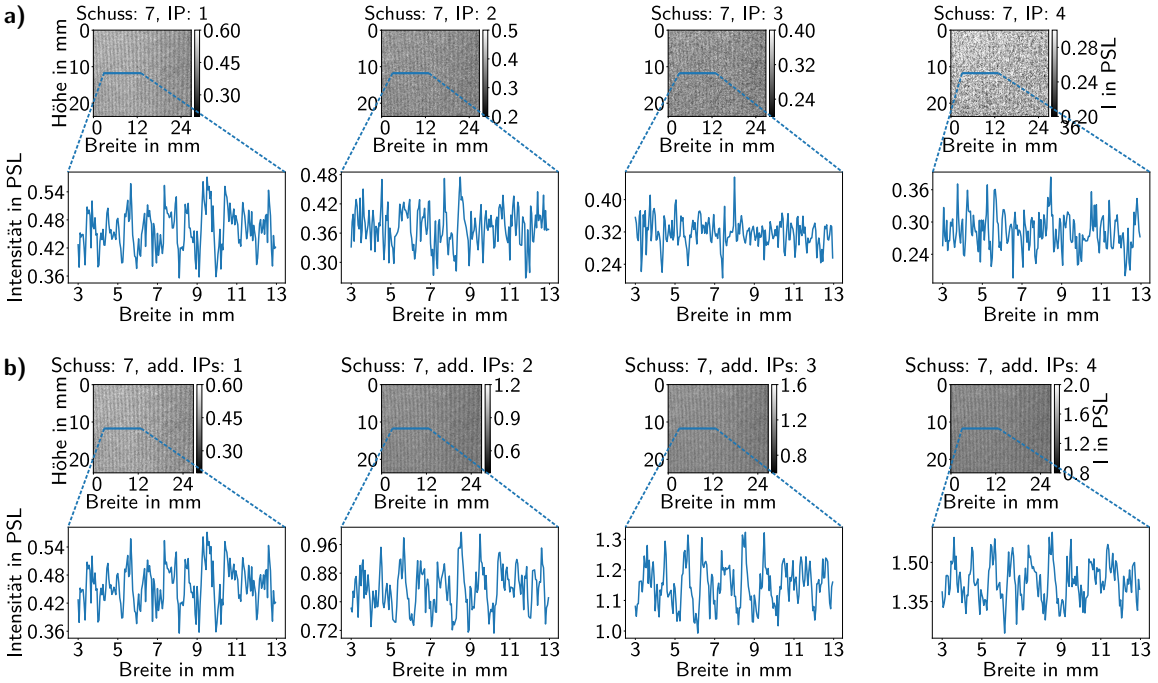


Abbildung 9.3.: a) Mit dem Gitter-Setup M1 aufgenommene Freifeld-ROIs der vier hintereinander gestapelten Speicherfolien (IP1-IP4) bei Backlighter-Schuss 7 mit einem Liniendiagramm des Intensitätsverlaufs entlang der blau markierten Linie der ROI. **b)** Intensitätssignaturen mit Intensitätsverlauf entlang der blau markierten Linie der gematchten und sukzessive aufaddierten Aufnahmen der hintereinander gestapelten Speicherfolien.

9.2. Analyse des mit dem Gitter-Setup M1 aufgenommenen Schusses 7

Abbildung 9.3 a) zeigt die mit dem auf ca. 25 keV optimierten Gitter-Setup M1 erhaltenen Aufnahmen der Freifeld-ROI der vier hintereinander gestapelten Speicherfolien für Backlighter-Schuss 7. Wiederum zur besseren Visualisierung und Evaluation wurde exemplarisch der Intensitätsverlauf entlang der blau markierten Linie in der ROI dargestellt. Gleiches erfolgte darunter in Abbildung 9.3 b) für die sukzessive aufaddierten Speicherfolienaufnahmen. Zunächst lässt sich mit Blick auf die Aufnahme von IP1 schon erkennen, dass ein sichtlich vom Rauschen beeinflusstes Moiré-Muster mit einem im Vergleich zur im vorigen Abschnitt analysierten, mit dem Setup A1 gemachten Aufnahme signifikant schwächeren Kontrast von ca. 10 % entlang des markierten Intensitätsverlauf bei etwa gleicher Periodenlänge von 1 mm vorliegt. Im Unterschied zum auf ca. 11 keV designten Gitter-Setup A1 ist in den hinteren Speicherfolien IP2 bis IP4 das eingestellte Moiré-Muster mit abnehmendem Kontrast besser sichtbar. Dies war zu erwarten, da gemäß Maddox et al. (2011) die verwendeten Speicherfolien bei der Design-Energie von 25 keV schon transparenter werden und nur noch ca. 60 % der einfallenden Strahlung absorbieren. Entsprechend führt hier das sukzessive Aufaddieren der Speicherfolien zu einer schon in den Rohaufnahmen wahrnehmbaren Verbesserung der Sichtbarkeit des Moiré-Musters und zu einer Redukti-

on des Rauschniveaus, vgl. Abbildung 9.3 b). Dies bestätigt sich auch mit Blick auf die entsprechend via Fourier-Imaging mit inklusivem Schnitt im Frequenzraum rekonstruierten Visibilitätskarten und -verteilungen in Abbildung B.6 im Anhang auf Seite 167.

Da mit dem auf ca. 11 keV optimierten Gitter-Setup A1 während der ersten Schüsse der Strahlzeit signifikant bessere Ergebnisse erzielt wurden und bei diesen aufgrund des hohen Kontrasts des Moiré-Musters und dem vergleichsweise geringen Rauschniveau noch das Potenzial gegeben war, kleinere Moiré-Perioden und damit bessere Auflösung von lokalen Phasenschüben anzuvisieren, wurde nach Schuss 11 auch im manuell verstellbaren Interferometer-Aufbau auf das zweite für etwa 11 keV optimierte Gitter-Setup M2 gewechselt.

9.3. Ein erster Vergleich mit der ersten Strahlzeit

Die beiden in den vorangehenden Abschnitten exemplarisch analysierten Aufnahmen der zweiten Strahlzeit, d.h. Schuss 12 mit Gitter-Setup A1 und Schuss 7 mit Gitter-Setup M1, sollen nun mit ihrem Pendant aus der ersten Strahlzeit verglichen werden, das im Abschnitt 6.2.2 ab Seite 49 detailliert vorgestellt und untersucht wurde.

Dazu wurden in Abbildung 9.4 für die drei Schüsse die SNR-Werte der Visibilitätsverteilungen

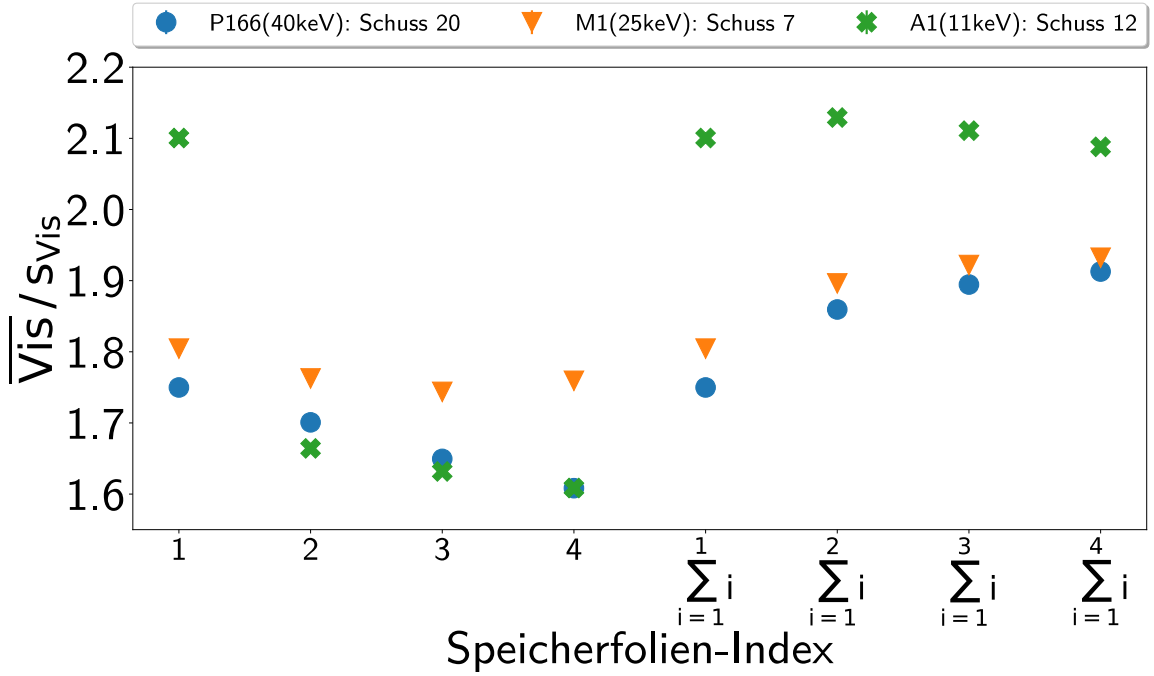


Abbildung 9.4.: Vergleich der SNR-Werte, bestimmt aus den via Fourier-Imaging mit inklusivem Schnitt rekonstruierten Visibilitätsverteilungen der jeweils einzelnen und sukzessive aufaddierten Speicherfolienaufnahmen der beiden untersuchten Backlighter-Schüsse 7 und 12 der zweiten Strahlzeit, mit denen des im vorigen Teil analysierten Schusses 20 der ersten Strahlzeit P166. Die Aufnahmen erfolgten mit für unterschiedliche Energien designten Gitter-Setups: P166 für 40 keV, M1 für 25 keV sowie A1 für 11 keV.

lungen der jeweils einzelnen und sukzessive aufaddierten Speicherfolienaufnahmen aufgetragen. Wie sich schon aus den vorhergehenden Betrachtung feststellen lässt, manifestiert sich das gut erkennbare Moiré-Muster der A1-Aufnahme von Schuss 12 auch in einem erkennbar höheren SNR für die Aufnahmen, in denen das nur in IP1 deutlich wahrnehmbare Moiré-Muster enthalten ist.

Beim weiteren Verlauf für die dahinter befindlichen Speicherfolien zeigt sich ein unterschiedliches Verhalten für die SNR-Werte der drei verschiedenen Gitter-Setups. Um dieses unterschiedliche Verhalten nachzuvollziehen, ist es wichtig, sich die verschiedenen Energien, für die die Gitter-Setups designt wurden, und deren Absorption durch die davorliegenden Speicherfolien zu vergegenwärtigen. Bei Setup P166 der ersten Strahlzeit wird durch eine Speicherfolie mehr als 50 % der hauptsächlich zum Moiré-Muster beitragenden Photonen mit einer Energie von ca. 40 keV transmittiert (Maddox et al., 2011). Entsprechend ist das Moiré-Muster bis zur 4. Speicherfolie noch gut zu erkennen und der spektrale Einfluss auf dessen Visibilität durch die Absorption davorliegender Speicherfolien vergleichsweise gering. Anders verhält es sich bei den SNR-Werten des auf 11 keV optimierten Setups. Hier verschwindet das Moiré-Muster nach der fast vollständigen Absorption der dazu beitragenden Photonen durch die erste Speicherfolie in IP2 nahezu komplett und ist bis IP4 nicht mehr erkennbar. Das heißt, dass sich der spektrale Einfluss der Absorption davorliegender Speicherfolien massiv auf die Visibilität auswirkt und diese nach der ersten Speicherfolie nahezu auf Null absinkt, also gerade nicht in guter Näherung nur durch ein erhöhtes Rauschniveau beeinflusst wird, wie es in der Toy-Modell-Studie in Abschnitt 6.2.3 ab Seite 56 untersucht wurde.

In Abbildung 9.2 für die Aufnahme von Schuss 12 der zweiten Strahlzeit mit dem A1-Setup kann man sehen, dass auch dann noch mit der von IP1 hinsichtlich des Mittelwerts vergleichbare – im Folgenden auch als *fast ausschließlich rausch-induzierte* bezeichnete – Visibilitätsverteilungen rekonstruiert werden, wenn das Moiré-Muster kaum noch (IP2 und IP3) bis gar nicht mehr (IP4) vorhanden ist. Zwar macht sich das Verschwinden des Moiré-Musters von IP1 zu IP2 durch einen Abfall des rekonstruierten Mittelwerts bemerkbar, dieser steigt aber dann infolge des zunehmen Rauschniveaus der Rohdaten wieder an, wie es die Toy-Modell-Studie nahelegt, und übertrifft den von IP1. Hierbei ist es legitim, die Toy-Modell-Studie zum Nachvollziehen des Verlaufs zwischen IP2 und IP4 beim A1-Setup wieder zu verwenden, da der spektrale Einfluss auf das fast nicht mehr vorhandene Moiré-Muster gegenüber dem Einfluss der Erhöhung des Rauschniveaus vernachlässigbar ist. Eine Unterscheidung zu einer Visibilitätsverteilung von IP1, welche aus einem klar sichtbaren Moiré-Muster rekonstruiert wurde, ist lediglich über die lokale Verteilung und über die höhere Breite der fast ausschließlich rausch-induzierten Visibilitätsverteilungen möglich, was sich im niedrigeren SNR niederschlägt. Betrachtet man die entsprechenden Verteilungen von Schuss 20 der ersten Strahlzeit in Abbildung 6.4 auf Seite 51 und die hier in Abbildung 9.4 dargestellten SNR-Werte, sieht man, dass aufgrund des dominierenden Rauschens eine Unterscheidung der Visibilitätskarten und -verteilungen von Schuss 20, deren zugrundeliegendes Moiré-Muster in den Rohaufnahmen gut erkennbar war, von den fast ausschließlich rausch-induzierten Pendants von Schuss 12 (IP2-4) der zweiten Strahlzeit anhand der SNR-Werte nicht mehr möglich ist. Dies liegt daran, dass der bisher bei der Fourier-Imaging-Rekonstruktion verwendete inklusive Schnitt im Frequenzraum nach Sei-

fert et al. (2018) insbesondere hohe Frequenzen beibehält. Somit werden auch bei nicht vorhandenem Moiré-Muster rausch-induzierte Visibilitäten und entsprechende Verteilungen rekonstruiert, die in ihren SNR-Werten mit denen von stark verrauschten, aber nicht fast ausschließlich rausch-induzierten Visibilitätsverteilungen, d.h. mit signifikantem Anteil an gitter-induzierten Visibilitätswerten, übereinstimmen können. Dass nicht nur solche Übereinstimmungen der SNR-Werte möglich sind, sondern diese auch übertroffen werden können, zeigen die bei den hinteren Speicherfolien erhaltenen SNR-Werte des M1-Setups, wo für IP3 und IP4 in den Rohaufnahmen das Moiré-Muster ebenfalls kaum erkennbar ist, vgl. Abbildung 9.3, und es im Zuge der Rekonstruktion zu fast ausschließlich rausch-induzierten Visibilitätsverteilungen kommt.

Für die individuellen Setups gesehen, lassen sich somit die SNR-Werte zwar vergleichen und entsprechen dabei jeweils den Erwartungen, zum Beispiel, dass mit zunehmendem Aufaddieren für die Setups M1 und P166 eine Verbesserung des SNRs zu verzeichnen ist. Ein Vergleich zwischen den einzelnen Setups ist jedoch mit diesen SNR-Werten nicht sinnvoll möglich, da sie auf die bisherige Weise via Fourier-Imaging unter Anwendung des hohe Frequenzen im Fourierraum zulassenden inklusiven Schnitts gewonnen wurden.

All dies hatte zur Folge, dass für einen Vergleich der einzelnen Setups untereinander der in Abschnitt 2.4 beschriebene und in Abbildung 2.3 auf Seite 20 schematisch dargestellte exklusive Schnitt im Fourier-Raum in Erwägung gezogen wurde. Dieser exklusive Schnitt exkludiert hohe Frequenzen und das damit verbundene Rauschen und umgeht so die geschilderten Phänomene der rekonstruierten rausch-induzierten Visibilitäten. Er versetzt den Fourier-Imaging-Algorithmus in die Lage, unabhängig vom Setup aus einem kaum bis nicht vorhandenem Moiré-Muster eine Visibilitätsverteilung mit entsprechend niedrigen Visibilitätswerten nahe Null zu rekonstruieren. So rekonstruierte Visibilitätsverteilungen sollten dann auch für die dahinter befindlichen Speicherfolien niedrig bleiben, da zur Rekonstruktion der Visibilität nur die Frequenzen um die erste und nullte Ordnung im Fourierraum berücksichtigt werden und der Einfluss von Rauschen, das sich in höheren Frequenzen niederschlägt, ausgeschlossen ist.

Der in dieser Arbeit als exklusiver Schnitt bezeichnete Schnitt im Frequenzraum wird von der dem Fourier-Imaging-Algorithmus zugrundeliegenden Veröffentlichung von Takeda et al. (1982) vorgeschlagen und soll im Folgenden zunächst erneut mit dem Toy-Modell und anschließend angewendet auf die Messungen der beiden Strahlzeiten untersucht werden.

9.4. Toy-Modell zur Analyse des Fourier-Imaging-Algorithmus mit einem exklusiven Schnitt im Frequenzraum

Um die Fourier-Imaging Rekonstruktion mit exklusivem Schnitt im Frequenzraum besser nachvollziehen und mit dem bisher stets verwendeten inklusiven Schnitt vergleichen zu können, wurde das in Abschnitt 6.2.3 ab Seite 56 vorgestellte Toy-Modell herangezogen. Dabei wurde die Fourier-Imaging-Rekonstruktion mit dem exklusiven Schnitt auf dieselben Moiré-Muster, vgl. Abbildung 6.7 auf Seite 56, mit einer vorgegebenen Visibilität von 10 %

und den verschiedenen mittleren Photonenanzahlen angewandt. Im Anhang auf Seite 168 findet sich in Abbildung B.7 a) eine exemplarische Darstellung der Fourier-Transformierten des im Rahmen des Toy-Modells generierten, sinusförmigen Streifenmusters mit einer mittleren Photonenanzahl von 75, vgl. Abbildung 6.7 auf Seite 56 bzw. Abbildung 9.5, jeweils oben links. Darunter befindlich sind in Abbildung B.7 b) und c) bzw. d) und e) jeweils die mit exklusivem bzw. inklusivem Schnitt herausgefilterten Frequenzbereiche mit der nullten bzw. ersten Ordnung gegenübergestellt. Die daraus mit dem exklusiven Schnitt gemäß Gleichung 2.10 auf Seite 23 erhaltenen Visibilitätskarten und -verteilungen sind in Abbildung 9.5 dargestellt und ermöglichen so einen direkten Vergleich mit den entsprechenden durch inklusiven Schnitt erhaltenen Pendants in Abbildung 6.8 auf Seite 59.

Für jede der modellierten fünf Moiré-Streifenmuster wurde erneut via Fourier-Imaging, nun aber mit dem hohe Frequenzen ausschließendem exklusiven Schnitt im Frequenzraum, jeweils die entsprechende Visibilitätskarte rekonstruiert, siehe Abbildung 9.5 dritte Spalte. Innerhalb von diesen ist jeweils die gleiche ROI markiert, die die ersten 35 und die letzten 35 der insgesamt 501 Pixel-Spalten ausschließt. Grund dafür sind Rand-Artefakte, welche sich aus der Fourier-Imaging-Rekonstruktion ergeben und besonders in den unteren Visibilitätskarten mit hohen Photonenanzahlen als dunkle Streifen mit niedrigen Visibilitätswerten am linken und rechten Rand erkennbar sind. Die sich für alle der 501×431 Pixel ergebenden Visibilitätswerte wurden in Form eines Histogramms aufgetragen, vgl. Abbildung 9.5 vierte Spalte.

Bei Betrachtung von Abbildung 9.5 fällt zunächst auf, dass durch den exklusiven Schnitt im Frequenzraum das hohe Punkt-zu-Punkt-Rauschen der Visibilität in den mit inklusivem Schnitt rekonstruierten Visibilitätskarten von Abbildung 6.8 auf Seite 59 erfolgreich eliminiert wurde. Dies führt dazu, dass nun auch bei den beiden niedrigsten mittleren Photonenanzahlen die eigentliche, zugrundeliegende mittlere Visibilität von 10 % rekonstruiert wird. Es kommt also nicht zu der in Abbildung 6.8 beobachteten und im entsprechenden Abschnitt 6.2.3 erläuterten und diskutierten rausch-induzierten Erhöhung des Mittelwerts und Verbreiterung der Visibilitätsverteilung durch das hohe Punkt-zu-Punkt-Rauschen.

Die im Toy-Modell variierte mittlere Photonenanzahl des sinusförmigen Musters in Abbildung 9.5 macht sich in unterschiedlich stark vorhandenen und wahrnehmbaren horizontalen Streifen bemerkbar. Diese ergeben sich aus der Rekonstruktion bei mit dem Rauschen der Rohaufnahmen zunehmender Intensität und sind orthogonal zur eingestellten Ausrichtung des vorhandenen Streifenmusters ausgerichtet. Mit zunehmender Photonenanzahl und damit reduziertem Rauschniveau in den Rohaufnahmen verschwinden sie zusehends bis sie fast nicht mehr wahrnehmbar sind. Dies äußert sich in einer um etwa eine Größenordnung reduzierten Breite s_{Vis} der Visibilitätsverteilung von 75 Counts auf 7500 Counts. Damit bestätigt das Toy-Modell auch die aus Revol et al. (2010) und Weber et al. (2011) ableitbare theoretische Erwartung, dass $s_{Vis} \propto 1/\sqrt{N_{ph}}$ gilt, also die dabei stattfindende Erhöhung der das Muster generierenden Photonenanzahl N_{ph} um den Faktor 100 zu einer entsprechend um den Faktor 10 reduzierten Standardabweichung s_{Vis} führt. Dies war auch für die mit inklusivem Schnitt rekonstruierten Visibilitätsverteilungen in Abbildung 6.8 in etwa der Fall, jedoch mit dem Unterschied, dass aufgrund des hohen Punkt-zu-Punkt-Rauschens die Werte der Standardabweichung s_{Vis} schon circa um einen Faktor 5 höher liegen. Entspre-

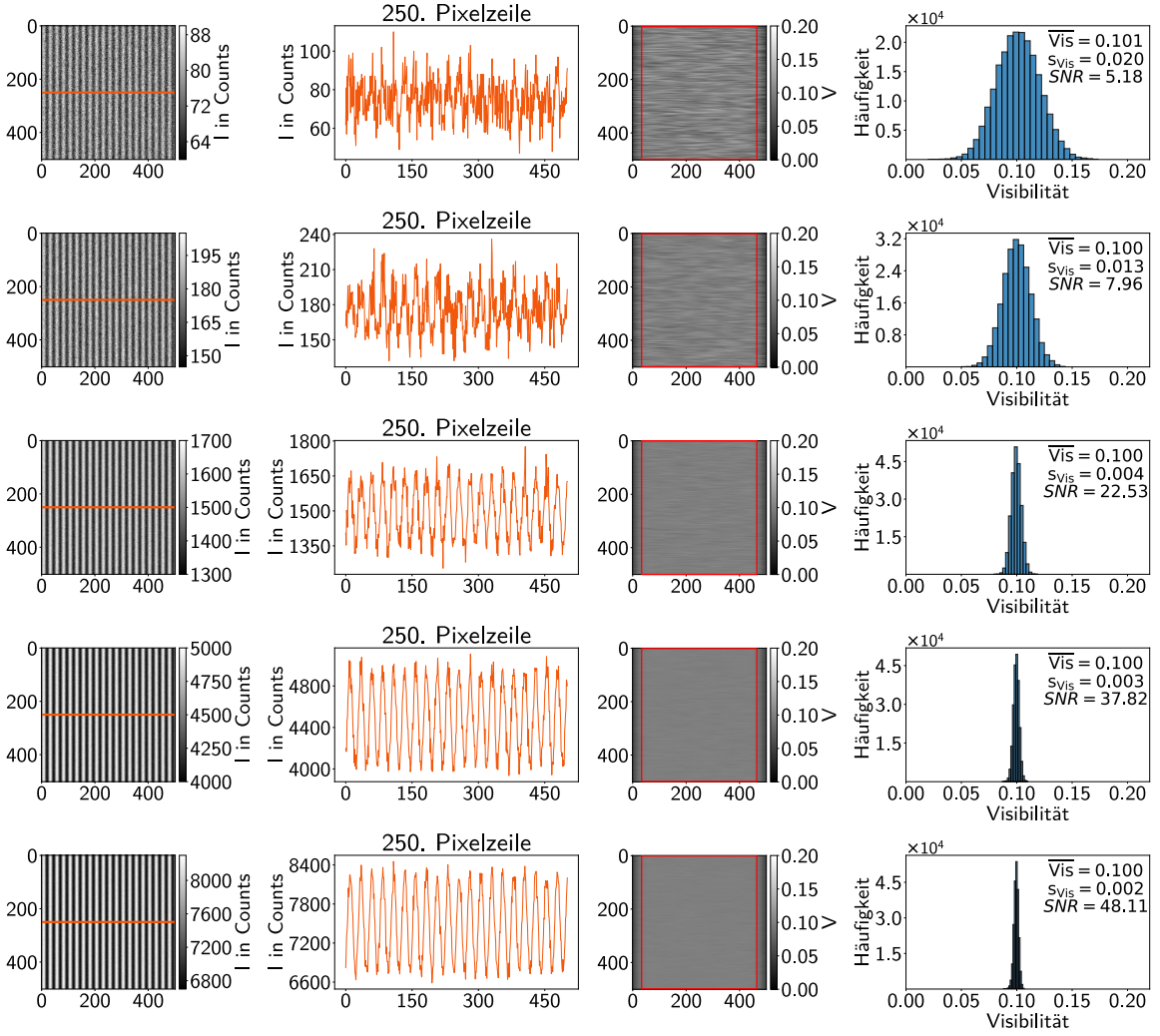


Abbildung 9.5.: Gemäß des in Abschnitt 6.2.3 ab Seite 56 vorgestellten Toy-Modells wurden sinusförmige Streifenmuster erzeugt und in der ersten Spalte dargestellt, jeweils mit gleichem Kontrast von 10 % und unterschiedlichen mittleren Photonenanzahlen (Counts) von 75, 175, 1500, 4500 und 7500. Daneben befindlich sind entsprechende Liniendiagramme der 250. Bildzeile. Die via Fourier-Imaging unter Anwendung eines exklusiven Schnitts im Fourierraum, welcher hohe Frequenzen nicht berücksichtigt, erhaltenen Visibilitätskarten sowie die dazugehörigen Visibilitätsverteilungen der einzelnen Pixel sind der dritten bzw. vierten Spalte zu entnehmen. Die Histogramme wurden in allen Visibilitätskarten aus der gleichen, mit einem roten Rechteck markierten ROI bestimmt, welche Rand-Artefakte links und rechts ausschließt. Diese ergeben sich aus der Rekonstruktion und sind als dunkle Streifen mit niedrigen Visibilitätswerten am linken und rechten Rand erkennbar. Die Schätzer der Mittelwerte und der Standardabweichungen sowie die daraus erhaltenen SNR-Werte der Verteilungen sind jeweils mit angegeben.

chend niedriger ist dann das SNR für die Verteilungen in Abbildung 6.8 bei den höheren Photonenanzahlen, wo auch bei der Rekonstruktion mit inklusivem Schnitt der erhaltene Visibilitätsmittelwert dem zugrundeliegenden Kontrast des vorgegebenen Sinus-Musters entspricht.

Ferner fällt in Abbildung 9.5 auf, dass sich die von der Rekonstruktion stammenden und als dunkle Streifen mit niedrigen Visibilitätswerten am linken und rechten Rand befindlichen Artefakte auch schon bei niedrigen Photonenanzahlen bemerkbar machen, wohingegen sie in Abbildung 6.8 noch durch das hohe Punkt-zu-Punkt-Rauschen der Visibilität überlagert werden. Demzufolge ist bei Rekonstruktionen mit exklusivem Schnitt für die ebenfalls sehr rausch-intensiven PHELIX-Daten mit erhöhter Sichtbarkeit dieser Rand-Artefakte zu rechnen und darauf zu achten, diese bei einer Interpretation rekonstruierter Bilder auszuschließen.

Im Hinblick auf die nun folgenden Freifeld-Analysen der mit exklusivem Schnitt im Fourierraum erhaltenen Visibilitätskarten und -verteilungen aus den Aufnahmen der beiden Strahlzeiten lässt sich auf Basis der Erkenntnisse aus diesem Abschnitt konstatieren, dass nunmehr auch bei stark verrauschten Rohaufnahmen – wie sie bei den Messungen am PHELIX-Laser vorliegen – von einer Rekonstruktion der tatsächlich vorliegenden, gitterinduzierten Visibilitätswerte und -verteilungen auszugehen ist. Dies ist der erfolgreichen Elimination von rausch-induzierten Visibilitätswerten durch den exklusiven Schnitt im Frequenzraum geschuldet, der die hohen Frequenzen der Rohaufnahmen, welche das hohe Punkt-zu-Punkt-Rauschen der Visibilitätskarten auslösen, exkludiert. Demzufolge ist für die Messungen der beiden Strahlzeiten zu erwarten, dass aus kaum bis nicht vorhandenen Moiré-Mustern entsprechend niedrige mittlere Visibilitäten nahe der Null rekonstruiert werden, und das unabhängig vom verwendeten Setup und damit einhergehenden Unterschieden in den Rohaufnahmen. Damit würde die durch den exklusiven Schnitt erzielte Vermeidung von rausch-induzierten Visibilitäten eine Vergleichbarkeit verschiedener Gitter-Setups untereinander und folglich Aussagen über deren erreichte Qualität ermöglichen. Ob diese Erwartungen an die Fourier-Imaging-Rekonstruktion mit exklusivem Schnitt zutreffen, soll in den nun folgenden Abschnitten untersucht werden, zunächst in einer kurzen rekapitulierenden Analyse für die erste Strahlzeit und anschließend für die Setups der zweiten Strahlzeit.

9.5. Charakterisierung der Moiré-Muster der ersten Strahlzeit durch Anwendung der Fourier-Imaging-Rekonstruktion mit exklusivem Schnitt

In diesem Abschnitt werden die Moiré-Muster der ersten Strahlzeit, welche bereits in Abschnitt 6.2.2 ab Seite 49 anhand der mit dem inklusiven Schnitt rekonstruierten Visibilitätsverteilungen charakterisiert wurden, erneut untersucht. Die erneute Analyse erfolgt dabei anhand der mit exklusivem Schnitt erhaltenen Visibilitätsverteilungen.

Abbildung 9.6 zeigt die via Fourier-Imaging mit exklusivem Schnitt im Frequenzraum rekonstruierten Visibilitätskarten und -verteilungen der für den Backlighter-Schuss 20 der

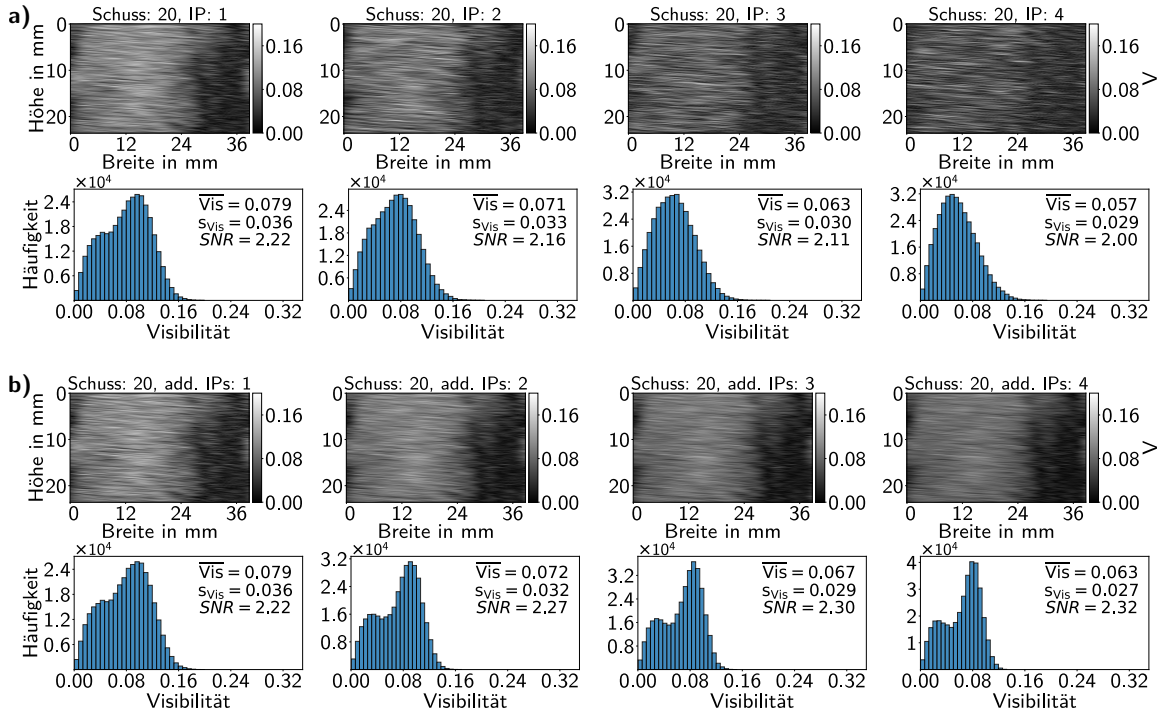


Abbildung 9.6.: Mittels Fourier-Imaging mit exklusivem Schnitt im Frequenzraum rekonstruierte Visibilitätskarten der für den Backlighter-Schuss 20 der ersten Strahlzeit ausgewählten Freifeld-ROIs: **a)** der vier hintereinander gestapelten Speicherfolien (IP1-IP4) einzeln und **b)** nach deren Matching und sukzessivem Aufaddieren. Jeweils darunter befindlich die entsprechenden Häufigkeitsverteilungen der Visibilitätswerte jedes Pixels der ROI.

ersten Strahlzeit ausgewählten Freifeld-ROIs: a) der vier hintereinander gestapelten Speicherfolien (IP1-IP4) einzeln und b) nach deren Matching und sukzessivem Aufaddieren. Vergleicht man die Visibilitätskarten mit den aus der Fourier-Imaging-Rekonstruktion mit inklusivem Schnitt erhaltenen Entsprechungen in Abbildung 6.4 auf Seite 51 fällt auf, dass für den exklusiven Schnitt die Abschattung zum rechten Rand hin bereits in den einzelnen Speicherfolien sichtbar ist. Diese zeichnet sich in Abbildung 6.4 erst nach dem Aufaddieren mehrerer Speicherfolien ab, allerdings nicht deutlich genug, dass sich dies in den Visibilitätsverteilungen bemerkbar machen würde. Anders verhält sich dies in Abbildung 9.6, wo sich mit dem Aufaddieren der Speicherfolien zusehends ein zweiter Peak um die niedrigen Visibilitätswerte des abgeschatteten Bereichs entwickelt. Dies führt zu einer Verbreiterung der Visibilitätsverteilung. Der Visibilitätsmittelwert im nicht abgeschatteten Bereich liegt in etwa zwischen 8% und 10%. Der nicht abgeschattete Bereich erstreckt sich bis zu einer Speicherfolien-Breite von etwas über 24 mm, wo auch der in Abschnitt 6.3.6 thematisierte und in der Übersichtsabbildung A.1 auf Seite 153 im Anhang in vielen Aufnahmen erkennbare Riss im Gitter G2 befindlich ist.

Würde man eine ROI nur innerhalb dieses nicht abgeschatteten Bereichs wählen, so hätte dies eine schmalere Visibilitätsverteilung mit einem höheren Mittelwert zur Folge und

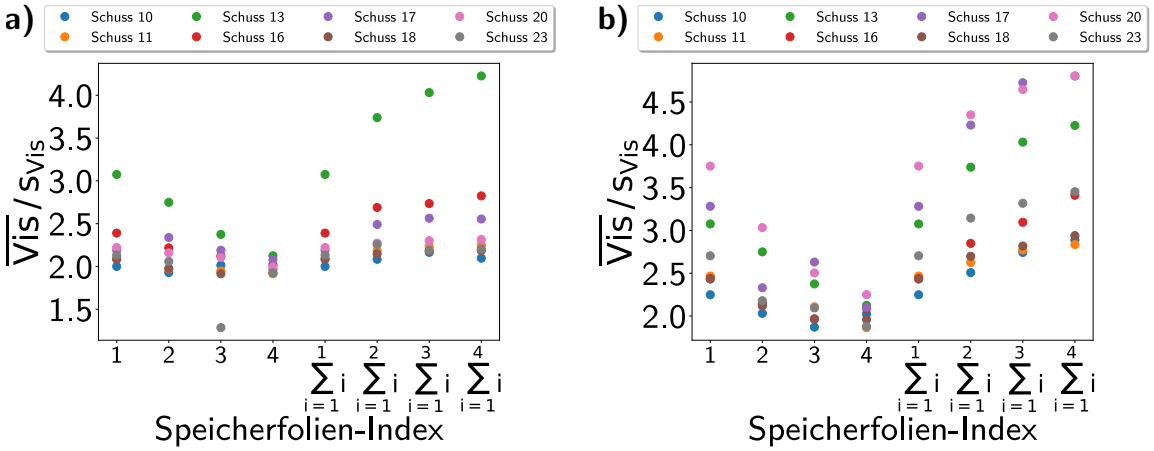


Abbildung 9.7.: SNR-Werte, erhalten aus den via Fourier-Imaging mit exklusivem Schnitt rekonstruierten Visibilitätsverteilungen der jeweils einzelnen und sukzessive aufaddierten Speicherfolienaufnahmen der acht in Abschnitt 6.2.2 ab Seite 49 untersuchten Schüsse der ersten Strahlzeit mit gleich eingestelltem Moiré-Muster: **a)** Über die gleichen Freifeld-ROIs wie schon in Abbildung 6.2 auf Seite 48 und **b)** Über Freifeld-ROIs, welche so ausgewählt wurden, dass sie in ihrer Position in etwa mit der zuvor für Schuss 13 ausgewählten ROI übereinstimmen, vgl. Abbildung A.10 auf Seite 162 im Anhang.

daraus folgend auch ein höheres SNR. Dies bestätigt sich mit Blick auf die in Abbildung 9.7 dargestellten SNR-Werte, erhalten aus den via Fourier-Imaging mit exklusivem Schnitt rekonstruierten Visibilitätsverteilungen der jeweils einzelnen und sukzessive aufaddierten Speicherfolienaufnahmen der acht in Abschnitt 6.2.2 ab Seite 49 untersuchten Schüsse der ersten Strahlzeit mit gleich eingestelltem Moiré-Muster. In Abbildung 9.7 a), wo die SNR-Werte aufgetragen sind, welche aus den Visibilitätsverteilungen über die gleichen Freifeld-ROIs wie schon in Abschnitt 6.2, vgl. Abbildung 6.2 auf Seite 48, erhalten wurden, sticht Schuss 13 mit signifikant höheren SNR-Werten besonders hervor. Dies liegt daran, dass die Freifeld-ROI für Schuss 13 aufgrund der Positionierung von Objekten nur so gewählt werden konnte, dass der rechte Bereich, ab dem Abschattung in den Visibilitätskarten zu beobachten ist, nicht in der ROI vorhanden ist. Um zu untermauern, dass die signifikant höheren SNR-Werte von Schuss 13 einzig und allein auf die Wahl der ROI zurückzuführen sind, wurden für die sieben weiteren untersuchten Schüsse der ersten Strahlzeit neue ROIs gewählt, welche in ihrer Position in etwa der der ROI von Schuss 13 entsprechen, vgl. Abbildung A.10 auf Seite 162 im Anhang.

Die via Fourier-Imaging mit exklusivem Schnitt rekonstruierten Visibilitätsverteilungen über die neu gewählten ROIs sind exemplarisch für Schuss 20 in Abbildung A.11 auf Seite 162 im Anhang dargestellt. Die sich daraus ergebenden SNR-Werte sind zusammen mit denen der neu gewählten ROIs der weiteren sieben Schüsse in Abbildung 9.7 b) für die einzelnen und sukzessive aufaddierten Speicherfolienaufnahmen aufgetragen. Wie sich erkennen lässt, liegen jetzt durch den Ausschluss des Bereichs mit Abschattung bei allen Schüssen höhere SNR-Werte vor, welche im Falle von Schuss 17 und Schuss 20 die SNR-Werte von Schuss 13 auch übertreffen. Vergleicht man den Verlauf der aus dem exklu-

siven Schnitt erhaltenen SNR-Werte mit denen aus dem inklusiven Schnitt erhaltenen in Abbildung 6.6 a) auf Seite 54, so kann man feststellen, dass dieser für die ersten drei Speicherfolien einzeln recht ähnlich ist. Im Vergleich der SNR-Werte der vierten Speicherfolie manifestiert sich der Vorteil des exklusiven Schnitts. Da in den Rohaufnahmen der vierten Speicherfolie der Kontrast des Moiré-Musters für alle Schüsse signifikant nachgelassen und es bei einigen Schüssen kaum noch zu erkennen ist, vgl. Abbildung A.1 auf Seite 153 im Anhang, werden mit dem exklusiven Schnitt auch entsprechend niedrige Visibilitätswerte rekonstruiert und die erhaltenen SNR-Werte der acht untersuchten Schüsse nähern sich an. Es bestätigt sich also in den SNR-Werten, dass für die untersuchten acht Schüsse mit gleich eingestelltem Moiré-Muster dieses in den Aufnahmen der vierten Speicherfolien ungefähr gleich schlecht zu erkennen ist.

Hinsichtlich der SNR-Werte der aufaddierten Speicherfolien zeigt sich, vor allem mit Blick auf die SNR-Werte aus den ROIs ohne Abschattung in Abbildung 9.7 b), der Vorteil des Aufaddierens der Speicherfolien für das auf 40 keV optimierte Gitter-Setup der ersten Strahlzeit. Ein direkter, quantitativer Vergleich ist für Schuss 13 möglich, da bei diesem, wie eingangs erwähnt, die ROI auch für die Untersuchungen mit dem inklusiven Schnitt ohne Abschattung gewählt wurde, vgl. Abbildung 6.2 auf Seite 48. Für den inklusiven Schnitt lässt sich in Abbildung 6.6 a) auf Seite 54 bei Schuss 13 eine Steigerung des SNR-Werts durch das Aufaddieren der Speicherfolie von etwa 9 % ausmachen. Beim exklusiven Schnitt beträgt die Steigerung des SNR-Werts schon ca. 37 %, vgl. Abbildung 9.7. Da sich im Falle des inklusiven Schnittes die Abschattung in den Visibilitätskarten und damit auch in den -verteilungen kaum auswirkt, liegt für alle weiteren Schüsse ebenfalls eine Steigerung des SNR-Werts durch das Aufaddieren von im Mittel ca. 10 % vor, vgl. Abbildung 6.6 a). Dementsprechend ist für die Wahl einer ROI, die die Abschattung ausschließt, wie bei Schuss 13, keine Veränderung zu erwarten. Folglich ist es auch valide, einen entsprechenden Vergleich für alle weiteren sieben Schüsse der ersten Strahlzeit zu ziehen und eine signifikante Steigerung der Verbesserung des SNR-Werts durch das Aufaddieren beim inklusiven Schnitt zu konstatieren.

Ferner lässt sich feststellen, dass der Ausreißer nach unten beim SNR-Wert der 3. Speicherfolie von Schuss 23 aufgrund eines auf der eingescannten Folie befindlichen Fremdkörpers auch in Abbildung 9.7 a) bei Anwendung des exklusiven Schnitts auszumachen ist. Dass dieser in Abbildung 9.7 b) nicht mehr vorhanden ist, liegt daran, dass die neu gewählte ROI für Schuss 23 diesen ausschließt, vgl. Abbildung A.1 auf Seite 153 im Anhang.

9.6. Charakterisierung der Moiré-Muster exemplarischer Schüsse durch Fourier-Imaging mit exklusivem Schnitt

In den Abschnitten 9.1 und 9.2 erfolgte stellvertretend für die beiden in der zweiten Strahlzeit untersuchten Design-Energien bereits eine Charakterisierung der Moiré-Muster des mit dem Gitter-Setup A1 aufgenommenen Schusses 12 sowie des mit dem Gitter-Setup M1 aufgenommenen Schusses 7. Dies geschah anhand der Analyse von via Fourier-Imaging

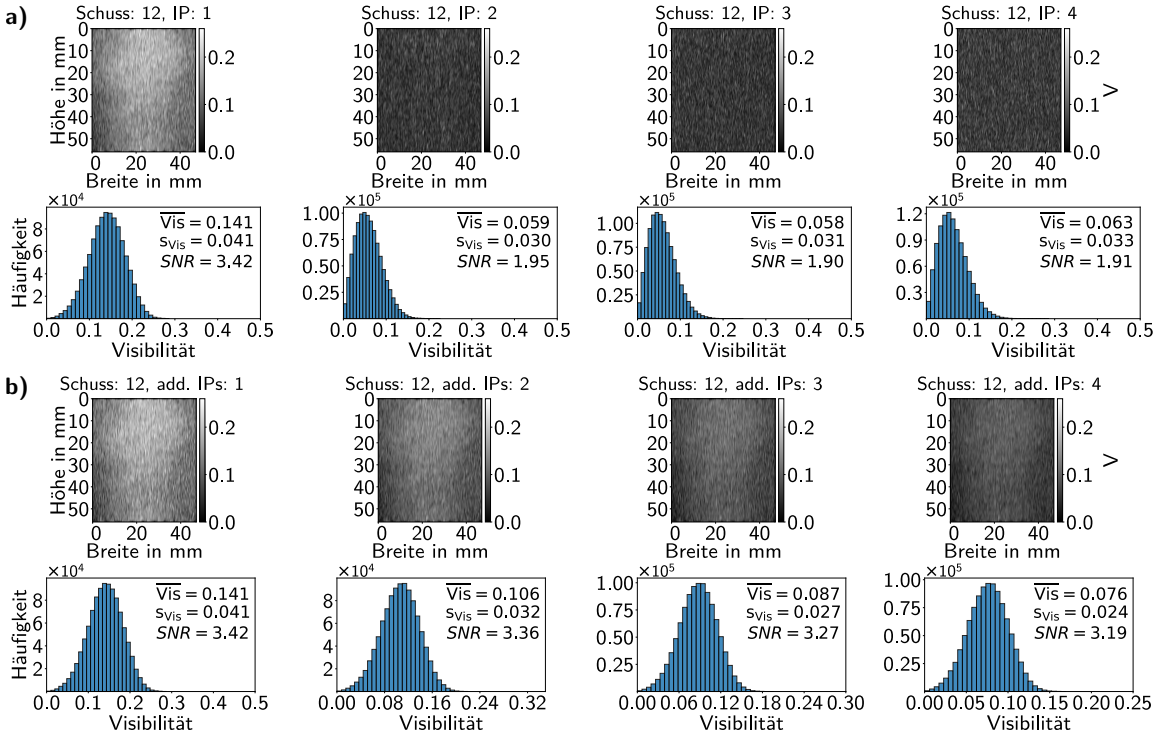


Abbildung 9.8.: Mittels Fourier-Imaging mit exklusivem Schnitt im Frequenzraum rekonstruierte Visibilitätskarten der für den Backlighter-Schuss 12 ausgewählten und mit dem Gitter-Setup A1 aufgenommenen Freifeld-ROIs: **a)** der vier hintereinander gestapelten Speicherfolien (IP1-IP4) einzeln und **b)** nach deren Matching und sukzessivem Aufaddieren. Jeweils darunter befindlich die entsprechenden Häufigkeitsverteilungen der Visibilitätswerte jedes Pixels der ROI.

mit inklusivem Schnitt rekonstruierten Visibilitätskarten und -verteilungen. Im Folgenden soll diese Charakterisierung erneut durch Visibilitätskarten und -verteilungen durchgeführt werden, welche hingegen aus Fourier-Imaging mit exklusivem Schnitt gewonnen wurden. Dies ermöglicht einen Vergleich der mit unterschiedlichen Schnitten im Frequenzraum rekonstruierten Visibilitätsverteilungen dieser Schüsse der zweiten Strahlzeit und bildet die Grundlage für einen weiteren Vergleich mit der ersten Strahlzeit auf Basis des exklusiven Schnitts.

9.6.1. Schuss 12 (Gitter-Setup A1)

In Abbildung 9.8 sind die mit exklusivem Schnitt erhaltenen Pendants zu den mit inklusivem Schnitt rekonstruierten Visibilitätskarten und -verteilungen in Abbildung 9.2 auf Seite 95 dargestellt.

Blickt man auf die Visibilitätsverteilungen der einzelnen Speicherfolien in Abbildung 9.8 a), so fällt auf, dass das kaum (IP2 und IP3) bis nicht (IP4) erkennbare Moiré-Muster des Schusses 12, vgl. Abbildung 9.1 a) auf Seite 94, mit dem exklusiven Schnitt zuverlässig als solches erkannt wird und man in allen drei hinteren Speicherfolienaufnahmen niedrige

Visibilitätswerte erhält. Dementsprechend sind die Visibilitätsverteilungen der drei hinteren Speicherfolien schmaler und näher an der Null im Vergleich zu ihren Pendants in Abbildung 9.2 a), welche mittels Fourier-Imaging mit inklusivem Schnitt erhalten wurden und fast ausschließlich rausch-induzierte Visibilitätswerte aufweisen, was zu einer verbreiterten Verteilung und höheren Mittelwerten führt. Zu dieser Beobachtung passt, dass auch bei der ersten Speicherfolie, wo in den Rohaufnahmen das Moiré-Muster gut erkennbar ist, beim exklusiven Schnitt eine schmalere Verteilung mit einem niedrigeren Mittelwert von etwa 14 % vorliegt, welcher einen zuverlässigen Schätzer für die tatsächlich zugrundeliegende mittlere Visibilität darstellt. Weiterhin weist die zur ersten Speicherfolienaufnahme gehörende, mit exklusivem Schnitt rekonstruierte Visibilitätsverteilung kaum niedrige Visibilitätswerte nahe der Null (zwischen 0 und 0.05) auf. Dies macht somit eine Unterscheidung zu den Aufnahmen der hinteren Speicherfolien mit kaum bis nicht erkennbarem Moiré-Muster nicht nur anhand der Visibilitätskarten sowie der SNR-Werte, sondern auch mit bloßem Blick auf die Verteilung der Visibilitätswerte möglich.

Für das sukzessive Aufaddieren der Speicherfolienaufnahmen lässt sich, wie schon beim inklusiven Schnitt in Abbildung 9.2 b), auch beim exklusiven Schnitt erwartungsgemäß eine Reduzierung des Visibilitätsmittelwerts ausmachen und keine Verbesserung des SNRs verzeichnen.

9.6.2. Schuss 7 (Gitter-Setup M1)

Wie schon zur Charakterisierung des Moiré-Musters, welches mit dem Gitter-Setup M1 bei Schuss 7 aufgenommen wurde, durch die mit inklusivem Schnitt gewonnenen Visibilitätskarten und -verteilungen in Abbildung B.6 auf Seite 167 im Anhang, sind deren mit exklusivem Schnitt erhaltene Pendants in Abbildung 9.9 dargestellt.

Analog zu Schuss 12 im vorangegangenen Abschnitt fällt beim Vergleich der mit inklusivem Schnitt rekonstruierten Visibilitätsverteilungen mit den mit exklusivem Schnitt erhaltenen auf, dass bei letzteren schmalere Verteilungen mit niedrigeren Mittelwerten vorliegen. Anhand der SNR-Werte lässt sich dank des exklusiven Schnitts und der damit einhergehenden Vermeidung rausch-induzierter Visibilitäten die Erkennbarkeit des Moiré-Muster nunmehr besser beziehungsweise überhaupt erst festlegen. So fällt das SNR bei den mit exklusivem Schnitt rekonstruierten Verteilungen der einzelnen Speicherfolien von 2.42 für die erste Speicherfolie über 2.05 (IP2) und 1.97 (IP3) auf 1.93 (IP4) um etwa 25 % ab, wohingegen es beim inklusiven Schnitt durch rausch-induzierte Visibilitäten nur geringfügig um ca. 3.4 % von 1.80 (IP1) über 1.76 (IP2) auf 1.74 (IP3) sinkt, um dann sogar nochmals um ca. 1 % auf 1.76 (IP4) anzusteigen. Demzufolge lässt sich das in den Freifeld-Aufnahmen klar wahrnehmbare, zunehmende Verschwinden des Moiré-Musters, bis es in der vierten Speicherfolie kaum noch auszumachen ist, vgl. Abbildung 9.3 auf Seite 96, mit den aus der Rekonstruktion mit exklusivem Schnitt gewonnenen SNR-Werten abbilden. Ferner indizieren die auf gleiche Weise erhaltenen SNR-Werte der sukzessive aufaddierten Speicherfolien in Abbildung 9.9 b), dass nur bis zur Summe der ersten drei Speicherfolien eine Verbesserung der Bildqualität erreicht wird. Das zusätzliche Aufaddieren der vierten Speicherfolie, in der das Moiré-Muster kaum erkennbar ist, führt demnach zu keiner weiteren Steigerung des SNR, sondern reduziert es sogar leicht von 2.61 auf 2.58.

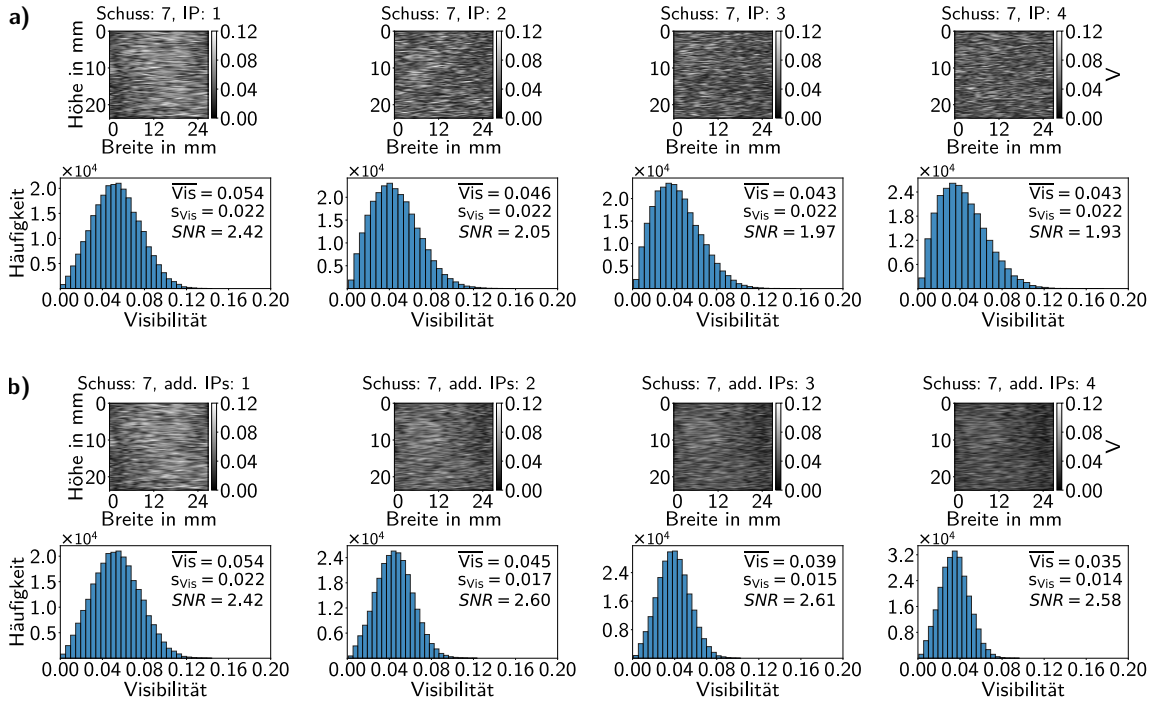


Abbildung 9.9.: Mittels Fourier-Imaging mit exklusivem Schnitt im Frequenzraum rekonstruierte Visibilitätskarten der für den Backlighter-Schuss 7 ausgewählten und mit dem Gitter-Setup M1 aufgenommenen Freifeld-ROIs: **a)** der vier hintereinander gestapelten Speicherfolien (IP1-IP4) einzeln und **b)** nach deren Matching und sukzessivem Aufaddieren. Jeweils darunter befindlich die entsprechenden Häufigkeitsverteilungen der Visibilitätswerte jedes Pixels der ROI.

Darüber hinaus lässt sich die Beobachtung, dass die in den einzelnen Speicherfolien rekonstruierten Visibilitätsmittelwerte in Abbildung 9.9 a) vor allem von Speicherfolie IP1 zu IP2, wo das Moiré-Muster noch gut wahrnehmbar ist, erkennbar sinken, auf den spektralen Einfluss der Aufhärtung durch die davorliegende erste Speicherfolie zurückführen. Dies bestätigt sich auch in den exemplarisch für Schuss 20 der ersten Strahlzeit via Fourier-Imaging mit exklusivem Schnitt rekonstruierten Visibilitätsverteilungen in Abbildung A.11 a) auf Seite 162 im Anhang. Da hierbei das Moiré-Muster bis zur vierten und letzten Speicherfolie gut zu erkennen ist, sinken die Visibilitätsmittelwerte von IP1 zu IP4 sogar kontinuierlich. Dies ist bei Schuss 7 im Rahmen der angegebenen Genauigkeit der Visibilitätsmittelwerte in Abbildung 9.9 a) bei Speicherfolien IP3 auf IP4 nicht mehr der Fall, wo das Moiré-Muster kaum noch wahrzunehmen ist. Da diese kaum vorhandene Wahrnehmbarkeit des Moiré-Musters auch für die Aufnahmen, die mit den auf 11 keV optimierten Setups gemacht wurden, sogar schon ab der zweiten Speicherfolie der Fall ist, siehe hierzu Abbildung 9.1 auf Seite 94 exemplarisch für Schuss 12 und das Gitter-Setup A1, bietet sich zudem ein Vergleich der hierfür via Fourier-Imaging mit exklusivem Schnitt erhaltenen SNR-Werte an. Wie man Abbildung 9.8 im vorhergehenden Abschnitt zu Schuss 12 auf Seite 106 entnehmen kann, liegen die SNR-Werte der Visibilitätsverteilungen der letzten drei Speicherfolien

zwischen 1.95 und 1.90. Dies korrespondiert sehr gut mit den SNR-Werten der Visibilitätsverteilungen der dritten und vierten Speicherfolie von Schuss 7, welche mit dem M1-Setup aufgenommen wurden und bei 1.97 bzw. 1.93 liegen. Die durch diese Beobachtungen belegte Tatsache, dass durch die SNR-Werte der via Fourier-Imaging mit exklusivem Schnitt rekonstruierten Visibilitätsverteilungen unabhängig vom Setup vergleichbare SNR-Werte erhalten werden, wenn die zugrundeliegenden Moiré-Muster kaum bis gar nicht mehr erkennbar sind, motiviert und legitimiert den im nun folgenden Abschnitt durchgeführten, neuerlichen Vergleich.

9.7. Ein erneuter Vergleich mit der ersten Strahlzeit

Die aus den Analysen im vorhergehenden Abschnitt 9.6 zu den exemplarisch ausgewählten Schüssen 7 bzw. 12, aufgenommen mit den Gitter-Setups M1 bzw. A1, erhaltenen SNR-Werte, welche via Fourier-Imaging mit exklusivem Schnitt gewonnen wurden, werden nun untereinander und mit auf die gleiche Weise rekonstruierten SNR-Werten des stellvertretend für die erste Strahlzeit im Detail untersuchten Schusses 20 verglichen. Dazu wurden in Abbildung 9.10 die SNR-Werte aus den jeweilig zugrundeliegenden Visibilitätsverteilungen, vgl. Abbildungen 9.7, 9.8 und 9.9, für die einzelnen und sukzessive aufaddierten Speicherfolien aufgetragen. Außerdem wurden die SNR-Werte von Schuss 20 mit abgebildet, die über die neu ausgewählte, fortan auch als *optimiert* bezeichnete, ROI erhalten wurden, welche die Abschattung zum rechten Bildrand hin ausschließt, vgl. Abbildungen A.10 und A.11 auf Seite 162 im Anhang für die Wahl der ROI und die daraus erhaltenen Visibilitätsverteilungen.

Mit Blick auf die SNR-Werte der einzelnen Speicherfolienaufnahmen fällt, wie im vorigen Abschnitt beim Vergleich von Schuss 7 mit Schuss 12 bereits angesprochen, auf, dass mit den aus Fourier-Imaging mit exklusivem Schnitt erhaltenen SNR-Werten das Verschwinden des Moiré-Musters konsistent widergespiegelt wird. So ist ein SNR-Wert kleiner als 2.0 ein klarer Indikator dafür, dass das Moiré-Muster kaum bis gar nicht mehr zu erkennen ist. Dass dies beim auf 40 keV optimierten Gitter-Setup P166 der ersten Strahlzeit in der vierten Speicherfolie noch nicht der Fall ist, bestätigen die deutlich über dieser Schwelle befindlichen SNR-Werte der optimierten ROI, welche nicht durch Abschattung reduziert wurden.

Des Weiteren führt das Aufaddieren hinterer Speicherfolien mit kaum bis gar nicht mehr erkennbarem Moiré-Muster folgerichtig zu keiner Verbesserung des SNR-Wertes der Visibilitätsverteilungen: Beim auf 11 keV optimierten Setup A1 ist dies schon ab der ersten aufaddierten Speicherfolie (IP2) der Fall, beim auf 25 keV designten M1-Setup ab der dritten aufaddierten Speicherfolie (IP4). Da das auf 40 keV designte Setup P166 bis in der vierten Speicherfolie ein gut erkennbares Moiré-Muster aufweist, ist hierbei auch noch mit dem Aufaddieren dieser Aufnahme eine Verbesserung des SNR-Wertes zu erzielen. Dies ist nicht nur für die in Abbildung 9.10 stellvertretend für die unterschiedlich designten Setups vorgestellten Schüsse 20, 12 bzw. 7 der Fall, sondern bestätigt sich auch für die SNR-Werte weiterer mit diesen Setups aufgenommenen Schüsse, siehe Abbildung 9.7 auf Seite 104 für das P166-Setup sowie Abbildung B.8 a) und b) auf Seite 169 im Anhang für die Git-

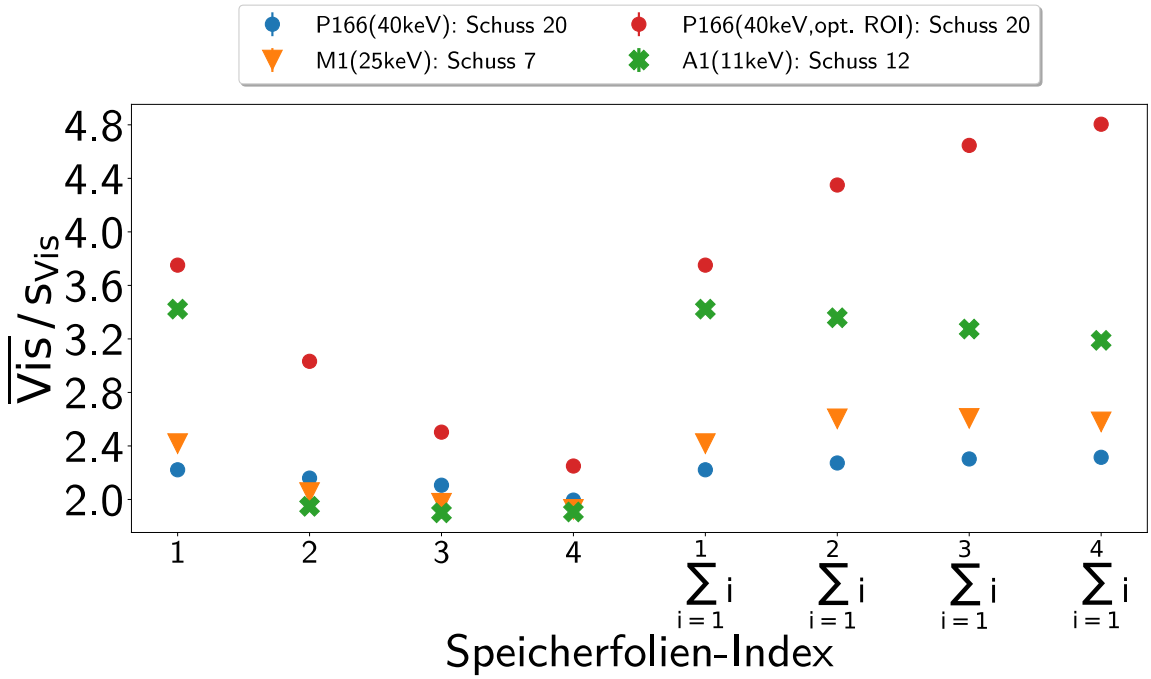


Abbildung 9.10.: Vergleich der SNR-Werte, bestimmt aus den via Fourier-Imaging mit exklusivem Schnitt rekonstruierten Visibilitätsverteilungen der jeweils einzelnen und sukzessive aufaddierten Speicherfolienaufnahmen der beiden untersuchten Backlighter-Schüsse 7 und 12 der zweiten Strahlzeit, mit den auf gleiche Weise erhaltenen SNR-Werten von Schuss 20 der ersten Strahlzeit P166. Bei letzteren wurden die SNR-Werte für zwei verschiedene ROIs aufgetragen: in blau markiert für die ursprünglich ausgewählte und in rot markiert für die neu ausgewählte, optimierte ROI, die einen abgeschatteten Bereich am rechten Rand der über die ursprüngliche ROI rekonstruierten Visibilitätskarten ausschließt.

ter-Setups A1 bzw. M1. Dementsprechend wird für die Untersuchungen in den folgenden Abschnitten im Sinne eines möglichst fairen Vergleichs beim für 40 keV designten Setup die Summe aus allen vier Speicherfolien, beim für 25 keV designten Setup die Summe der ersten drei Speicherfolien und beim für 11 keV designten Setup nur die erste Speicherfolie herangezogen.

Zusammenfassend lässt sich konstatieren, dass die anhand des ersten Vergleichs der SNR-Werte in Abbildung 9.4 auf Seite 97 im Abschnitt 9.3, welche aus mittels Fourier-Imaging mit inklusivem Schnitt rekonstruierten Visibilitätsverteilungen erhalten wurden, aufgedeckten Unzulänglichkeiten und Inkonsistenzen, welche auf die rausch-induzierten Visibilitätswerte zurückgeführt werden können und einen sinnvollen Vergleich der verschiedenen Setups untereinander unmöglich machen, durch die Rekonstruktion mit exklusivem Schnitt im Frequenzraum aufgelöst werden. Demzufolge ermöglicht Fourier-Imaging mit exklusivem Schnitt einen Vergleich der verschiedenen Setups und bildet somit die Grundlage für die weiteren Analysen der Freifeld-Aufnahmen in den kommenden Abschnitten.

Ferner fällt in Abbildung 9.10 ins Auge, dass die für die optimierte ROI der ersten Strahlzeit mit dem auf 40 keV designten Setup P166 erhaltenen SNR-Werte die in der zweiten

Strahlzeit mit dem auf etwa 11 keV designten Setup A1 erhaltenen übertreffen. Dies lässt sich auf die Wahl der ROI beim mit dem Gitter-Setup A1 aufgenommenen Schuss 12 zurückführen. Die ROI wurde möglichst groß gewählt und enthält so in den Visibilitätskarten am linken und rechten Rand durch Abschattung Bereiche mit niedrigeren Visibilitäten, vgl. Abbildung 9.8. Würde man diese ausschließen, hätte dies schmalere Visibilitätsverteilungen um einen höheren Mittelwert und somit höhere SNR-Werte zur Folge. Gleichwohl ist die so erzielte Verbesserung des SNRs nur gering. Dies lässt sich mit Blick auf die in Abbildung B.8 a) auf Seite 169 im Anhang dargestellten SNR-Werte für Schuss 13 nachvollziehen. Bei Schuss 13 wurde eine kleinere ROI ausgewählt, welche die Abschattung auf der linken Seite ausschließt, vgl. Abbildung B.1 auf Seite 164 im Anhang. Der dafür erhaltene SNR-Wert von ca. 4.15 rangiert weiterhin im Bereich der für die erste Strahlzeit erhaltenen SNR-Werte, vgl. Abbildung 9.7 auf Seite 104. Folglich lässt sich allein anhand der SNR-Werte der Visibilitäten kein Vorteil der auf 11 keV designten Setups ausmachen.

Was allerdings in den SNR-Werten der Visibilitätsverteilungen nicht berücksichtigt, jedoch durchaus relevant für eine Beurteilung der Qualität der erhaltenen Moiré-Muster ist, ist die Feinheit der Periode des Moiré-Musters, innerhalb der ROI, für die die SNR-Werte bestimmt wurden. Die Feinheit der Moiré-Muster-Periode, in anderen Worten ihre Periodenlänge, hat direkte Auswirkung auf die Auflösung lokaler Phasenschübe in Objekten und damit auf die Signalqualität des Phasenbildes. So wurden die für Schuss 20 rekonstruierten SNR-Werte für ca. 10 Perioden innerhalb der etwa 20 mm in der Detektorebene breiten, optimierten ROI, vgl. Abbildung A.10 auf Seite 162 im Anhang, erhalten, also für eine Periodenlänge von etwa 2 mm. Die für den Schuss 12 aus den Aufnahmen des A1-Setup rekonstruierten und in etwa mit denen der optimierten ROI des P166-Setups vergleichbaren SNR-Werte hingegen wurden bei einer nur halb so großen Periodenlänge von etwa 1 mm erreicht, und das über Ausdehnung der Speicherfolie von mehr als 55 mm. Da diese Information in den SNR-Werten nicht enthalten ist, ist es das Ziel des nun folgenden Kapitels, einen erweiterten Qualitätsparameter herzuleiten und zu motivieren, der nicht nur das erreichte SNR der Visibilitätsverteilung, sondern auch die Feinheit des Moiré-Musters abbildet, für die entsprechende SNR-Werte erreicht wurden.

9.8. Motivation eines Qualitätsparameters

Aufgrund der am Ende des vorhergehenden Abschnitts geschilderten Unzulänglichkeit der SNR-Werte, die Feinheit bzw. Länge einer Moiré-Periode zu berücksichtigen, für die diese SNR-Werte erzielt wurden, soll nun ein Qualitätsparameter motiviert werden, der diese Information mit enthält. Ziel ist es demnach, dass der Qualitätsparameter Q angibt, welche Information für die Bildgebung pro ausgeleuchteter Längeneinheit des zugrundeliegenden Moiré-Musters, d.h. hierbei pro Moiré-Periode, erzielt wird.

Ein intuitiv naheliegender Zugang zu einem derartigen Parameter findet sich, indem man das bisher als Maß für die Bildqualität verwendete SNR der Visibilität SNR_{Vis} durch die Periodenlänge des Musters teilt. Mit der Periodenlänge in Pixeln, also der Zahl an Pixeln

pro Periode, kurz *PPP*, ergibt sich folglich:

$$Q = \frac{SNR_{Vis}}{PPP} . \tag{9.1}$$

Dieser Zusammenhang soll im Folgenden auf Basis physikalischer Zusammenhänge und gewisser zu treffender Annahmen motiviert und hergeleitet werden.

Zu Beginn ist es zunächst dienlich, ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR) aufzustellen, das sich in diesem Falle auf das Signal und das Rauschen der Moiré-Muster-Kurve innerhalb einer Periode bezieht. Die sich über eine Periode erstreckende Moiré-Muster-Kurve wird im Weiteren auch kurz als *Fringe*[2]*-Kurve* bezeichnet. Ein Term für das Signal S einer Fringe-Kurve sollte neben der Anzahl Z_{fringe} der Photonen, die zu dieser beitragen und damit sozusagen diese und ihr Signal generieren, auch Information über deren Visibilität V_{fringe} als Qualitätsmaß enthalten und kann somit folgendermaßen angegeben werden:

$$S = Z_{fringe} \cdot V_{fringe} . \tag{9.2}$$

Unter der Annahme, dass die Zahl der mit den Speicherfolien detektierten Photonen einer Poisson-Statistik unterliegt, gilt für das zum Signal korrespondieren Rauschen R einer Fringe-Kurve (Buzug, 2008):

$$R = \sqrt{Z_{fringe}} . \tag{9.3}$$

Demzufolge ergibt sich das Signal-zu-Rausch-Verhältnis für die Fringe-Kurve SNR_{fringe} aus dem Verhältnis der in den Gleichungen 9.2 und 9.3 gegebenen Zusammenhänge für S und R und lässt sich zusammenfassen zu

$$SNR_{fringe} = \sqrt{Z_{fringe}} \cdot V_{fringe} . \tag{9.4}$$

Wie anhand der Toy-Modell-Studie zur Analyse des Fourier-Imaging-Algorithmus mit einem exklusiven Schnitt im Frequenzraum in Abschnitt 9.4 dieses Kapitels erkannt wurde, bestätigt sich auch für die Fourier-Imaging-Rekonstruktion der aus Revol et al. (2010), Weber et al. (2011) ableitbare Zusammenhang, dass $s_{Vis} \propto 1/\sqrt{N_{ph}}$ gilt, mit s_{Vis} der Standardabweichung der aus dem zugrundeliegenden sinusförmigen Muster des Toy-Modells rekonstruierten Visibilitätsverteilung und N_{ph} der (mittleren) Anzahl der das Muster erzeugenden Photonen. Übertragen auf das SNR einer Fringe-Kurve in Gleichung 9.4 führt dies zu

$$SNR_{fringe} \propto \frac{V_{fringe}}{s_{Vfringe}} , \tag{9.5}$$

mit $s_{Vfringe}$ der Standardabweichung der Visibilität einer Fringe-Kurve.

Einen experimentellen Zugang zu $s_{Vfringe}$ erhält man, indem man beispielsweise die Visibilitäten mehrerer Fringe-Kurven des Moiré-Musters bestimmt, dieses also über mehrere Moiré-Perioden analysiert, beziehungsweise diese Analyse auf die gesamte das Moiré-Muster in zwei Dimensionen erfassende ROI ausdehnt, wie in den bisherigen Untersuchungen

[2] Aus dem Englischen entlehnt vom Terminus technicus *interference fringe pattern* für Interferenzstreifenmuster.

zur Charakterisierung der Freifeld-Moiré-Muster geschehen. Unter der Annahme, dass sich das Moiré-Muster innerhalb der ROI nicht signifikant ändert und somit die in dieser ROI enthaltenen Fringe-Kurven vergleichbar sind, kann mit

$$\mathrm{SNR}_{\mathrm{fringe}} \propto \frac{\overline{\mathrm{Vis}}}{s_{\mathrm{Vis}}} =: \mathrm{SNR}_{\mathrm{Vis}}\,, \tag{9.6}$$

ein zu $\mathrm{SNR}_{\mathrm{fringe}}$ proportionaler Ausdruck aus dem Verhältnis des Mittelwerts und der Standardabweichung der über die gesamte ROI bestimmten Visibilitätsverteilung, also dem Signal-zu-Rausch-Verhältnis der Visibilität $\mathrm{SNR}_{\mathrm{Vis}}$ dieser Verteilung, gewonnen werden. Dieser Zusammenhang legitimiert zusätzlich zu den Untersuchungen zum Toy-Modell einen weiteren auf Messungen am Backlighter basierenden Test der indirekten Proportionalität der Standardabweichung der Visibilität zur Quadratwurzel der zum Muster beitragenden Photonenanzahl bzw. Intensität, welcher von Gleichung 9.4 zu Gleichung 9.5 führt. Dies kann durch Auftragen der via Fourier-Imaging mit exklusivem Schnitt erhaltenen Standardabweichungen der Visibilitätsverteilungen gegenüber den entsprechenden mittleren Intensitäten, beide bestimmt über die ausgewählten Freifeld-ROIs einzelner Schüsse, realisiert werden. In Abbildung B.9 auf Seite 170 im Anhang erfolgte dies für die auf 11 keV optimierten Gitter-Setups und bestätigt somit unter experimentellen Bedingungen den bereits mit den idealisierten Bedingungen des Toy-Modells validierten Zusammenhang. Gründe für Abweichungen vom theoretisch motivierten $1/\sqrt{\bar{I}}$-Verlauf der Standardabweichung der Visibilitätsverteilungen können Fluktuationen der Backlighter-Quelle, beispielweise hinsichtlich ihres Spektrums und ihrer Kohärenz, sowie der nicht vorhersagbare, variierende Einfluss von detektierter Stör- und Streustrahlung sein. Zudem sind die Gitter der einzelnen Setups nicht komplett identisch, vgl. Tabelle 8.2 auf Seite 90, was sowohl Einfluss auf die erhaltenen Visibilitäten als auch auf die transmittierten Photonen und damit die gemessenen Intensitäten hat und systematische Abweichungen der unterschiedlichen Gitter-Setups erklärt.

Mit der Anforderung an den Qualitätsparameter, dass dieser angibt, für welche Längeneinheit die Information des SNRs einer Fringe-Kurve erzielt wurde, gilt es zu dessen Bestimmung, Gleichung 9.6 noch durch die Längeneinheit einer Fringe-Kurve, also eine Periodenlänge, zu teilen. Dementsprechend erhält man mit der Periodenlänge PPP in Pixeln den Qualitätsparameter der Fringe-Kurve

$$\mathrm{Q}_{\mathrm{fringe}} = \frac{\mathrm{SNR}_{\mathrm{fringe}}}{\mathrm{PPP}} \propto \frac{\mathrm{SNR}_{\mathrm{Vis}}}{\mathrm{PPP}} =: \mathrm{Q}\,, \tag{9.7}$$

welcher direkt proportional ist zum bereits eingangs diesen Abschnitts in Gleichung 9.1 aufgestellten Qualitätsparameter Q. Dieser Zusammenhang in Gleichung 9.7, der auf Basis der vorangegangen physikalisch-informationstheoretischen Überlegungen und Annahmen hergeleitet wurde, motiviert und legitimiert den intuitiv aufgestellten Qualitätsparameter Q als valides sowie mit Hilfe der vorangegangen Freifeld-Analysen zu den Visibilitätsverteilungen leicht zugängliches Maß für die Signalqualität des Moiré-Musters und damit auch für die Qualität der daraus rekonstruierten Bildinformationen. Dementsprechend soll im folgenden Abschnitt die in den beiden Strahlzeiten für die verschiedenen Setups erreichte Signal-

qualität der Moiré-Muster anhand des für die jeweiligen Freifeld-Aufnahmen bestimmten Qualitätsparameters Q untersucht werden.

9.9. Vergleich der Signalqualitäten der Gitter-Setups

Nachdem im vorigen Abschnitt der in Gleichung 9.1 gegebene Qualitätsparameter Q physikalisch motiviert wurde, sollen nun anhand von diesem die für die verschiedenen Gitter-Setups erreichten Signalqualitäten untersucht und verglichen werden.

Zuerst wurde für alle Schüsse der zweiten Strahlzeit – analog zur Vorgehensweise bei der ersten – aus allen mit den verschiedenen Gitter-Setups der beiden Interferometer-Aufbauten aufgenommenen Schüssen eine Vorauswahl getroffen und all diejenigen Schüsse aussortiert, bei denen innerhalb der Freifeld-ROI kaum ein bzw. kein Moiré-Muster zu erkennen war. Dies war zum Beispiel bei Schuss 3 in beiden aufnehmenden Gitter-Setups (A1 und M1) oder bei den ersten Aufnahmen mit dem Gitter-Setup M2 (Schüsse 12 und 14-16) der Fall und lässt sich in den Übersichtsabbildungen B.1, B.3 und B.4 im Anhang ab Seite 164 nachvollziehen; jedoch nur für die Schüsse, bei denen die Moiré-Muster noch nicht zu fein eingestellt waren, sodass sie in der digitalen sowie der Druck-Version dieser Dissertation noch aufgelöst werden können. Für die ausgewählten Schüsse mit erkennbaren Moiré-Mustern wurden anschließend – analog zu den exemplarisch im Abschnitt 9.6 vorgestellten Schüssen 7 und 12 – über die in den Übersichtsabbildungen ab Seite 164 im Anhang dargestellten ROIs via Fourier-Imaging mit exklusivem Schnitt die Visibilitätsverteilungen rekonstruiert. Aus deren Mittelwerten und Standardabweichungen ergaben sich die zur Berechnung der Qualitätsparameter einfließenden SNR-Werte der Visibilitäten. Wie bereits erwähnt, wurden dabei für einen möglichst fairen Vergleich bei den auf 11 keV optimierten Gitter-Setups die Visibilitätsverteilungen der ersten Speicherfolie und bei dem auf 25 keV optimierten Setup M1 diejenigen verwendet, welche für die Summe der ersten drei Speicherfolien erhalten wurden, da hierbei jeweils die höchsten SNR-Werte erzielt werden. Um einen Vergleich mit der ersten Strahlzeit möglich zu machen, wurden auch die höchsten SNR-Werte der acht hierfür ausgewählten Schüsse in die Auswertung mit einbezogen. Diese wurden für die neu ausgewählte und die Abschattung am rechten Rand ausschließende ROI beim Aufaddieren aller vier Speicherfolien erreicht, vgl. Abbildung 9.7 auf Seite 104.

Die ebenfalls zur Berechnung des Qualitätsparameters erforderliche Länge einer Moiré-Periode wurde in Einheiten von Pixeln, d.h. mit der Anzahl an Pixeln pro Periode, kurz PPP, bestimmt. Dazu wurde für jeden analysierten Schuss der Intensitätsverlauf entlang einer Linie aufgetragen, welche orthogonal zu den Moiré-Streifen über eine Länge mehrerer Perioden gezogen worden war. In diesem Linienplot des Moiré-Musters wurden daraufhin manuell sechs benachbarte, periodisch wiederkehrende Features, welche markant und daher leicht identifizierbar sind, wie beispielsweise die Maxima oder Minima, markiert und deren Abstände in Pixeln bestimmt. Daraus ergaben sich fünf Schätzwerte für die PPP im mit der Linie markierten Bereich, welche anschließend gemittelt wurden. Diese manuelle Bestimmung erfolgte zehnmal in unterschiedlichen Bereichen der ROI. Die so erhaltenen zehn PPP-Mittelwerte für die markierten Linien wurden ihrerseits gemittelt und ergaben den final bestimmten mittleren PPP-Wert für die ROI eines Schusses mitsamt Fehler. Diese

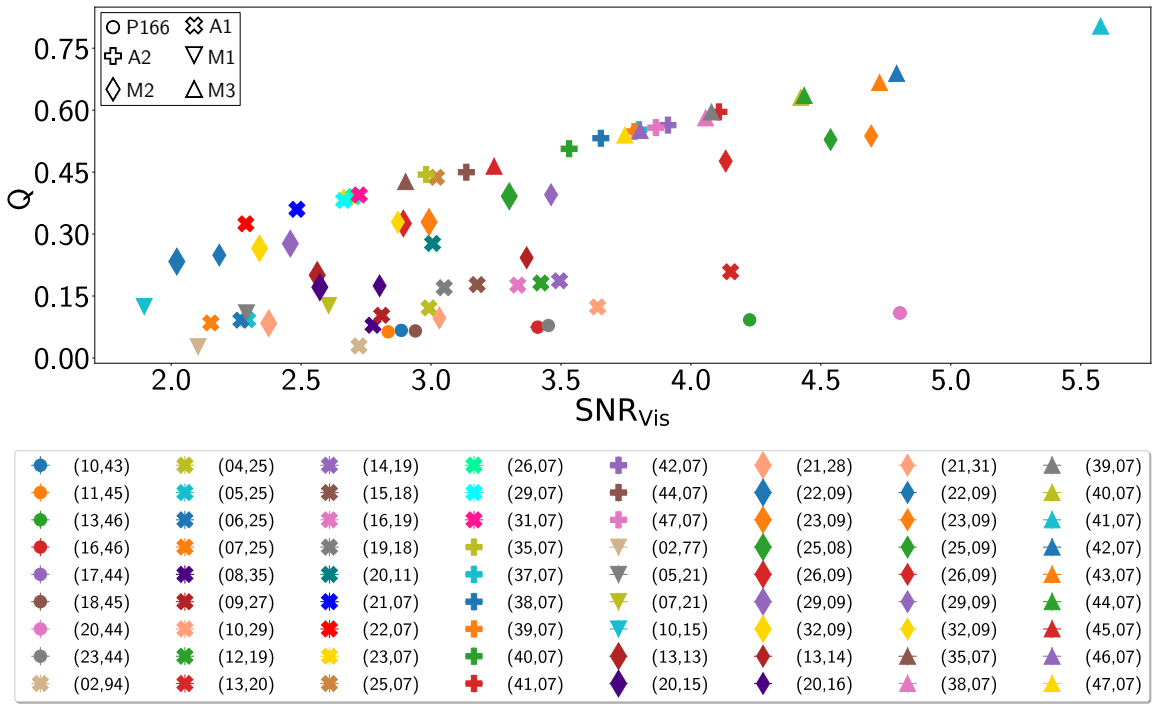


Abbildung 9.11.: Für die verschiedenen Gitter-Setups beider Strahlzeiten erhaltene Qualitätsparameter Q, aufgetragen gegenüber den zugrundeliegenden Signal-zu-Rausch-Werten aus den via Fourier-Imaging mit exklusivem Schnitt rekonstruierten Visibilitätsverteilungen über die Freifeld-ROIs der Aufnahmen zu den jeweiligen Backlighter-Schüssen. Die verschiedenen Gitter-Setups lassen sich anhand der geometrischen Form der Markierungen der jeweiligen Datenpunkte und die Q-Werte der beiden für das M2-Setup untersuchten ROIs anhand der Größe ihrer Markierungen unterscheiden. So kennzeichnen die größeren Rauten die aus den maximierten ROIs und die kleinen Rauten die aus den zentrierten ROIs erhaltenen Q-Werte. Die in der Legende den einzelnen Datenpunkten zugeordneten Tupel geben in ihrem ersten Eintrag jeweils die Schuss-Nummer, in ihrem zweiten die auf ganze Pixel gerundeten, mittleren Periodenlängen an.

sind für alle mit den verschiedenen Gitter-Setups untersuchten Schüsse in den Tabellen A.1 bis B.6 ab Seite 163 im Anhang aufgelistet.

Schließlich wurden die so erhaltenen SNR-Werte durch die jeweils dazugehörigen PPP-Werte geteilt und damit gemäß Gleichung 9.1 die Qualitätsparameter für die mit den verschiedenen Gitter-Setups aufgenommenen und ausgewählten Schüsse bestimmt. Diese sind in Abbildung 9.11 gegenüber den jeweils zugrundeliegenden SNR-Werten aufgetragen. Die Unterscheidung der einzelnen Gitter-Setups erfolgt dabei anhand der geometrischen Form der jeweiligen Markierungen der Datenpunkte der Qualitätsparameter. Die in der Legende den einzelnen Datenpunkten zugeordneten Tupel geben in ihrem ersten Eintrag die Nummer des jeweiligen Schusses und in ihrem zweiten Eintrag die jeweils auf ganze Pixel gerundeten, in den Tabellen A.1 bis B.6 ab Seite 163 im Anhang gelisteten mittleren Periodenlängen an. Für die ausgewählten, mit dem M2-Setup aufgenommenen Schüsse

wurden jeweils zwei ROIs untersucht: Maximierte ROIs, in Abbildung B.4 im Anhang auf Seite 166 jeweils blau markiert, und zentrierte ROIs, in selbiger Abbildung jeweils rot markiert. Die Q-Werte dieser beiden ROIs lassen sich anhand der Größe ihrer Markierungen unterscheiden. So kennzeichnen die größeren Rauten die aus den maximierten ROIs und die kleinen Rauten die aus den zentrierten ROIs erhaltenen Q-Werte.

Anhand der in Abbildung 9.11 gewählten Auftragung der Q-Werte über die zugrundeliegenden SNR_{Vis}-Werte lässt sich die Separation der verschiedenen Gitter-Setups durch die unterschiedlich eingestellten Periodenlängen des Freifeld-Moiré-Musters gut erkennen, für die die jeweiligen SNR_{Vis}-Werte erreicht wurden. Es wird also sehr anschaulich deutlich, dass der Qualitätsparameter die Information enthält, bei welcher Feinheit eines Moiré-Musters entsprechende SNR-Werte aus den Visibilitätsverteilungen erhalten wurden. Um ein Beispiel hervorzuheben sei der Schuss 20 der ersten Strahlzeit erwähnt, welcher mit seinem SNR-Wert von ungefähr 4.8, vgl. auch Abbildung 9.10 auf Seite 110 für die vier aufaddierten Speicherfolien, fast sämtliche für alle weiteren Gitter-Setups und Schüsse erhaltenen SNR-Werte übertrifft. Da dies jedoch über ein sehr grobes Moiré-Muster mit einer Periodenlänge von etwa 44 Pixeln erreicht wird, ist sein Q-Wert entsprechend niedriger. Die höchsten Q-Werte werden aufgrund der erreichten, feinen Moiré-Perioden von etwa 7 PPP für bestimmte, mit den Gitter-Setups M3 sowie A2 aufgenommene Backlighter-Schüsse erhalten.

Nicht nur während der ersten Strahlzeit wurde das Moiré-Muster über mehrere Schüsse hinweg nicht verändert, auch in der zweiten Strahlzeit erfolgte diese Herangehensweise für eine bessere Vergleichbarkeit einzelner Schüsse. Die bei gleich bleibendem Moiré-Muster aufgenommenen Schüsse lassen sich gut anhand ihrer jeweiligen PPP-Werte und damit auch schon mit einem Blick auf Abbildung 9.11 anhand der Legende bzw. der Separation der Lage der Q-Werte identifizieren. Um diese bei verschiedenen Schüssen mit gleich eingestelltem Moiré-Muster erhaltenen Qualitätsparameter übersichtlicher darzustellen, wurden sie in Abbildung 9.12 nach Gitter-Setup und den jeweiligen bei gleicher Einstellung des Moiré-Musters erhaltenen Periodenlängen sortiert. Die Sortierung ist in den Tupeln auf der Abszisse jeweils mit der Design-Energie E_D, für die die Gitter-Setups konzipiert wurden, im ersten Eintrag sowie mit den mittleren Periodenlängen $\overline{PPP}$ über die einzelnen Schüsse bei gleich eingestelltem Moiré-Muster im zweiten Eintrag gekennzeichnet. Zur Berechnung der $\overline{PPP}$-Werte wurde über die in den Tabellen A.1 bis B.6 ab Seite 163 im Anhang gelisteten PPP-Werte bei Schüssen mit gleicher Einstellung des Moiré-Musters gemittelt und auf ganze Pixel gerundet. Die Unterscheidung der beiden ROIs des M2-Setups erfolgt analog zur vorigen Abbildung 9.11 wieder anhand der Größe der rautenförmigen Markierungen. Hieran lässt sich in Abbildung 9.12 die Auswirkung der Wahl unterschiedlicher ROIs mit den Qualitätsparametern quantifizieren. So schließt die Wahl einer zentrierten, gut ausgeleuchteten ROI – in Abbildung B.4 im Anhang auf Seite 166 jeweils rot markiert – vorhandene Bereiche mit niedrigeren Visibilitäten aus, welche in der jeweils blau markierten, auf eine möglichst große Fläche maximierten ROI noch enthalten sind. Dies führt zu schmaleren Visibilitätsverteilungen bei höheren Mittelwerten, damit zu höheren SNR-Werten der Visibilität und folglich bei vergleichbaren PPP-Werten auch zu höheren Q-Werten. Die Erhöhung der Q-Werte ist für die einzelnen Schüsse und die entsprechend unterschiedlich ausgewählten, zentrierten und gut ausgeleuchteten ROIs unterschiedlich

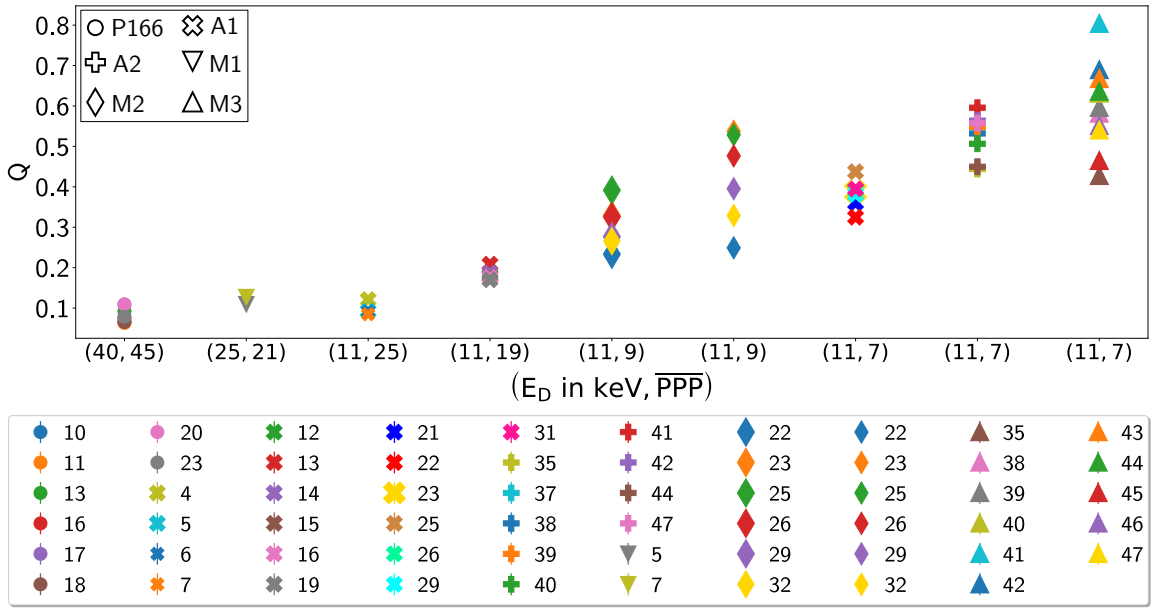


Abbildung 9.12.: Via Fourier-Imaging mit exklusivem Schnitt erhaltene Qualitätsparameter Q, ausgewählt und sortiert nach den jeweiligen Gitter-Setups und der mittleren Periodenlänge $\overline{\mathrm{PPP}}$ gleich eingestellter Moiré-Muster der zugrundeliegenden Freifeld-ROIs. Die $\overline{\mathrm{PPP}}$-Werte sind neben der Design-Energie als zweiter Eintrag der zuordnenden Tupel der x-Achse in Einheiten von Pixeln angegeben. Die verschiedenen Gitter-Setups lassen sich anhand der geometrischen Form der Markierungen der jeweiligen Datenpunkte und die Q-Werte der beiden für das M2-Setup untersuchten ROIs anhand der Größe ihrer Markierungen unterscheiden. So kennzeichnen die größeren Rauten die aus den maximierten ROIs und die kleinen Rauten die aus den zentrierten ROIs erhaltenen Q-Werte. Die in der Legende den einzelnen Datenpunkten zugeordneten Werte geben die jeweilige Schuss-Nummer an.

stark und sorgt so für eine bessere Separation der einzelnen Schüsse. So rangiert die Verbesserung der Q-Werte zwischen etwa 9 % von ca. 0.23 auf 0.25 bei Schuss 22 und etwa 36 % von ca. 0.39 auf 0.53 bei Schuss 25.

Grund für die Untersuchung verschiedener ROIs beim M2-Setup war das dabei verwendete Absorptionsgitter G2, welches aufgrund seines inhomogenen Profils einen in der Mitte um die Speicherfolien-Breite von 40 mm zentrierten, ca. 15 mm breiten, gut ausgeleuchteten Bereich über seine ganze Höhe aufweist und direkt daneben angrenzend ähnlich breite Bereiche mit niedrigen Intensitäten, vgl. dazu Abbildung B.4 im Anhang auf Seite 166. Erst zum Rand hin steigen die Intensitätswerte wieder an. In den schlecht ausgeleuchteten Bereichen werden niedrigere Visibilitäten rekonstruiert, welche die Verteilung entsprechend beeinflussen und die SNR-Werte und damit den Qualitätsparameter, wie beschrieben, reduzieren. Für das Setup A2, in dem dasselbe Absorptionsgitter Verwendung fand, vgl. Tabelle 8.2 auf Seite 90, war aufgrund der Positionierung der Objekte die Auswahl der Freifeld-ROIs eingeschränkt. Somit wurde nicht erneut ein Vergleich verschiedener ROIs durchgeführt, zumal mit einem ähnlichen Resultat der Verbesserung der Q-Werte sowohl

qualitativ als auch quantitativ zu rechnen ist. Bei der Wahl der ROIs für das A2-Setup wurde darauf geachtet, dass sie in einem gut ausgeleuchteten Bereich liegen. Durch das Absorptionsgitter, das in den Gitter-Setups A1 und M3 verwendet wurde, lag eine homogene Ausleuchtung vor, vgl. Abbildung B.1 und B.5 auf Seite 164 bzw. 167 im Anhang. Dementsprechend erübrigte sich ein Vergleich verschiedener ROIs und es wurde bei der Wahl der Freifeld-ROIs darauf geachtet, eine möglichst große Fläche ohne Objekt zu erhalten.

Ein Vergleich der in Abbildung 9.12 dargestellten Q-Werte, welche mit dem A1-Setup bei Freifeld-Moiré-Mustern mit im Mittel 25 PPP bzw. 19 PPP aufgenommen wurden, mit denen, welche mit dem M1-Setup bei einem ähnlichen mittleren PPP-Wert von etwa 21 aufgenommen wurden, lässt den Schluss zu, dass auch bei nahe beieinanderliegenden PPP-Werten mit den auf niedrigere Energien von 11 keV designten Setups höhere SNR-Werte der Visibilität und damit Q-Werte zu erzielen sind. Dem ist hinzuzufügen, dass das Moiré-Muster beim M1-Setup mit den eingestellten etwa 21 PPP schon sehr schlecht wahrnehmbar war und der Versuch, auf ein feineres Muster zu gehen, keine vielversprechenden Ergebnisse erzielte, vgl. Abbildung B.3 auf Seite 165 im Anhang. Ähnlich verhielt es sich mit dem stark rauschdominierten Moiré-Muster, aufgenommen mit dem auf 40 keV designten Setup der ersten Strahlzeit, das ab Schuss 10 auf ca. 45 PPP eingestellt gelassen wurde. Demgegenüber war es für die auf 11 keV designten Setups ohne Weiteres möglich, auf bis zu 7 PPP zu justieren. Diese 7 PPP entsprechen 350 µm und stellen in Anbetracht des Auflösungsvermögen der Speicherfolien von ungefähr 109 µm (Fiksel et al., 2012) auch gewissermaßen einen Grenzwert dar, was die Feinheit des Moiré-Musters anbelangt. Dies hebt den Nutzen der wesentlichen Optimierungen von der ersten zur zweiten Strahlzeit hervor. Durch die neuen Gitter-Setups, welche für die gemäß Seifert et al. (2020) vermutete dominierende Energie von ca. 11 keV optimiert und transparenter konzipiert wurden, konnten aufgrund der feiner einstellbaren Moiré-Muster bei vergleichbaren bis besseren SNR-Werte entsprechend höhere Q-Werte erzielt werden. Verglichen mit der bei den auf 11 keV designten Setups gegebenen Möglichkeit, auf sehr feine Moiré-Muster zu justieren, hat das Aufaddieren der einzelnen Speicherfolien, welches bei den auf höhere Energien designten Setups zur Erhöhung des Visibilität-SNRs möglich ist, wenig Auswirkung auf den Q-Wert. Insgesamt wurde mit den auf 11 keV designten Setups – gemessen am Q-Wert – die Signalqualität in der zweiten Strahlzeit bei den Schüssen mit fein eingestellten Periodenlängen von 7 bzw. 9 PPP um ein Vielfaches im Vergleich mit der ersten Strahlzeit verbessert, genauer in Zahlen ausgedrückt in etwa um einen einen Faktor 3 (M2-Setup mit maximierter ROI), 4 (Setups M2 mit zentrierter ROI und A1), 5 (A2) bzw. 6 (M3).

Des Weiteren bieten sich Vergleiche der auf etwa 7 PPP eingestellten Setups an, mit denen die höchsten Q-Werte erzielt wurden. Unterschiede zwischen den Setups A1 und A2 lassen sich auf die unterschiedlichen Absorptionsgitter und das eben erwähnte Vorgehen bei der Wahl der Freifeld-ROIs zurückführen. Interessant ist zudem auch ein Vergleich zwischen den Setups A1 und M3, wo dasselbe Absorptionsgitter verwendet wurde, durch das eine homogene Ausleuchtung vorlag und sich somit die Wahl einer möglichst großen ROI anbot, dabei also gleich vorgegangen wurde. Hier liegen die Q-Werte beim M3-Setup mit im Mittel ca. 0.6 signifikant über denen des A1-Setups mit im Mittel ca. 0.4. Da bei der Wahl der ROIs gleich vorgegangen wurde und auch dasselbe Absorptionsgitter G2 Verwendung fand,

kann man diese Unterschiede auf die beiden unterschiedlichen Phasengitter zurückführen. Diese sind, was die Wahl ihrer Spezifikationen anbelangt, zwar identisch, vgl. Tabelle 8.2 auf Seite 90, können sich aber aufgrund von Fertigungstoleranzen, welche sich beispielsweise in der Höhe der Gitterstege auf etwa 10 % belaufen, durchaus derart unterscheiden, dass sich dies in den erhaltenen Q-Werten widerspiegelt.

Außerdem kann man anhand von Abbildung 9.11 erkennen, dass bei dem mit dem M3-Setup aufgenommenen Schuss 41 der höchste Q-Wert von ca. 0.8 mit signifikantem Abstand von mehr als 0.1 zu den nachfolgenden, niedrigeren Q-Werten desselben Setups erzielt wurde. Dies bestätigt sich schon allein mit Blick auf die in Abbildung B.5 auf Seite 167 im Anhang dargestellte Rohaufnahme dieses Schusses, die im Vergleich der mit denselben Objekten gemachten Aufnahmen der Schüsse 39, 40, 42 und 43 den höchsten Kontrast aufweist. Die schon an den Rohaufnahmen erkennbaren und sich in den Q-Werten niederschlagenden Unterschiede innerhalb vergleichbarer ROIs lassen sich auf Fluktuationen der Backlighter-Quelle, beispielweise hinsichtlich ihres Spektrums und ihrer Kohärenz, sowie das nicht vorhersagbare Auftreten von Stör- und Streustrahlung zurückführen. Diese führten teilweise zu einem extremen Verlust an Bildschärfe, gepaart mit stark erhöhten Intensitätswerten, wie sich anhand der Rohaufnahmen des M3-Setups zum Beispiel bei den Schüssen 34, 36 und 37 feststellen lässt, welche dementsprechend kaum ein bis kein Moiré-Muster aufweisen und für die Analyse der Freifeld-Aufnahmen ungeeignet sind.

Im nun folgenden Abschnitt soll zunächst eine Objekt-ROI des Schusses 41 zusammen mit der korrespondieren ROI des Schusses 44 als Referenz via Fourier-Imaging rekonstruiert und genauer hinsichtlich der Anwendung dieser differentiellen Phasenkontrast-Bildgebung untersucht werden.

10. Aufnahmen statischer Objekte und laser-induzierter Schocks

Neben den Freifeld-Aufnahmen zur Untersuchung der Signalqualität der einzelnen Gitter-Setups sollen in diesem Kapitel nun auch Objekt-Aufnahmen analysiert werden. Dies erfolgt anhand der via Fourier-Imaging rekonstruierten Bildmodalitäten für zwei unterschiedliche Objekttypen und -vergrößerungen. Zunächst werden statische Testphantome untersucht, welche sich auf der Objekt-Plattform direkt vor dem Phasengitter des M3-Setups befanden und damit kaum in die Detektorebene vergrößert wurden. Anschließend gilt es, mit dem PHELIX-Laser in PMMA[1]-Targets induzierte Schocks anhand der Aufnahmen mehrerer Schüsse mit unterschiedlichen Zeitverzögerungen als dynamischen Prozess zu analysieren. Damit diese Schocks aufgelöst werden konnten, wurden die PMMA-Targets entsprechend nahe an die Backlighter-Quelle positioniert, um eine ausreichend hohe Vergrößerung in die Detektionsebene zu erhalten.

10.1. Statische Testphantome

Als Objektaufnahme dient der mit dem Gitter-Setup M3 aufgenommene Schuss 41, vgl. Abbildung B.5 auf Seite 167. Darin wurde eine ROI gewählt, die die Bereiche zweier Testphantome enthält: Zum einen einen Ausschnitt eines Plättchens mit Löchern unterschiedlich großen Durchmessers, zum anderen ein Segment eines Tetraeders, der Teil eines für die Analyse des differentiellen Phasenbildes konzipierten Phantoms ist, das aufgrund seiner strahlenförmig zusammenlaufenden, radialen Tetraeder mit Seitenflächen gleicher Steigung auch als *Phasen-Siemensstern* bezeichnet wird. Beide aus einem Polyacrylgemisch bestehenden Testphantome wurden im Rahmen einer vom Verfasser dieser Dissertation mitbetreuten Bachelorarbeit konzipiert und realisiert (Dietrich, 2019), der auch weitere Details zu den beiden Phantomen, wie etwa zu deren Fertigungsprozess, entnommen werden können. Als Referenzaufnahme wurde eine entsprechende ROI des Schusses 44 gewählt.

10.1.1. Rohaufnahmen und erste Rekonstruktionen

Die Rohaufnahmen beider Schüsse sind, nachdem sie gemäß der in Abschnitt 6.3.1 ab Seite 62 geschilderten und in Abbildung 6.9 auf Seite 64 zusammengefassten Vorgehensweise präpariert wurden, in Abbildung 10.1 a) dargestellt. Das Löcher-Phantom nimmt dabei den oberen Bereich der Objekt-ROI von Schuss 41 ein. Der Tetraeder findet sich im unteren linken Bereich. Dort beginnt er am unteren Bildrand im Bereich von etwa 75 bis 150 x-Pixeln in der Detektorebene und verläuft mit zunehmender Ausdehnung zum linken Bild-

[1] Akronym für Polymethylmethacrylat (Briehl, 2021).

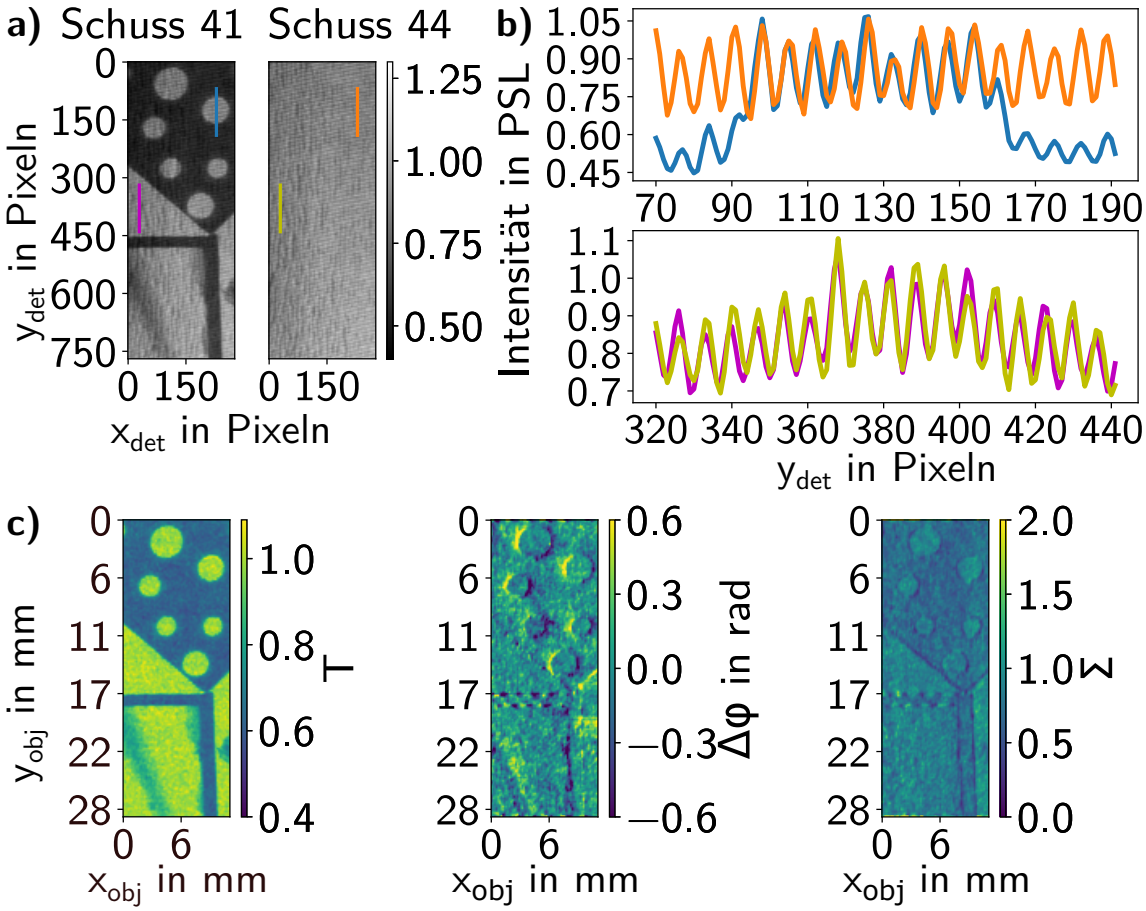


Abbildung 10.1.: a) Objekt- und Referenzaufnahme (Schuss 41 & Schuss 44) nach erfolgter Präparation. Im oberen Bereich der Objektaufnahme befindet sich das Löcher-Phantom, unten links ein Tetraeder des Phasen-Siemenssterns, eingefasst von zwei einen rechten Winkel bildenden Balken des Rahmens des Phantoms. **b)** Intensitätsverläufe entlang der entsprechenden Markierungen in der Objekt- bzw. Referenzaufnahme. **c)** Via Fourier-Imaging mit inklusivem Schnitt erhaltenes Transmissionsbild, differentielles Phasenbild sowie Dunkelfeldbild mit Angabe ihrer Abmessungen in der Objektebene.

rand, wo er sich über einen Bereich von ca. 485 bis 600 y-Pixeln in der Detektorebene erstreckt. Den Rahmen des Tetraeders bilden die beiden gut sichtbaren in etwa 35 Pixel breiten Streifen, von denen der eine ab einem y_{det}-Wert von ca. 450 nahezu horizontal vom linken Bildrand bis zu einem x_{det}-Wert von etwas über 200 verläuft und der andere sich dort an diesem im rechten Winkel anschließt und in einem nahezu vertikalen Verlauf bis zum unteren Bildrand reicht.

In den Aufnahmen der ROIs beider Schüsse ist nunmehr das feine Moiré-Muster von etwa 7 PPP zu erkennen. Um die Muster beider Aufnahmen mitsamt ihrem Kontrast besser zu visualisieren und zugleich vergleichen zu können, wurden in beiden Aufnahmen jeweils zwei in ihrer Position übereinstimmende Pixelspalten ausgewählt: Einmal zum Vergleich des Freifelds, hervorgehoben durch die vertikale, violette bzw. gelbe Linie in den ROIs von

Schuss 41 bzw. 44, vgl. Abbildung 10.1 a) und einmal über ein Loch des Löcher-Phantoms in Schuss 41 und die korrespondierende Position in der Referenzaufnahme von Schuss 44, gekennzeichnet durch die vertikale, blaue bzw. orange Linie. Die entsprechenden Intensitätsverläufe sind jeweils in Abbildung 10.1 b) aufgetragen. Die hohe Übereinstimmung der Intensitätsverläufe der lila und gelb markierten Pixel-Spalten im Freifeld der ROIs beider Schüsse sowie der orangen und blauen Kurven in dem Bereich, in dem innerhalb des Lochs Freifeld ist, demonstriert deutlich die erfolgreiche Anwendung sowie Funktionalität der in drei Schritten ablaufenden Präparation der Rohaufnahmen. Anhand des Kontrasts der Muster lässt sich auf Freifeld-Visibilitäten von über 20 % in den jeweiligen Bereichen schließen. Der blaue Linienplot visualisiert den Einfluss der Polyacryl-Platte des Löcher-Phantoms auf das Moiré-Muster und verdeutlicht die Reduktion der mittleren Intensität von etwa 0.8 PSL auf etwa 0.5 PSL sowie der Visibilität des Musters um mehr als die Hälfte.

In Abbildung 10.1 c) sind das aus der Objekt- und Referenzaufnahme via Fourier-Imaging mit inklusivem Schnitt rekonstruierte Transmissionsbild, differentielle Phasenbild sowie Dunkelfeldbild mit ihren räumlichen Abmessungen in der Objektebene dargestellt. Im außerhalb der Löcher homogenen Transmissionsbild der mit einer Schichtdicke von etwa 2 mm (Dietrich, 2019) in Strahlrichtung ausgedehnten Polyacryl-Platte des Löcher-Phantoms bestätigt sich das schon aus den Linienplots ableitbare Absorptionsverhalten. Der abgebildete Ausschnitt des Rahmens des Phasen-Siemenssterns weist eine damit vergleichbare Transmission auf und bestätigt den unmittelbaren Abfall der Transmission, den die quaderförmigen Rahmen-Balken vorgeben. Im Gegensatz zu diesen scharfkantigen Quadern des Rahmens steigt die Ausdehnung des Tetraeders in Strahlrichtung gemäß seiner Form ab dessen Rand stetig monoton auf eine Höhe etwa 1 mm (Dietrich, 2019) an und fällt nach dem Maximum mit der gleichen Steigung wieder ab. Dies lässt sich auch anhand der von links nach rechts zunächst ab- und anschließend wieder zunehmenden Transmission wahrnehmen. Diese beiden Flanken betragsgleicher positiver und negativer Steigung sollten für das differentielle Phasenbild in den entsprechenden Bereichen zur Steigung der Seitenflächen proportionale, konstante und im Betrag gleiche negative und positive Werte ergeben. Unter Berücksichtigung des Rauschen lassen sich diese Bereiche im neben dem Transmissionsbild befindlichen Phasenbild des Tetraeders durch den Sprung von negativen hin zu positiven $\Delta\varphi$-Werten entlang der Kante des Tetraeders ausmachen, wo die beiden Seitenflächen aufeinandertreffen. Der sich hier mit zu- bzw. abnehmender Materialstärke abzeichnende negative bzw. positive differentielle Phasenschub tritt erwartungsgemäß auch für die rechten bzw. linken Ränder der Löcher des Löcher-Targets und des vertikalen Rahmen-Balkens auf, da diese parallel zu den in etwa vertikal orientierten Gitterstäben ausgerichtet sind. Innerhalb der Löcher und des Balkens stellt sich das erwartete – bis auf Rauschen – konstante differentielle Phasensignal ein, so auch im inneren Bereich des horizontalen Rahmen-Balkens, der sich lediglich durch Phasewrapping-Artefakte an dessen oberer und unterer Kante abzeichnet. Diese führen auch zu Artefakten an den entsprechenden Stellen im rechts daneben abgebildeten Dunkelfeldbild. In diesem lässt sich des Weiteren an den eben für das differentielle Phasenbild thematisierten Übergangsbereichen zwischen Freifeld und Medium ein mit dem differentiellen Phasenschub-Signal korrespondierendes Kanten-Dunkelfeld ausmachen. Das im Bereich der Polyacryl-Platte des Löcher-Phantoms und den beiden Rahmen-Balken erkennbar reduziertes Dunkelfeldsignal kann auf

deren Aufhärtung des Spektrums zurückgeführt werden. Demgegenüber ist der Tetraeder des Phasen-Siemensstern nicht mehr im Dunkelfeldbild erkennbar, was den Schluss zulässt, dass aufgrund seiner geringeren Ausdehnung in Strahlrichtung und dementsprechend geringeren Absorption das Spektrum nicht ausreichend für ein wahrnehmbares Absorptionsdunkelfeldsignal aufgehärtet wird. Da die Dunkelfeldsignale – wie aufgrund der Konzeption der Testphantome zu erwarten gewesen war – sich lediglich aus der Absorption und den Einfluss der Kanten auf die Phasenfront ergeben, enthält das Dunkelfeldbild, verglichen mit dem Transmissionsbild und dem differentiellen Phasenbild, keinen diagnostischen Mehrwert und wird im weiteren Verlauf dieses Abschnitts nicht weiter untersucht. Für das Transmissionsbild und das differentielle Phasenbild hingegen, welche ebenso wie das Dunkelfeldbild in Abbildung 10.1 c) mittels Fourier-Imaging mit inklusivem Schnitt rekonstruiert wurden, soll nun ein Vergleich mit entsprechender Rekonstruktion mit exklusivem Schnitt erfolgen, und zwar für unterschiedliche Schiebefenster-Größen des in Abschnitt 6.3.3 auf Seite 68 für die Bildrekonstruktionen der ersten Strahlzeit vorgestellten *movmean*-Algorithmus, der vor der Rekonstruktion auf die Rohaufnahmen angewendet wird.

10.1.2. Vergleich der Rekonstruktionen beider Schnitte bei Variation der Glättung der Rohaufnahmen

Eine Gegenüberstellung der mit inklusivem bzw. exklusivem Schnitt im Frequenzraum rekonstruierten Transmissions- und differentiellen Phasenbilder ist in Abbildung 10.2 gegeben. In Abbildung 10.2 a) bzw. 10.2 c) befinden sich die mit inklusivem Schnitt rekonstruierten Transmissions- bzw. differentiellen Phasenbilder jeweils exakt über ihren mit exklusivem Schnitt rekonstruierten Entsprechungen mit gleicher Schiebefenster-Größe in Abbildung 10.2 b) bzw. 10.2 d). Die erste Ziffer der oben angegebenen Schiebefenster-Größe bezeichnet dabei die Fenstergröße in Pixeln entlang der Zeilen, d.h. in x-Richtung, die zweite die Fenstergröße in Pixeln entlang der Spalten, d.h. in y-Richtung. Da die Streifen des Moiré-Musters nur leicht gegenüber der x-Achse geneigt waren, also in guter Näherung parallel zu dieser verliefen, vgl. Abbildung 10.1 a), war die Wahl der Schiebefenster-Größe in y-Richtung, also in etwa entlang des Moiré-Musters, durch dessen Periodenlänge von ca. sieben Pixeln limitiert. So wurde das Moiré-Muster bei einer Schiebefenster-Größe von sieben Pixeln ausgemittelt und verschwand nahezu komplett aus den Rohaufnahmen. Folglich wurde maximal über drei y-Pixel bei der Wahl der Schiebefenster-Größe gemittelt. Bei der Wahl der x-Pixel, zu denen das Muster in etwa parallel verläuft, konnte man großzügiger vorgehen. Da aber das Moiré-Muster nicht perfekt parallel zu den Pixel-Zeilen ausgerichtet war, wurde sich auch hier auf maximal sechs Pixel in x-Richtung beschränkt.

Um den Einfluss der Glättung der Rohaufnahmen durch die verschiedenen Schiebefenster-Größen des *movmean*-Algorithmus sowie der beiden unterschiedlichen Schnitte im Frequenzraum auf die Signalqualität des Transmissions- sowie des differentiellen Phasenbildes besser quantifizieren zu können, fand wieder das im Zuge der Auswertung zur ersten Strahlzeit in Gleichung 6.2 auf Seite 69 in Abschnitt 6.3.4 definierte Kontrast-zu-Rausch-Verhältnis (CNR) Verwendung. Die zugrundeliegenden ROIs sind jeweils mit einem roten Viereck im Objekt bzw. mit einem blauen Dreieck für den Freifeld-Ausschnitt markiert. Bei

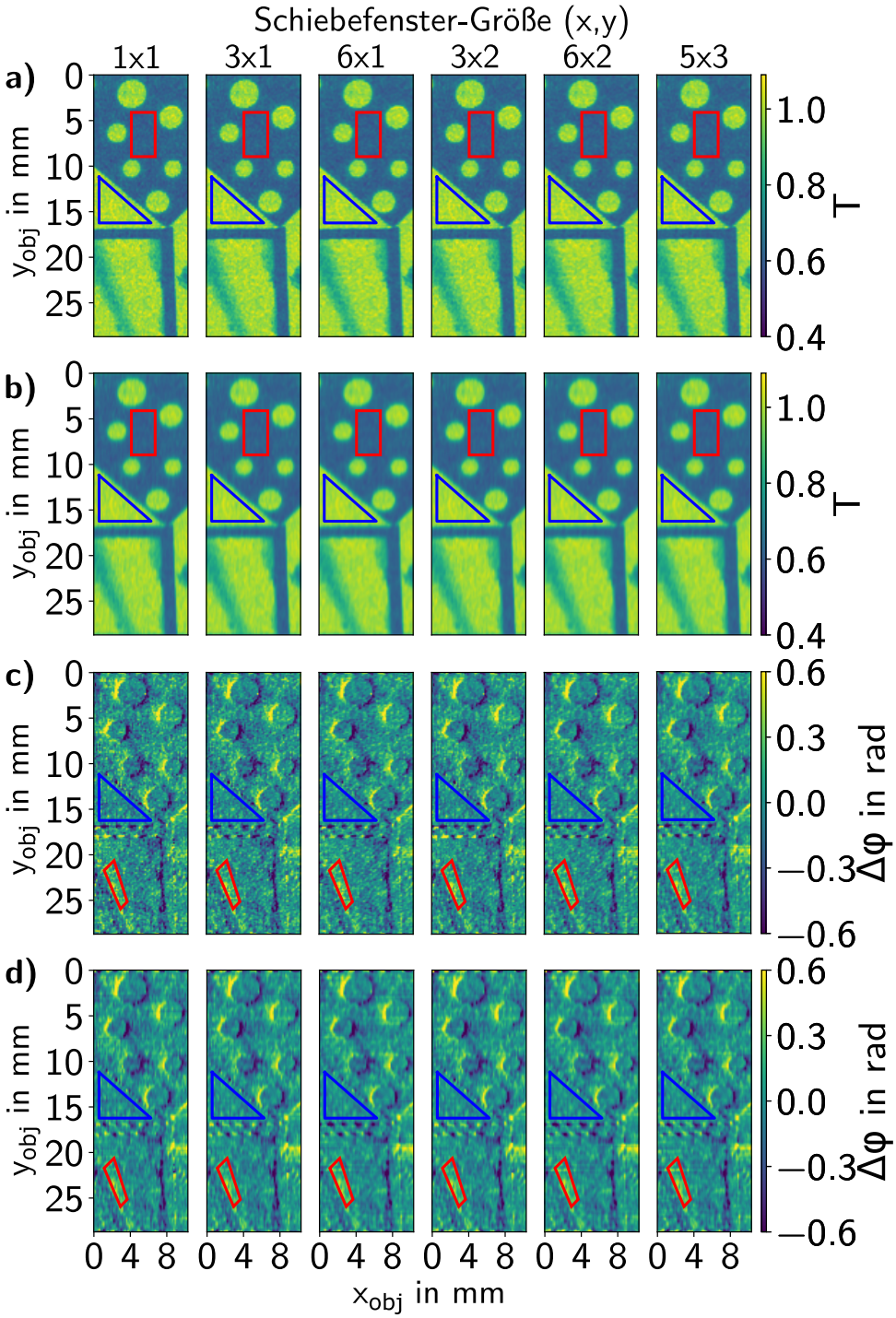


Abbildung 10.2.: Nach Glättung der in Abbildung 10.1 vorgestellten Rohaufnahmen durch verschiedene Schiebefenster-Größen[†] des *movmean*-Algorithmus via Fourier-Imaging mit inklusivem Schnitt rekonstruierte Transmissions- bzw. differentielle Phasenbilder (**a)** bzw. **c)**) sowie deren mit exklusivem Schnitt rekonstruierte Entsprechungen (**b)** bzw. **d)**).

[†]Für die in Abbildung 10.1 gezeigten Rohaufnahmen betrug sie 5×3.

der Wahl der Objekt-ROI im Transmissionsbild bot sich ein Bereich der Polyacryl-Platte des Löcher-Phantoms an, da von dieser ein konstantes Absorptionssginal zu erwarten ist. Aus dem gleichen Grund der Erwartung eines konstanten Signals fiel die Wahl der Objekt-ROI für das differentielle Phasenbild auf eine der beiden Flanken des Tetraeders, da diese als dessen Seitenflächen eine konstante Steigung aufweisen und damit einen konstanten differentiellen Phasenschub aufprägen. Es wurde die etwas mittiger gelegene, rechte Flanke gewählt, welche einen positiven differentiellen Phasenschub aufweist. Um möglichst viele Pixel entlang der Flanke zu gewinnen, wurde eine die zunehmende Ausdehnung der Flanke reproduzierende, in etwa trapezförmige ROI gewählt. Diese Maximierung war auch bei der Wahl der Freifeld-ROI zwischen den Objekten das Ziel, weshalb hier eine Dreiecksform gewählt wurde.

Vergleicht man zunächst die Transmissionsbilder für die verschiedenen Schnitte untereinander, so fällt auf, dass die mit exklusivem Schnitt rekonstruierten Bilder etwas unschärfer sowie geglätteter wirken als die mit inklusivem Schnitt. Dies erklärt sich durch den Ausschluss der hohen Frequenzen und den damit erhaltenen Glättungseffekt. Jedoch gehen durch die mit dem exklusiven Schnitt einhergehende Glättung keine wesentlichen Informationen über das Objekt verloren. Durch das reduzierte Rauschen ist mit einem höheren CNR beim exklusiven Schnitt zu rechnen, ganz in Analogie zu den mit exklusivem Schnitt erzielten höheren SNR-Werten der Freifeld-Visibilitäten. Dies bestätigt ein Blick auf die in Abbildung 10.3 a) dargestellten CNR-Werte des Transmissionsbildes. So liegen die CNR-Werte des exklusiven Schnitts für alle Schiebefenster-Größen signifikant über denen des inklusiven Schnitts. Ebenso lässt sich anhand der CNR-Werte konstatieren, dass mithilfe der Glättung der Rohaufnahmen eine Verbesserung der Signalqualität zu erzielen ist. Diese fällt jedoch in den dazugehörigen Transmissionsbildern in Abbildung 10.2 kaum auf und führt daher bei den verwendeten Phantomen zu keinem diagnostischen Vorteil. Da beim exklusiven Schnitt per se schon eine Glättung nach der Rekonstruktion vorliegt, lässt sich durch die vorgegebenen Schiebefenster-Größen lediglich eine maximale Erhöhung des CNRs von ca. 50 % von etwa 11.5 auf ca. 17.3 feststellen. Wohingegen es sich beim inklusiven Schnitt durch die Glättung der Rohaufnahmen mit dem *movmean*-Algorithmus von 4.5 auf 9.5 etwas mehr als verdoppeln lässt.

Ein dazu analoges Verhalten lässt sich bei den CNR-Werten des differentiellen Phasenbildes für beide Schnitte ausmachen, vgl. Abbildung 10.3 b). Allerdings liegen diese um etwa eine Größenordnung unter den CNR-Werten des Transmissionsbildes, was sich auch angesichts des höheren Rauschens in den rekonstruierten differentiellen Phasenbildern, vgl. Abbildung 10.2 c) und Abbildung 10.2 d), nachvollziehen lässt. Auch hier erhält man durch eine vorherige Glättung der Objekt- und Referenzaufnahmen durch den *movmean*-Algorithmus – im Gegensatz zur ersten Strahlzeit – keine erkennbaren diagnostischen Mehrwerte. Dies lässt sich darauf zurückführen, dass mit den auf 11 keV designten Setups eine höhere Qualität des Moiré-Musters mit einem deutlich niedrigeren Rauschniveau erzielt wurde, somit also das Moiré-Muster ganz ohne Glättung zweifelsfrei aus dem Photonenrauschen hervortritt und identifiziert werden kann. Allerdings sind durch die vorhergehende Glättung der Objekt- und Referenzaufnahmen auch keine Nachteile zu erkennen, wie beispielsweise eine reduzierte Auflösung vorhandener Strukturen im Objekt. Dies ist der Tatsache geschuldet, dass das Moiré-Muster mit etwa 7 PPP derart fein eingestellt werden konnte, dass alle in

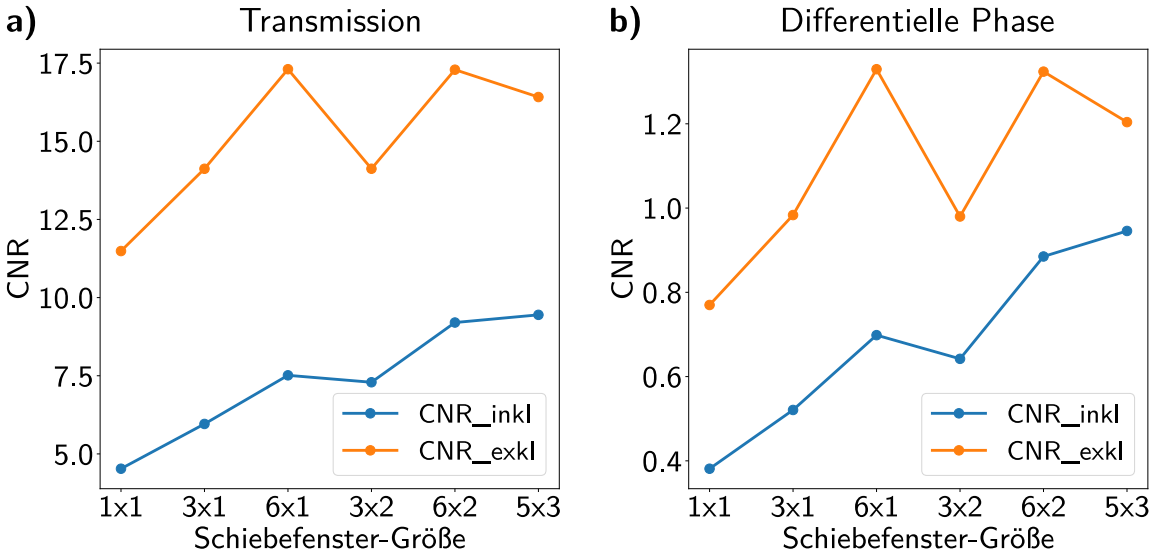


Abbildung 10.3.: CNR-Werte, bestimmt für folgende mit inklusivem bzw. exklusivem Schnitt erhaltenen Rekonstruktionen: **a)** Aus den in Abbildung 10.2 a) bzw. 10.2 b) markierten ROIs im Transmissionsbild und **b)** aus den in Abbildung 10.2 c) und 10.2 d) markierten ROIs im differentiellen Phasenbild, jeweils für unterschiedliche Schiebefenster-Größen der vorhergehenden Glättung der Rohaufnahmen durch den *movmean*-Algorithmus.

den Testphantomen vorhandenen Strukturen gut im Phasenbild aufgelöst werden konnten. So erstreckten sich auch die kleinsten der sechs abgebildeten Löcher des Löcher-Phantoms über mehrere Perioden des feinen Moiré-Musters.

Ein weiterer Vorteil der fein einstellbaren Moiré-Periode ist durch die bessere Trennung der ersten und nullten Ordnung im Fourierraum gegeben. Diese führt dazu, dass sich zwischen den Rekonstruktionen mit inklusivem bzw. exklusivem Schnitt kaum Unterschiede ausmachen lassen und die Rekonstruktionen mit exklusivem Schnitt lediglich etwas mehr geglättet wirken. Dies verhält sich für grober eingestellte Moiré-Muster signifikant anders und es kommt zu deutlicheren Unterschieden in den mit den unterschiedlichen Schnitten beim Fourier-Imaging erhaltenen Rekonstruktionen, wie beispielsweise detaillierte Untersuchungen in Schreiner (2020) dokumentieren und belegen. Ein weiterer Eindruck über die mit wachsender Moiré-Periode deutlicher werdenden Unterschiede zwischen den mit exklusivem bzw. inklusivem Schnitt erhaltenen Rekonstruktionen kann mit einem Blick auf Abbildung A.12 auf Seite 163 im Anhang gewonnen werden. In dieser ist für das auf etwa 45 PPP eingestellte Setup der ersten Strahlzeit eine exemplarische Rekonstruktion der üblichen Bildmodalitäten via Fourier-Imaging mit exklusivem Schnitt dargestellt, welche mit ihren mit inklusivem Schnitt rekonstruierten, ab Seite 70 in Abschnitt 6.3 zur ersten Strahlzeit gezeigten Pendants verglichen werden können.

Nachdem nun eine Untersuchung von statischen Objekten, welche unmittelbar vor dem Phasengitter positioniert und daher kaum in die Detektionsebene vergrößert wurden, erfolgt ist, soll im nun folgenden Abschnitt ein dynamischer Prozess bei hoher Vergrößerung anhand der mit dem Talbot-Interferometer gemachten Aufnahmen und daraus via Fourier-

Imaging rekonstruierten Bildinformationen analysiert werden.

10.2. Laser-induzierte Schocks bei hoher Vergrößerung

Abschließend sollen nun nach den statischen Testphantomen erstmals am PHELIX-Laser mit einem Aufbau zur gitterbasierten Phasenkontrast-Röntgenbildgebung aufgenommene, laser-induzierte Schocks analysiert werden.

10.2.1. Versuchsbeschreibung

Da unter anderem die Dynamik der laser-induzierten Schocks von wissenschaftlichem Interesse ist, wurde während der zweiten Strahlzeit eine Serie an Schüssen mit identischen, zu schockenden Targets bei unterschiedlichen Verzögerungszeiten zwischen Treiber- und Backlighter-Laser aufgenommen. Dabei wurden die Einstellungen des den Schock induzierenden Pumpstrahls des Treiber-Lasers, wie zum Beispiel seine Fokussierung sowie Pulsdauer, gleich gelassen und auf eine möglichst identische Positionierung der Targets geachtet.

Um die Schocks und im Idealfall auch deren Substruktur aufzulösen, wurden die zu schockenden Targets in einem Abstand von lediglich 20 mm zum Backlighter-Draht positioniert. Die Aufnahme erfolgte mit dem in Sichtlinie befindlichen motorisierten Interferometer-Aufbau, vgl. Abbildung 8.1 auf Seite 88. Im Fall der folgenden Analysen wurden mit dem A1-Setup – siehe Abschnitt 8.4.2 ab Seite 89 und Tabelle 8.2 auf Seite 90 für Details zu den Spezifikationen – gemachte Aufnahmen verwendet. Damit wird bei einem Abstand der Speicherfolien von 943 mm eine ca. 47-fache Objektvergrößerung des geschockten Targets in die Detektionsebene erzielt. Da die Speicherfolien mit einer Pixelgröße von 50 µm eingescannt wurden, führt dies zu einer effektiven Pixelgröße von etwa 1.1 µm in der Objektebene. Dabei gilt es allerdings, sich in Erinnerung zu rufen, dass deren Auflösung mit ca. 109 µm (Fiksel et al., 2012) in etwa der doppelten eingescannten Pixelgröße entspricht. Da die zu schockenden Targets jedoch sehr nahe an der Backlighter-Quelle positioniert wurden, hat deren Ausdehnung ebenfalls Anteil an der Auflösung des bildgebenden Systems in der Ebene des Objekts. Diese Ausdehnung der Backlighter-Quelle ist in lateraler Richtung mit dem Durchmesser der für die Aufnahme der Schocks verwendeten Backlighter-Drähte von 5 µm zu beziffern, welche in etwa parallel zu den Gitterstegen in y-Richtung ausgerichtet waren. Dies ist also als Limit für die Auflösung unmittelbar vor der Quelle befindlicher Objekte in x-Richtung zu sehen. In y-Richtung entlang des Drahtes fällt die Größe der Backlighter-Quelle und damit das Auflösungslimit für direkt davor befindliche Objekte etwas größer aus (Barbato, Atzeni et al., 2019).

Die zu schockenden Targets waren quaderförmige PMMA-Stäbe mit einer Länge von 15 mm, einer Breite von 2 mm und einer Höhe von 1 mm. Eine Fotografie des Targets nach dem Schock durch den PHELIX-Laser ist Abbildung 10.4 mit den entsprechenden Abmessungen zu sehen. Dabei wurde der Stab so im Experiment positioniert, dass dessen Höhe von 1 mm in Strahlrichtung für die Bildgebung des Schocks (z-Richtung) zeigt und der aus der x-Richtung kommende Pumpstrahl auf das obere Ende der zwischen z- und y-Achse zugewandten Fläche auftrifft. Diese Fläche des PMMA-Stabs mit einer Abmessung von

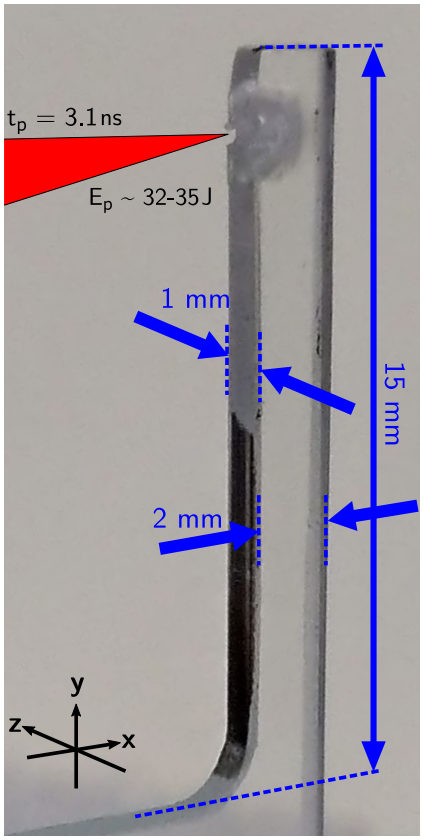


Abbildung 10.4.: Fotografie eines PMMA-Targets nach Wechselwirkung mit dem Pumpstrahl des PHELIX-Lasers. Neben den Abmessungen des quaderförmigen PMMA-Stabes ist der aus der x-Richtung auf die zuvor mit Aluminium beschichtete Seite des Targets auftreffende Pumpstrahl mit seiner eingestellten Pulsdauer t_p und den für die folgenden Analysen erreichten Energien E_p schematisch dargestellt. Die Strahlrichtung für die Bildgebung des Schocks ist durch die z-Achse gekennzeichnet.

1 mm $\times$ 15 mm wurde zusätzlich mit Aluminium beschichtet, um zu verhindern, dass der Pumpstrahl des PHELIX-Lasers (Wellenlänge $\lambda = 1054$ nm (Bagnoud et al., 2010)) tiefer in das für diesen transparente PMMA-Target eindringt. Diese Aluminium-Beschichtung ist unterhalb der Markierung für die Ausdehnung des PMMA-Stabs in z-Richtung in Abbildung 10.4 noch zu erkennen. Auf Höhe und oberhalb dieser Markierung ist die Aluminium-Beschichtung durch die Wechselwirkung mit dem Treiber-Laser weggeschmolzen worden. Wie sich anhand der Ausdehnung der kraterförmigen Beschädigung des PMMA-Stabs durch den Laser erkennen lässt, reicht die Dicke des Mediums in Ausbreitungsrichtung, also die Breite des PMMA-Stabs von 2 mm in x-Richtung, aus, um den durch den Treiber-Laser induzierten Schock komplett zu stoppen. In anderen Worten, hinter dem durch den Schock zerstörten Bereich in x-Richtung ist noch ein unbeschädigter Rest des PMMA-Quaders zu sehen. Die Pulsdauer t_p des Pumpstrahls wurde dabei für alle im Folgenden untersuchten Schocks auf 3.1 ns eingestellt und die dafür erreichten Energien E_p lagen in etwa zwischen 32 J und 35 J.

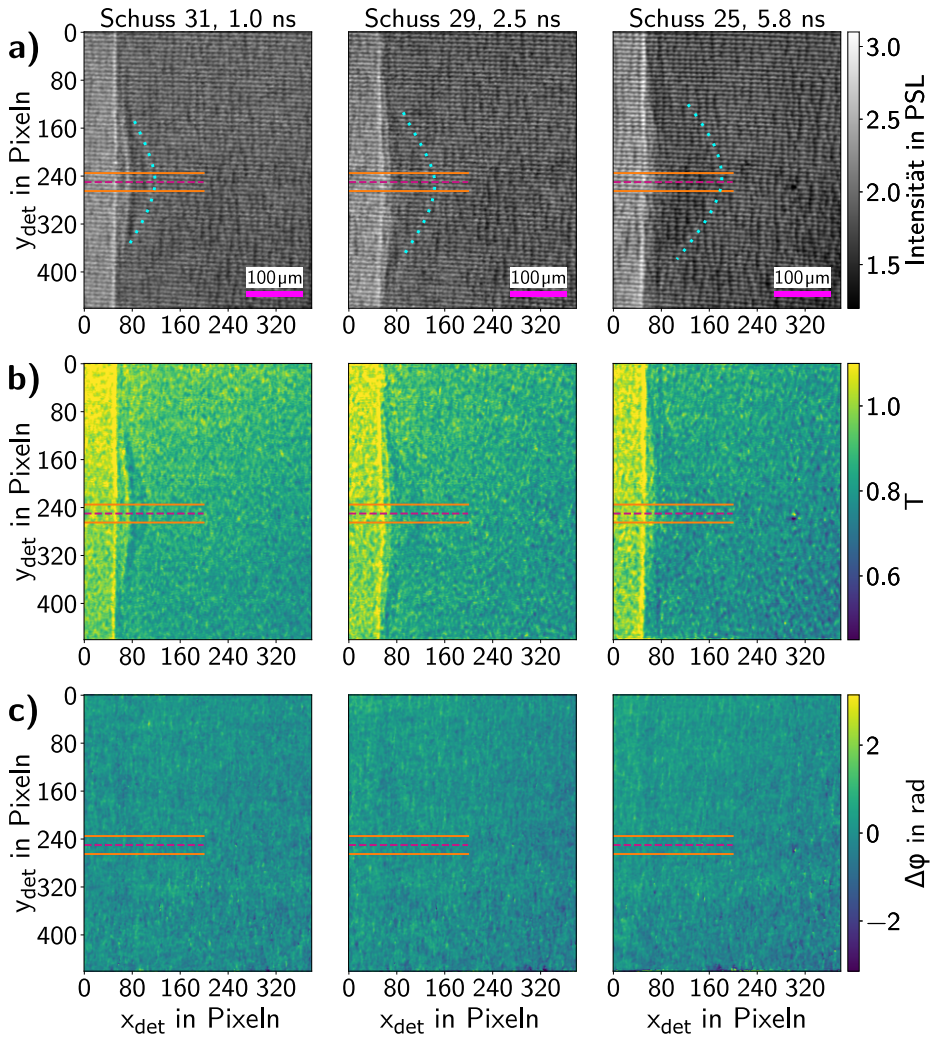


Abbildung 10.5.: a) Ausgewählte ROIs der Rohaufnahmen der laser-induzierten Schocks in PMMA-Targets bei unterschiedlichen Verzögerungszeiten. **b)** bzw. **c)** Aus den Rohaufnahmen und einer entsprechenden Referenz-ROI (Schuss 28) via Fourier-Imaging mit inklusivem Schnitt rekonstruierte Transmissions- bzw. differentielle Phasenbilder. Die Rohaufnahmen wurden durch den *movmean*-Algorithmus mit einer Schiebefenster-Größe von 2×3 geglättet. Die Skalierung der x- bzw. y-Achsen ist in Detektorpixeln gegeben. Der magentafarbene Balken kennzeichnet 100 µm in der Objektebene. Die türkis gepunkteten, gebogenen Linien sollen den Grenzbereich zwischen Schock und ungeschocktem PMMA hervorheben. Für eine Detailanalyse wird im Weiteren der Verlauf entlang der violett-roten Linie und des Mittelwerts entlang der Zeilen zwischen den durchgezogenen, orangen Linien untersucht.

10.2.2. Analyse der Aufnahmen und Rekonstruktionen

In die nun folgende Analyse werden drei mit dem Gitter-Setup A1 aufgenommene Schocks einbezogen. Die dabei zwischen Treiber- und Backlighter-Laser eingestellten Verzögerungs-

zeiten betrugen 1.0 ns (Schuss 31), 2.5 ns (Schuss 29) sowie 5.8 ns (Schuss 25). Aus den zugrundeliegenden Rohaufnahmen der Schüsse wurden für die anschließende Rekonstruktion jeweils gleich große ROIs um den Bereich der Schocks gewählt. Diese sind in Abbildung 10.5 a) dargestellt. Die Beschriftung der x- bzw. y-Achse der Aufnahmen kennzeichnet die Ausdehnung des Objektes in der Detektionsebene in Einheiten von Pixeln der eingescannten Speicherfolienaufnahmen, welche eine Größe von 50 µm × 50 µm hatten. Der magentafarbene Balken kennzeichnet eine Ausdehnung von 100 µm in der Objektebene. Damit entspricht er mit der erreichten Objektvergrößerung von fast 50 in guter Näherung etwa 100 Detektor-Pixeln à 50 µm. Der Übergang zwischen Freifeld und PMMA-Target ist jeweils als eine die gesamte ROI erfassende, vertikale Kante zu erkennen, in etwa entlang der 50. Pixelspalte. Die induzierten Schocks wurden durch die Wahl der ROI auf die mittleren Pixelzeilen zentriert. Die türkis gepunkteten, gebogenen Linien sollen den Grenzbereich zwischen Schock und ungeschocktem PMMA hervorheben. Links von diesen Linien lässt sich in den ROIs der Rohaufnahmen bereits die Kompression des PMMA durch den laserinduzierten Schock ausmachen. Die Kompression manifestiert sich anhand von niedrigeren Intensitätswerten verglichen mit dem ungeschockten Bereich rechts der türkis gepunkteten Linien, die den konvex gekrümmten Verlauf der Schockfront andeuten. Daran kann man schon in diesen Rohaufnahmen eine mit der Verzögerungszeit zunehmende Ausdehnung der Schockwelle feststellen, welche eine Analyse der Dynamik möglich macht.

Die Absorption von Strahlung durch die mit dem Laser induzierte Schock-Kompression schlägt sich erwartungsgemäß in einem gut erkennbaren Signal in den Transmissionsbildern nieder, welche unter den Intensitätsbildern in Abbildung 10.5 b) abgebildet sind. Diese sowie die unter diesen befindlichen differentiellen Phasenbilder wurden aus Fourier-Imaging mit inklusivem Schnitt rekonstruiert, unter Verwendung einer korrespondierenden Referenz-ROI, aufgenommen bei Schuss 28, sowie bei voriger Glättung der Rohaufnahmen durch den *movmean*-Algorithmus mit einer Schiebefenster-Größe von 2×3. Sowohl in den Rohaufnahmen als auch in den Transmissionsbildern ist eine durch propagationsbasierten Phasenkontrast erzeugte, deutliche Überhöhung der Intensität am Übergang zwischen Freifeld und PMMA-Stab auszumachen. Diese Überhöhung findet sich auch an der Schockfront, also dem Grenzbereich zwischen geschocktem und ungeschocktem Medium, in Schuss 31 wieder. Auch bei Schuss 29 lässt sie sich vor allem im Intensitätsbild erahnen.

Bemerkenswert ist zudem die bei der Verzögerungszeit von 1 ns in Schuss 31 wahrnehmbare Substruktur innerhalb des Schocks. Diese befindet sich zwischen der PMMA-Kante und der Schockfront und verläuft in etwa vertikal entlang der 80. Pixelspalte. Die Erhöhung der Intensität – fast auf Freifeld-Niveau – entlang ihres Verlaufs macht sie gut in den Rohaufnahmen und im Transmissionsbild sichtbar. Die These, dass diese eine weitere, durch propagationsbasierten Phasenkontrast ausgelöste Intensitätsüberhöhung der Kante zwischen Freifeld und PMMA-Stab darstellt, lässt sich aufgrund ihrer leichten Krümmung widerlegen. Bei einer entsprechenden weiteren propagationsbasierten Intensitätsüberhöhung der Kante hätte man eine ungekrümmte Signatur mit geringerer Intensität erwartet, welche dem vertikalen Verlauf der Kante besser entspricht. Daher ist diese leicht konvex gekrümmte Substruktur dem Schock zuzuschreiben. Derartige Substrukturen, die sich hinter der Schockfront innerhalb des Schocks im Medium eines geschockten Festkörpers befinden, lassen sich beispielsweise auch in Phasenkontrastbildern von geschockten Diamant- bzw.

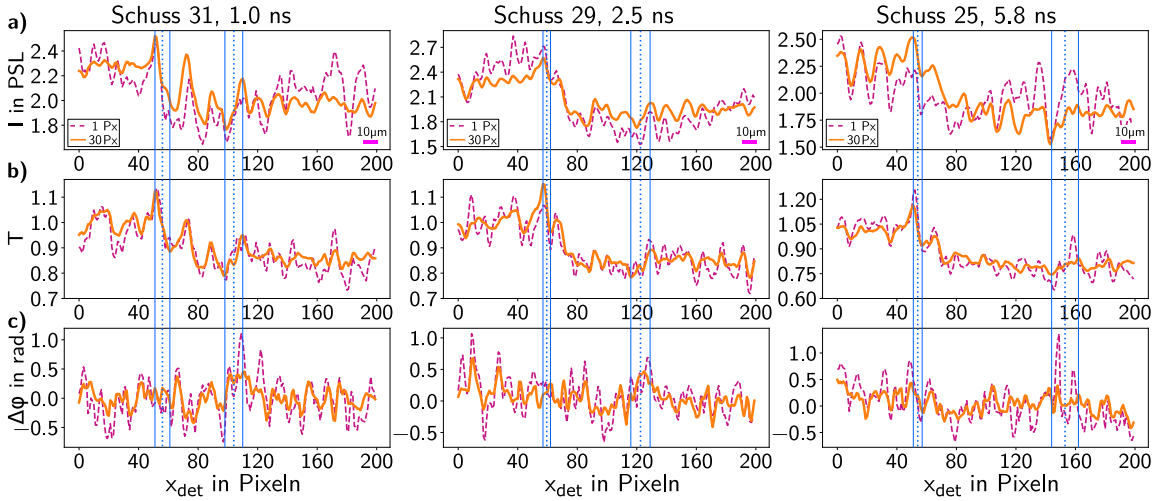


Abbildung 10.6.: a)–c) Signalverläufe entlang der in den entsprechenden Roh-, Transmissions- und differentiellen Phasenbildern in Abbildung 10.5 eingezeichneten, gestrichelten, violett-roten Pixelzeilen (1 Px) sowie die Signalverläufe, welche aus der Mittelung über 30 zwischen den durchgezogenen, orangen Linien in Abbildung 10.5 befindlichen Pixelzeilen erhalten wurden (30 Px). Die Kennzeichnung der x-Achse ist in Einheiten von Detektorpixeln gegeben. Der magentafarbene Balken markiert eine Ausdehnung von 10 µm in der Objektebene. Die vertikalen, blauen Linien dienen der Positionsbestimmung der PMMA-Kante (jeweils links) sowie der Schockfront (jeweils rechts).

Germaniumkristallen (Schropp et al., 2015; Seiboth et al., 2018), aufgenommen an der MEC-Endstation des LCLS[2]-Röntgenlasers, ausmachen. Auch am PHELIX-Laser wurden sie in propagationsbasierten Röntgen-Phasenkontrastmessungen von der Gruppe um Luca Antonelli in geschockten Plastik-Targets festgestellt und auf einen starken Dichtegradienten zurückgeführt, der womöglich durch die Verdünnungswelle[3] hinter der Schockfront generiert wird (Antonelli et al., 2019; Barbato, Atzeni et al., 2019; Barbato, Batani et al., 2019).

In den in Abbildung 10.5 c) dargestellten differentiellen Phasenbildern hingegen lässt sich beim ersten Blick kaum eine Signatur ausmachen. Sieht man genauer auf den Bereich, wo sich bei den Aufnahmen mit einer Verzögerungszeit von 1.0 ns und 2.5 ns die Schockfronten befinden, d.h. in etwa bei den Pixelspalten 100 und 120, so lässt sich dort ein Übergang von leicht negativen $\Delta\varphi$-Werten zu entsprechend positiven ausmachen.

Durch den zentralen Bereich der Schocks, d.h. wo diese ihre maximale Ausdehnung in x-Richtung aufweisen, ist eine gestrichelte, violett-rote Linie eingezeichnet. In jeweils gleichen Abständen von 15 Pixeln über und unter dieser befinden sich zwei durchgezogene, orange Linien. Diese Linien markieren den Bereich der nun folgenden, genaueren Analyse des Verlaufs der Schockfront in den drei dargestellten Bildmodalitäten zwischen den x-Pixeln 0 und 200. Dabei werden entlang der gestrichelten, violett-roten Linie die Werte

[2] *Linac Coherent Light Source* am *SLAC National Accelerator Laboratory*, CA, USA.
[3] Entsprechung des englischsprachigen Fachbegriffs *rarefaction wave*.

der einzelnen, mittleren Pixelzeile untersucht. Die zwischen den beiden orangen Linien befindlichen 30 Pixelzeilen werden gemittelt und ebenfalls in die Analyse mit einbezogen. In Abbildung 10.6 sind die so erhaltenen Linienverläufe im Intensitäts-, Transmissions- und differentiellen Phasenbild jeweils für die drei verschiedenen Zeitverzögerungen aufgetragen.

Da für die im folgenden Abschnitt stattfindende Analyse der Dynamik der Schocks deren zurückgelegte Distanz bei den verschiedenen Zeitverzögerungen essenziell ist, wurden die blauen, vertikalen Linien eingezeichnet. Deren Positionierung wurde anhand der Linienverläufe der rekonstruierten Transmissionsbilder in Abbildung 10.6 b) festgelegt, da dort die Schocks erkennbar sind und – im Gegensatz zu den Intensitätsbildern der Rohaufnahmen – ein überlagerndes Moiré-Muster nicht gegeben ist. Die drei jeweils auf der linken Seite befindlichen vertikalen, blauen Linien dienen der Positionsbestimmung der PMMA-Kante, sprich des Auftreffpunkts des Lasers auf das zu schockende PMMA-Target. Dabei wurde sich die im Transmissionsbild deutlich erkennbare, propagationsbasierte Intensitätsüberhöhung durch die Kante zwischen Freifeld und PMMA-Stab zu Nutze gemacht. Durch den starken Gradienten der Kante wird die Phasenfront der einfallenden Röntgenstrahlung derart geschoben, dass sich links von dieser zum Freifeld hin ein Intensitätsmaximum ergibt, das über den Intensitätswerten des Freifelds liegt. Dazu korrespondierend findet sich rechts der Kante ein Intensitätsmininum. Die durch Brechung der einfallenden Röntgenstrahlung im Objekt ausgelöste Verschiebung der Phasenfront und die durch die weitere Propagation bedingte Intensitätsüberhöhung und -erniedrigung, welche vor allem an steilen Gradienten, wie beispielweise Kanten zwischen Freifeld und Objekt, gut wahrnehmbar ist, kann beispielweise in Wilkins, Gureyev, Gao, Pogany und Stevenson (1996) im Detail nachvollzogen werden.

Die Maxima und Minima der Intensität wurden jeweils in den Linienverläufen der Transmissionsbilder um die Lage der Kante bei einem Pixel x-Wert von etwa 50 herum identifiziert und mit den durchgezogenen Linien markiert. Die Position der Kante befindet sich demnach zwischen diesen beiden Linien und wurde jeweils mit der gepunkteten, blauen Linie angedeutet. Die drei jeweils rechts befindlichen vertikalen, blauen Linien dienen der Positionsbestimmung der Schockfront. Die Schockfront weist eine in den Linienplots gut zu erkennende Intensitätssignatur auf, hervorgerufen durch ihren Gradienten. Im Gegensatz zur PMMA-Kante findet an der Schockfront kein Übergang zwischen weniger dichten (Freifeld) zu dichterem Medium (PMMA-Stab) statt, sondern umgekehrt zwischen dichtem Medium (schock-komprimiertes PMMA) zu weniger dichtem (ungeschocktes PMMA). Dementsprechend ist die Intensitätsüberhöhung zur rechten Seite der Schockfront und das entsprechende lokale Intensitätsminimum zur linken zu erwarten (Wilkins et al., 1996), was sich auch so in den Linienverläufen beobachten lässt. Die jeweiligen Minima und Maxima wurden analog mit den durchgezogenen, blauen Linien markiert, die Position der Schockfront mit der in deren Mitte befindlichen gepunkteten Linie. Anhand der Trennung dieser Intensitäts- bzw. Transmissionsmaxima und -minima lässt sich auch ein gutes Maß für die erreichte räumliche Auflösung in der Objektebene ableiten. Sie unterschreitet die von der Ausdehnung der Backlighter-Quelle vorgegebene, untere Auflösungsgrenze von 5 µm in x-Richtung für unmittelbar vor dieser positionierte Objekte erwartungsgemäß nicht. Aufgrund der hohen Objektvergrößerung ist sie jedoch klar feiner als 10 µm, vgl. entsprechenden magentafarbenen Balken in Abbildung 10.6 a).

Die in den Intensitäts- und Transmissionsbildern in Abbildung 10.5 bei Schuss 31 gut erkennbare Substruktur innerhalb des geschockten Bereichs zeichnet sich auch in den Linienverläufen deutlich ab. Ihre propagationsbasierte Phasenkontrast-Signatur weist eine Intensitätsüberhöhung auf, welche im Maximum in etwa den PSL-Werten des Freifelds entspricht. Rechts davon, etwa bei einem x-Wert von 90 Pixeln, ist im Linienverlauf ein weiteres Maximum innerhalb der Schocksignatur mit etwas geringerer Intensität zu erkennen. Sieht man genauer in den Intensitäts- und Transmissionsbildern in Abbildung 10.5 nach, so zeichnet sich dieses weitere, innere Maximum um den 90. x-Pixel zwischen dem ersten, inneren Maximum und der Schockfront ab. Von Barbato, Atzeni et al. (2019) gezeigte Simulationsstudien deuten darauf hin, dass auch mehrere Peaks innerhalb eines geschockten Festkörper-Mediums vorkommen und anhand ihres propagationsbasierten Phasenkontrast-Signals sichtbar werden. Betrachtet man die geschockten Bereiche bei den Schüssen 29 und 25, d.h. bei eingestellten Zeitverzögerungen von 2.5 ns bzw. 5.8 ns, so lässt sich bei diesen direkt nach der PMMA-Kante ein weniger deutlicher Intensitätspeak feststellen. Eine Unterscheidung dieser von weiteren propagationsbasierten Signalen der Kante bedarf tiefergehender Untersuchungen, da sich deren Krümmungsverhalten aus den Intensitäts- und Transmissionsbildern in Abbildung 10.5 nicht zweifelsfrei festlegen lässt. Bei Schuss 29 lässt sich des Weiteren bei einem x-Wert von etwas über 90 Pixeln ein weiteres lokales Maximum im Linienverlauf der Intensität bzw. Transmission ausmachen. Um dieses eindeutig dem Schock zuzuordnen, braucht es ebenfalls weitere Analysen, wie beispielsweise Vergleiche mit dediziert für dieses Experiment durchgeführten hydrodynamischen Simulationsstudien. Blickt man auf den Linienverlauf des differentiellen Phasenbildes, so lässt sich bei einer Verzögerungszeit von 1.0 ns und 2.5 ns der Phasensprung von negativen $\Delta\varphi$-Werten zu entsprechend positiven im Bereich links und rechts der Schockfront, welcher sich in den zugrundeliegenden Bildern in Abbildung 10.5 c) nur leicht abzeichnet, vor allem anhand der mittleren Pixelzeile deutlicher nachvollziehen.

Führt man die Fourier-Imaging Rekonstruktion der zu analysierenden Schockaufnahmen mit exklusivem Schnitt im Frequenz-Raum durch, so stellen sich nahezu identische Linienverläufe ein und entsprechend daraus ableitbare Positionen der PMMA-Kanten und Schockfronten, vgl. Abbildung B.10 im Anhang auf Seite 172.

10.2.3. Analyse der Schock-Dynamik

Anhand der Positionen der gepunkteten, blauen Linien in Abbildung 10.6 lässt sich nun für jeden Schuss die zurückgelegte Distanz des Schocks bei den unterschiedlichen Verzögerungszeiten berechnen. Dazu wurde die Differenz der x-Werte der gepunkteten, blauen Linien der Schockfront und der PMMA-Kante gebildet und die Distanz in Einheiten von Detektorpixeln erhalten. Der Fehler der Distanz wurde via Fehlerfortpflanzung aus den Unsicherheiten der Positionen der Kante bzw. der Schockfront, welche durch die durchgezogenen, blauen Linien gekennzeichnet sind, berechnet. Anschließend erfolgt noch eine Umrechnung der in Detektorpixel bestimmten Distanzen und Unsicherheiten in die entsprechenden metrischen Ausdehnungen in der Objektebene. In Abbildung 10.7 sind die so erhaltenen Distanzen d_s gegenüber den jeweiligen Verzögerungszeiten t_{vz} aufgetragen.

Die theoretischen Grundlagen für die an diese Datenpunkte angepassten Modelle der

Schock-Dynamik sollen im Folgenden motiviert werden. Dazu sei vorweg gesagt, dass bei vergleichbaren Experimenten mit Schockwellen in Festkörpern oftmals ein Vergleich mit den Erwartungen aus hydrodynamischen Simulationen erfolgt, siehe zum Beispiel Jakubowska (2018), Antonelli et al. (2019), Barbato, Atzeni et al. (2019). Diese hydrodynamischen Simulationen ermöglichen die Berechnung der hydrodynamischen Evolution von laser-induzierten Plasma-Zuständen, daraus hervorgehender Schockwellen und hieraus ableitbarer, relevanter Größen, wie beispielsweise deren Dichte, der Kompression durch die Schockwelle oder aber deren Geschwindigkeit. In seltenen Idealfällen beziehungsweise unter idealisierenden Annahmen existieren für die Dynamik eines Schocks analytische Lösungen. Einer dieser Fälle ist für Schocks bei Explosionen gegeben, die durch die Freisetzung von Energie in vernachlässigbaren Zeit- und Volumenskalen ausgelöst werden (Campanella et al., 2019). Die dabei generierten Schockwellen, auch *Stoßwellen* genannt (Hügel & Graf, 2009), werden in der englischsprachigen Fachliteratur als *blast waves* bezeichnet und sind nach Sedov (Sedov, 1946, 1959), Taylor (Taylor, 1950) sowie von Neumann (Bethe, Fuchs, Hirschfelder, Magee & von Neumann, 1958; von Neumann, 1963) benannt, welche sich unabhängig voneinander in den 1940er-Jahren erstmals mit deren theoretischer Erforschung und Beschreibung beschäftigten (Pederson, Brown & Morgan, 2016; Gintrand, Sanz, Bouquet & Paradela, 2020). Da Taylor und von Neumann ihre Studien zu Stoßwellen, welche im Zuge nuklearer Explosionen entstehen, während des Zweiten Weltkriegs durchführten, wurden ihre Ergebnisse zunächst geheim gehalten und erst Jahre später nach erfolgter Freigabe publiziert (Taylor, 1950; Bethe et al., 1958; Campanella et al., 2019). Aus der Pionierarbeit von Taylor, von Neumann und Sedov lässt sich für die nach ihnen benannte Stoßwelle – im Weiteren auch kurz als *TvNS-Blastwave* bezeichnet – folgender Zusammenhang für deren Expansion aufstellen:

$$R(t) = \beta \left(\frac{E t^2}{\rho_1} \right)^{1/5} \tag{10.1}$$

wobei $R(t)$ der Radius der Stoßwelle zum Zeitpunkt t, E die freigesetzte Energie zu deren Erzeugung, ρ_1 die Dichte des ungeschockten Mediums und β eine dimensionslose Konstante ist, die vom Wärmekapazitätsverhältnis des geschockten Mediums abhängt und sich aus der Bedingung der Energieerhaltung bestimmen lässt (Zel'dovich & Raizer, 2002). Hierbei wurde die in Dokuchaev, V. I. (2002) verwendete Notation angewandt. Demzufolge wird im Weiteren die bei den verschiedenen Verzögerungszeiten t_{vz} zurückgelegte Distanz der Schockwelle $d_s(t_{vz})$ mit $R(t)$ gleichgesetzt und synonym verwendet.

Die für das zu analysierende Schock-Experiment am PHELIX-Laser eingestellten Verzögerungszeiten, zu denen die laser-induzierten Schocks aufgenommen wurden, lagen mit 1 ns, 2.5 ns und 5.8 ns allesamt in der Größenordnung der Pulsdauer des Treiber-Lasers von 3.1 ns. Daher ist die Dauer der Energie-Freisetzung nicht gegenüber den Zeitskalen der Beobachtung vernachlässigbar und somit eine Abweichung zur TvNS-Blastwave gegeben. Dokuchaev, V. I. (2002) entwickelte eine Erweiterung von Gleichung 10.1 für Fälle, in denen die Freisetzung der Energie nicht instantan abläuft, sondern diese permanent zugeführt wird. Der dadurch generierte Schock wird auch als *Injektionsschock* bezeichnet (Dokuchaev, V. I., 2002). Damit die für die Lösung in Gleichung 10.1 charakteristische Selbstähnlichkeit (Sedov, 1959) erhalten bleibt, muss – Dokuchaev, V. I. (2002) zufolge –

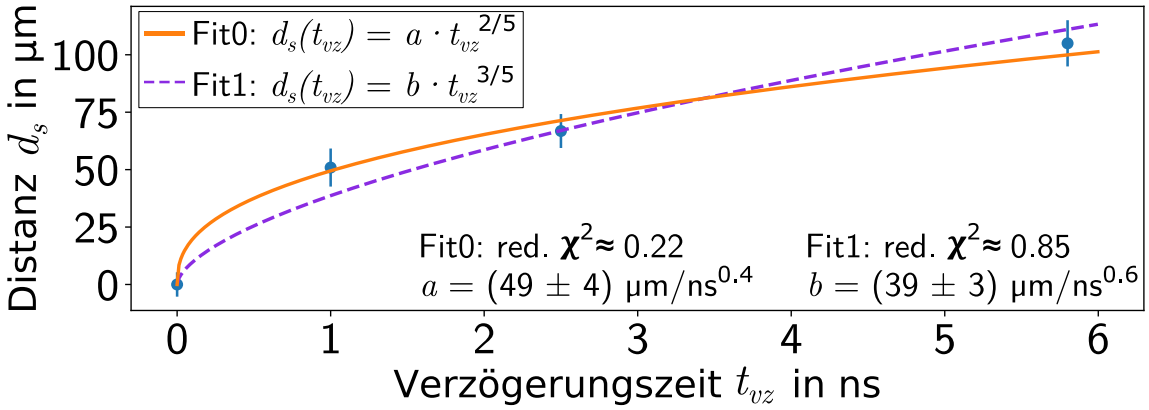


Abbildung 10.7.: Aus den Transmissionsbildern bestimmte, zurückgelegte Distanzen d_s der Schockwelle, aufgetragen gegenüber der zur jeweiligen Aufnahme eingestellten Verzögerungszeit t_{vz} zwischen Treiber- und Backlighter-Laser. An diese Distanzen wurden zwei aus Gleichung 10.3 hervorgehende Dynamik-Modelle angepasst: Für k = 0 (Fit0) die Expansion einer TvNS-Blastwave und für k = 1 (Fit1) die Expansion einer Stoßwelle, die von einer kontinuierlichen Energiezufuhr getrieben wird.

die kontinuierlich zugeführte Energie mit

$$E = At^{\mathrm{k}} \tag{10.2}$$

einem Potenzgesetz in der Zeit folgen (Dokuchaev, V. I., 2002). Hierbei unterscheidet die Konstante k verschiedene Fälle, von denen im Folgenden nur die beiden Fälle k = 0 und k = 1 betrachtet werden. Für k = 0 gibt es keine zeitabhängige Energiezufuhr und die Konstante A entspricht der zu einem Zeitpunkt zugeführten Energie E. Für k = 1 ist die Energiezufuhr linear mit der Zeit, d.h. die Konstante A entspricht der konstanten Leuchtkraft einer Energie-Quelle, die den Schock auslöst und permanent Energie zuführt (Dokuchaev, V. I., 2002). Damit lässt sich die Energie E in Gleichung 10.1 durch den Ausdruck in Gleichung 10.2 ersetzen und es ergibt sich die folgende Erweiterung für die Beschreibung der Expansion einer Stoßwelle:

$$R = R(t) = \beta \left(\frac{A}{\rho_1}\right)^{1/5} t^{(2+\mathrm{k})/5}\,. \tag{10.3}$$

Mit k = 0 erhält man also aus Gleichung 10.3 wieder die Beschreibung der Expansion der TvNS-Blastwave aus Gleichung 10.1, bei der die Zeitdauer der Energiezufuhr vernachlässigbar ist.

Im PHELIX-Experiment zur Analyse der Schock-Dynamik ist jedoch mit einer Pulsdauer des Treiber-Lasers von 3.1 ns weder eine vernachlässigbare Dauer der Energie-Freisetzung noch eine permanente Energiezufuhr über den Beobachtungszeitraum gegeben. Unter diesem Aspekt stellen die beiden Fälle k = 0 für einen instantanen Schock und k = 1 für einen Injektionsschock Grenzfälle dar, zwischen denen das eingestellte Experiment am PHELIX-

Laser rangiert. Für diese beiden Fälle wurde Gleichung 10.3 an die zu den drei verschiedenen Verzögerungszeiten gemessenen zurückgelegten Distanzen der Schocks angepasst, vgl. Abbildung 10.7. Dabei wurde die Anpassung für den Fall k = 0 (Fit0) mit der durchgezogenen, orangen Linie, die Anpassung für den Fall k = 1 (Fit1) mit der gestrichelt-violetten Linie eingezeichnet. Wie sich anhand des Verlaufs der beiden Anpassungen feststellen lässt, liegt Fit0 insgesamt näher an den Datenpunkten als Fit1. Dies wird besonders bei der Messung zur Verzögerungszeit $t_{vz} = 1.0$ ns deutlich. Bei t_{vz}= 5.8 ns weichen beide etwa gleichermaßen ab und für $t_{vz} = 2.5$ ns liegt Fit1 etwas näher am Datenpunkt. Die sehr konservative Abschätzung der Fehler der Positionen der PMMA-Kante und der Schockfront und die entsprechend großen Fehler der Distanz spiegeln sich für beide Anpassungen in reduzierten χ^2-Werten kleiner als eins wider, welche die Überschätzung der Fehler indizieren. Da Fit0 näher an den Messdaten liegt, ist durch die großzügigen Fehlerabschätzung das reduzierte χ^2 mit 0.22 kleiner als das von Fit1 mit 0.85. In Anbetracht dessen, dass sich die Fehler der bestimmten Distanzen durch tiefergehende Analysen der Intensitätssignaturen der PMMA-Kanten und der Schockfronten durchaus noch reduzieren ließen, gilt es hier, die unterschiedlichen reduzierten χ^2-Werte nicht überzuinterpretieren. Vielmehr bestätigen die Anpassungen der beiden Dynamik-Modelle der Schock-Expansionen die Erwartung, dass die Dynamik der hier untersuchten Schockexpansion zwischen diesen beiden Szenarien für k = 0 und k = 1 liegt. Dies bestätigt sich auch durch eine weitere Anpassung an die Datenpunkte, in der der Exponent des zeitabhängigen Potenzgesetzes freigelassen wird, vgl. Abbildung B.11 im Anhang auf Seite 172. Dabei ergibt sich mit dem aus der Anpassung erhaltenen Wert für den Exponenten q = 0.44 ± 0.11 ein zwischen den Exponenten beider Dynamik-Modelle – 0.4 für k = 0 und 0.6 für k = 1 – liegender Wert, der etwas näher an dem für k = 0 gegebenen Fall der TvNS-Blastwave liegt. Daraus lässt sich folgern, dass sich aus den Messergebnissen eher auf das Vorliegen einer TvNS-Blastwave schließen lässt als auf eine Schockwelle mit kontinuierlicher Energiezufuhr. Um dies genauer zu untersuchen, sind weitere Messungen vor allem bei niedrigen Verzögerungszeiten zwischen 0 ns und 2 ns nötig, wo der Einfluss der Energiezufuhr noch eine Rolle spielt und auch gemäß des Potenzgesetzes der Zeit größere Unterschiede zwischen beiden Schock-Dynamik-Modellen zu erwarten sind.

Die zeitabhängige Geschwindigkeit v_{bw} der Schocks ergibt sich mit

$$v_{bw} = \dot{R}(t) = \frac{d}{dt}R(t) = \frac{(2+\mathrm{k})}{5} \cdot \beta \cdot \left(\frac{A}{\rho_1}\right)^{1/5} \cdot t^{(-3+\mathrm{k})/5} \tag{10.4}$$

durch Ableitung der in Gleichung 10.3 vorgegebenen Expansion der Stoßwelle nach der Zeit. Durch Einsetzen der aus den durchgeführten Anpassungen Fit0 und Fit1 erhaltenen Parameter a bzw. b, vgl. Abbildung 10.7, lässt sich eine Abschätzung der zeitlichen Entwicklung der Schockgeschwindigkeit durchführen. Die so erhaltenen zeitabhängigen Geschwindigkeitsverläufe sind für diese beiden Fälle in Abbildung 10.8 dargestellt. Zudem wurde die konstante Geschwindigkeit von (11 ± 3) µm/ns über den ganzen Zeitverlauf eingezeichnet, welche sich aus einer linearen Anpassung an die für die drei Verzögerungszeiten von 1.0 ns, 2.5 ns und 5.8 ns bestimmten, zurückgelegten Distanzen der Schocks ergibt. Diese ermöglicht eine Abschätzung für die Durchschnittsgeschwindigkeit, die sich

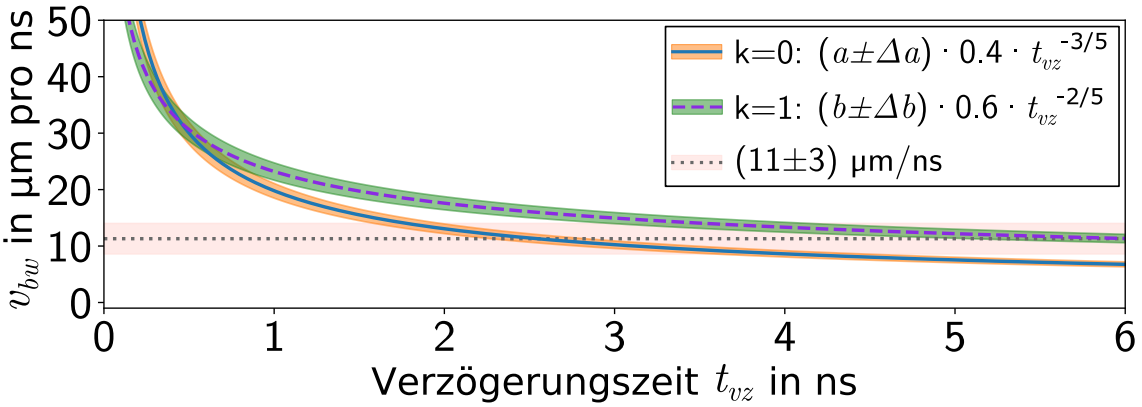


Abbildung 10.8.: Aus der zeitlichen Ableitung der gemäß Gleichung 10.3 angepassten Dynamik-Modelle für k = 0 und k = 1 erhaltene Geschwindigkeitsverläufe der Schockexpansion. Die eingezeichnete, konstante Geschwindigkeit von (11 ± 3) µm/ns ergibt sich aus der Anpassung einer Geraden an die drei Datenpunkte zwischen 1.0 ns und 5.8 ns in Abbildung 10.7 und dient zur Abschätzung einer Durchschnittsgeschwindigkeit in diesem Zeitrahmen.

zwischen den drei Verzögerungszeiten einstellt. Blickt man auf die für beide Modelle erhaltenen Geschwindigkeitsverläufe, so stellt sich dieser Wert auch für die beiden modellierten Fälle ein – für eine TvNS-Blastwave schon früher als bei einer Stoßwelle, der permanent Energie zugeführt wird. Für letztere stellen sich schon ab einer Zeit von unter 1 ns höhere Schockgeschwindigkeiten ein, bedingt durch die kontinuierliche Energiezufuhr. Im Limit des Beobachtungszeitraums von knapp unter 6 ns entsprechen diese eher 11 µm/ns. Für die Anpassung Fit2 mit dem Exponenten als weiteren Anpassungsparameter in Abbildung B.11 im Anhang auf Seite 172 wurde auch der Geschwindigkeitsverlauf bestimmt und ist in Abbildung B.12 im Anhang auf Seite 173 dargestellt. Dabei liegen die für die beiden Modelle erhaltenen Geschwindigkeitsverläufe innerhalb des hellgrauen Wertebereiches, den die Fehler Δg, Δq der beiden Anpassungsparameter g, q vorgeben. Der dunkelgraue, näher am Geschwindigkeitsverlauf liegende Wertebereich wurde für reduzierte Fehler Δg^*, Δq^* bestimmt, welche man für skalierte Fehler der Distanzen d_s erhält, die zu einem reduzierten χ^2 von 1 für Fit2 in Abbildung B.11 führen würden. Beim aus der Anpassung Fit2 erhaltenen Geschwindigkeitsverlauf kann man eine Übereinstimmung mit den Geschwindigkeiten für k = 0 im Rahmen des dunkelgrauen Fehlerbereichs ausmachen, wohingegen der Geschwindigkeitsverlauf für k = 1 sich schon zu höheren Verzögerungszeiten ausschließen lässt. Der immer noch sehr große dunkelgraue Fehlerbereich der Geschwindigkeit verdeutlicht die Wichtigkeit der Erfassung weiterer Datenpunkte für die Unterscheidung zwischen beiden Modellen und einer genaueren Festlegung des Verlaufs sowie der daraus resultierenden Schockgeschwindigkeiten. Der zwischen 0 ns und 6 ns erfasste Geschwindigkeitsbereich zwischen etwa 7 µm/ns und 50 µm/ns korrespondiert mit den Ergebnissen ähnlicher Experimente, in denen die Geschwindigkeiten eines laser-induzierten Schocks in ein Festkörper-Medium untersucht wurden, vgl. Schropp et al. (2015), Jakubowska et al. (2017), Santos et al. (2017), Seiboth et al. (2018), Jakubowska et al. (2021).

Insbesondere erfolgte auf Basis der in Jakubowska et al. (2017) vorgestellten Messungen und Simulationsstudien zur Schockpropagation in Aluminium-Targets durch Jakubowska (2018) ein Vergleich mit der aus der für eine TvNS-Blastwave (k = 0) zu erwartenden Dynamik. Hierbei wurde jedoch eine konstante Schockgeschwindigkeit über einen vergleichbaren Beobachtungszeitraum aus den Simulationsstudien bestimmt, welche innerhalb der ersten Nanosekunde mit der zu erwartenden Dynamik gemäß Gleichung 10.1 gut übereinstimmt und dann aufgrund ihres linearen Verlaufs zunehmend abweicht. Dieser lineare Verlauf wurde von Jakubowska (2018) auf den Einfluss des so genannten *hot-electron preheating*[4] zurückgeführt, welcher eine Expansion des Targets und eine Reduzierung der Dichte bewirkt (Jakubowska et al., 2017; Jakubowska, 2018). Dies führt wiederum zu einer Erhöhung der Schockgeschwindigkeit (Jakubowska et al., 2017) im gleichen Maße, wie für einen Schock in einem Medium konstanter Dichte eine Reduzierung mit abnehmendem Druck erwartet wird (Jakubowska et al., 2017; Jakubowska, 2018), und damit zu der beobachteten konstanten Schockgeschwindigkeit. Dieser Effekt scheint für die in diesem Experiment analysierten Schocks in PMMA eine untergeordnete Rolle zu spielen, da die Modellierung einer TvNS-Blastwave gut den gemessenen Verlauf wiedergibt und keine größeren Abweichungen festzustellen sind, wie die entsprechende Anpassung mit Fit0 (k = 0) in Abbildung 10.7 zeigt. Für eine genauere Beurteilung wären weitere Messungen, vor allem im stark nicht linearen Abschnitt für Verzögerungszeiten kleiner als 1.0 ns nötig.

10.2.4. Analyse der freigesetzten Energie

Über die aus den Anpassungen der beiden Dynamik-Modelle erhaltenen Schätzungen für den Vorfaktor

$$P = \beta \left(\frac{A}{\rho_1} \right)^{1/5} \tag{10.5}$$

lässt sich durch Umstellen und Einsetzen der Dichte $\rho_1 = 1.18\,\mathrm{g/cm^3}$ (Domininghaus, 2005) des ungeschockten Target-Mediums PMMA die Konstante

$$A = \frac{P^5 \cdot \rho_1}{\beta^5} \tag{10.6}$$

in Abhängigkeit von β bestimmen. Damit kann via Gleichung 10.2 eine Abschätzung der Energie, die den Schock auslöst beziehungsweise zugeführt wurde, durchgeführt werden. Im Fall der TvNS-Blastwave (k = 0) ergibt sich demnach die auslösende Energie direkt aus A, im Fall des Injektionsschocks (k = 1) kann die zugeführte Energie via $E = A \cdot t_p$ aus Multiplikation von A mit der Pulsdauer t_p des Treiber-Lasers bestimmt werden.

In Abbildung 10.9 sind die so erhaltenen Energiewerte für die beiden Fälle k = 0 und k = 1 in Abhängigkeit von der dimensionslosen Konstante β aufgetragen. Bei der Wahl des Bereichs der β-Werte wurde sich an Dokuchaev, V. I. (2002) orientiert, der für Schocks in

[4] Fachbegriff aus dem Englischen für das Vorheizen durch heiße Elektronen.

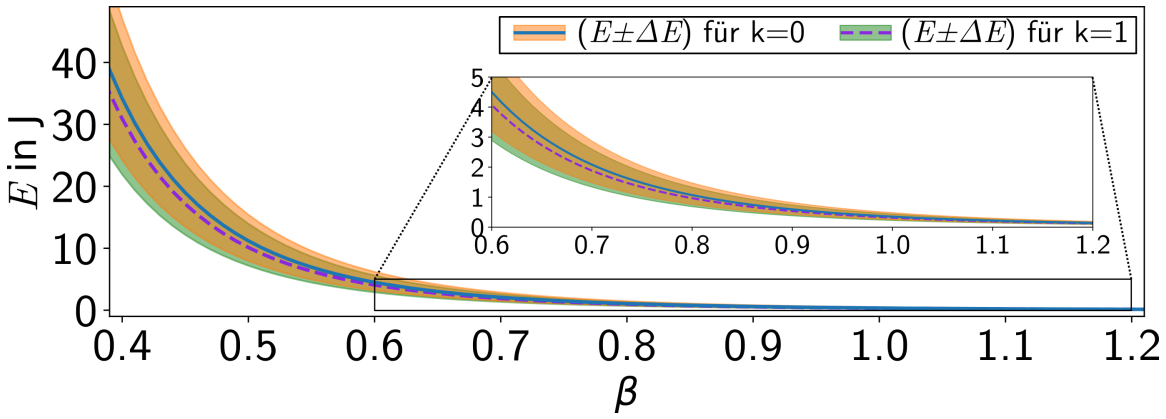


Abbildung 10.9.: Freigesetzte (k=0) bzw. zugeführte (k=1) Stoßwellenenergien E für verschiedene β-Werte, bestimmt über die Gleichungen 10.6 und 10.2 aus den Anpassungen an die Dynamik, vgl. Abbildung 10.7.

Gasen mit einem Verhältnis γ der spezifischen Wärmekapazitäten c_p und c_V,

$$\gamma = c_p/c_V = \text{const.}\,, \tag{10.7}$$

welches auch als *Isentropen-* bzw. *Adiabatenexponent* bezeichnet wird (Bender & Göhlich, 2020), β-Werte berechnet: Bei $\gamma = 5/3$ und $\mathrm{k} = 0$ gibt er einen maximalen Wert von $\beta = 1.152$ an (Dokuchaev, V. I., 2002). Für kleinere Isentropenexponenten sowie für $\mathrm{k} = 1$ ergeben sich niedrigere Werte (Dokuchaev, V. I., 2002), vgl. Tabelle 10.1. Die in der Darstellung gewählte, untere Grenze der β-Werte ergibt sich durch die Energien des Treiber-Lasers, welche für die drei Schüsse zwischen 32 J und 35 J lagen und für einen β-Wert von etwa 0.4 überschritten werden.

Das Wärmekapazitätsverhältnis für das in diesem Experiment verwendete Target-Medium PMMA lässt sich mit $\gamma_{\mathrm{PMMA}} = 1.07$ beziffern (Sharma, 1982). Für dieses gilt es nun, einen entsprechenden β-Wert zu bestimmen. Hierzu bietet sich eine von Zel'dovich und Raizer (2002) vorgestellte, analytische Näherung an, mit der sich ein β-Wert bei vorgegebenem Wärmekapazitätsverhältnis γ bestimmen lässt. In Zel'dovich und Raizer (2002) wird diese Näherung für den Fall der Dynamik einer TvNS-Blastwave, vgl. Gleichung 10.1, hergeleitet. Führt man diese Herleitung für den von Dokuchaev, V. I. (2002) eingeführten und in Gleichung 10.3 definierten allgemeineren Fall der Dynamik einer Schockwelle, deren zugrundeliegende Energiequelle gemäß Gleichung 10.2 einem Potenzgesetz der Zeit folgt, durch, so ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$\beta = \left[\frac{75}{4\pi\,(2+\mathrm{k})^2} \cdot \frac{(\gamma-1)\,(\gamma+1)^2}{2\left(\frac{4\mathrm{k}+3}{3\mathrm{k}+6}\right)(\gamma+1)+2\,(\gamma-1)} \right]^{1/5}, \tag{10.8}$$

der für $\mathrm{k} = 0$ mit der Näherung in Zel'dovich und Raizer (2002) übereinstimmt. Die dabei erhaltenen β-Werte sind ebenfalls in Tabelle 10.1 für beide Fälle $\mathrm{k} = 0$ und $\mathrm{k} = 1$ aufgeführt. Ein Vergleich mit den numerischen bestimmten β-Werten von Dokuchaev, V. I.

$\gamma =$	5/3	7/5	4/3	1.07
k = 0 :				
(I) aus Dokuchaev, V. I. (2002)	1.152	1.033	0.994	–
(II) Gleichung 10.8	1.121	1.014	0.980	0.727
(III) Anpassung v. Glg. 10.9 an **(I)**	1.152	1.033	0.994	0.711
k = 1 :				
(I) aus Dokuchaev, V. I. (2002)	0.929	0.826	0.793	–
(II) Gleichung 10.8	0.895	0.805	0.775	0.568
(III) Anpassung v. Glg. 10.9 an **(I)**	0.929	0.826	0.793	0.557

Tabelle 10.1.: Von Dokuchaev, V. I. (2002) numerisch bestimmte **(I)**, aus der analytischen Näherung in Gleichung 10.8 berechnete **(II)** und aus der Anpassung von Gleichung 10.9 an **(I)** erhaltene **(III)** β-Werte für verschiedene Wärmekapazitätsverhältnisse γ und die beiden betrachteten Fälle k = 0 und k = 1.

(2002) zeigt, dass diese analytische Näherung die numerischen Werte sehr gut approximiert und für k = 0 um maximal 2.7 % bzw. für k = 1 um maximal 3.7 % abweicht. Eine noch bessere Approximation kann durch Anpassung des aus der Näherung erwarteten Verlaufs an die numerisch berechneten Werte via

$$\beta = u \cdot \left[\frac{75}{4\pi \left(2+\mathsf{k}\right)^2} \cdot \frac{\left(\gamma-1\right)\left(\gamma+1\right)^2}{2\left(\frac{4\mathsf{k}+3}{3\mathsf{k}+6}\right)\left(\gamma+1\right)+2\left(\gamma-1\right)} \right]^{1/5} + o\,, \tag{10.9}$$

mit den freien Anpassungsparametern u und o erzielt werden, wie sich anhand von Abbildung B.13 auf Seite 174 im Anhang und der dafür erhaltenen β-Werte in Tabelle 10.1 feststellen lässt. Aus Gleichung 10.8 und aus der Anpassung von Gleichung 10.9 an die von Dokuchaev, V. I. (2002) numerisch berechneten Werte lassen sich nun für $\gamma_{\mathsf{PMMA}} = 1.07$ korrespondierende β-Werte bestimmen und sind ebenfalls in Tabelle 10.1 aufgeführt. Für diese jeweils zwei für k = 0 und k = 1 erhaltenen β-Werte kann man aus den in Abbildung 10.9 dargestellten Energieverläufen, die aus den Anpassungen an die Dynamik über Gleichung 10.6 und 10.2 bestimmt wurden, jeweils die zur Erzeugung des Schocks freigesetzte (k = 0) bzw. zugeführte (k = 1) Energie entnehmen, vgl. Tabelle 10.2 rechte Spalte.

Darüber hinaus lässt sich die Energie auch für jede Verzögerungszeit einzeln folgendermaßen bestimmen. Durch Umstellen von Gleichung 10.3 erhält man mit

$$A = \frac{R^5(t) \cdot \rho_1}{\beta^5 \cdot t^{2+\mathsf{k}}} \tag{10.10}$$

einen nur noch von bekannten und gemessenen Größen abhängigen Ausdruck für die Konstante A, welche gemäß Gleichung 10.2 im Fall k = 0 der instantan freigesetzten Energie

t_{vz}	1.0 ns	2.5 ns	5.8 ns	**Aus Anpassung**
$d_s(t_{vz})$ in µm	51 ± 9	67 ± 8	105 ± 11	vgl. Abbildung 10.9
k = 0 :				
E in J für $\beta = 0.727$	$2.0\pm^{0.4}_{0.3}$	$1.2\pm^{0.2}_{0.1}$	$2.2\pm^{0.2}_{0.2}$	$1.7\pm^{0.7}_{0.5} = (5.0\pm^{2.1}_{1.5})\,\% \cdot \overline{E_p}$
E in J für $\beta = 0.711$	$2.2\pm^{0.3}_{0.3}$	$1.4\pm^{0.2}_{0.2}$	$2.5\pm^{0.2}_{0.3}$	$1.9\pm^{0.8}_{0.6} = (5.6\pm^{2.4}_{1.6})\,\% \cdot \overline{E_p}$
k = 1 :				
E in J für $\beta = 0.568$	$21.1\pm^{23.8}_{12.5}$	$5.3\pm^{3.6}_{2.4}$	$4.0\pm^{2.4}_{1.6}$	$5.3\pm^{2.1}_{1.6} = (15.6\pm^{6.2}_{4.8})\,\% \cdot \overline{E_p}$
E in J für $\beta = 0.557$	$25.2\pm^{28.4}_{14.9}$	$6.3\pm^{4.4}_{2.9}$	$4.8\pm^{2.9}_{1.9}$	$6.4\pm^{2.4}_{1.9} = (17.4\pm^{6.8}_{5.4})\,\% \cdot \overline{E_p}$

Tabelle 10.2.: Freigesetzte (k = 0) bzw. zugeführte (k = 1) Stoßwellenenergien E, erhalten aus den bei den eingestellten Verzögerungszeiten t_{vz} zurückgelegten Distanzen $d_s(t_{vz})$ der einzelnen Schocks sowie aus den Anpassungen an die Dynamik (grau unterlegt) für die bei $\gamma_{\mathrm{PMMA}} = 1.07$ bestimmten und in Tabelle 10.1 aufgelisteten β-Werte. Bei den aus der Anpassung erhaltenen Energiewerten wurde zusätzlich das Verhältnis zur mittleren Energie $\overline{E_p}$ des Treiber-Lasers über die drei beobachteten Verzögerungszeiten gebildet.

entspricht und im Fall k = 1 durch Multiplikation mit der Pulsdauer des Treiber-Lasers in die in dieser Zeit zugeführte Energie umgerechnet werden kann. Die so erhaltenen Energiewerte sind ebenfalls in Tabelle 10.2 aufgelistet. Für den Fall k = 0 stimmen die für 1.0 ns und 5.8 ns aus den Messungen einzeln berechneten Werte sehr gut mit den aus der Anpassung berechneten überein. Die etwas höhere Abweichung bei 2.5 ns kann mit Blick auf Abbildung 10.7 nachvollzogen werden. Hier ist zu sehen, dass der gemessene Datenpunkt bei 2.5 ns unterhalb der Erwartung liegt, die man aus der Anpassung der Dynamik einer TvNS-Blastwave (k=0, Fit0) erhält. Dementsprechend führt dieser einzelne Messpunkt, der eine im Vergleich zur Erwartung geringere zurückgelegte Distanz der Schockwelle aufweist, auch zu einer niedrigeren, im Vergleich zur Erwartung aus dem Modell unterschätzten Energie. Umgekehrt verhält es sich im Fall k = 1 für die gemessene, zurückgelegte Distanz bei 1.0 ns. Diese liegt signifikant über der Erwartung, die die Anpassung des Modells vorgibt. Folglich wird anhand einer Energiebestimmung nur mit diesem einen Datenpunkt auf eine signifikant höhere zugeführte Energie zurückgeschlossen, welche – im Gegensatz zu den berechneten Energiewerten bei 2.5 ns und 5.8 ns – selbst im Rahmen der hohen Fehlerbereiche nicht mit der Erwartung aus der Anpassung übereinstimmt, vgl. Tabelle 10.2. Die hohen Fehlerbereiche dieses einzeln berechneten Energiewerts bei 1.0 ns ergeben sich aus den großzügig abgeschätzten Fehler der Distanz, welcher sich aufgrund der modellierten Dynamiken vor allem bei niedrigen Propagationszeiten der Schockwelle in hohen Fehlern der erwarteten Energie niederschlägt.

Vergleicht man die aus den Anpassungen der beiden Datenmodelle erhaltenen Erwartungen für die instantan freigesetzte (k = 0) beziehungsweise zugeführte Energie (k = 1) in Tabelle 10.2 mit der für die drei Schüsse gemittelten Energie des Treiber-Lasers $\overline{E_p}$ von ca. 34 J, lässt sich eine Konversionseffizienz berechnen. Diese ergibt sich aus dem Verhältnis zwischen eingestrahlter Laser-Energie und der Energie, die den Schock erzeugt beziehungs-

weise zugeführt wird, und wird daher auch als *Konversionsverhältnis* bezeichnet (Porneala & Willis, 2009). Demnach würden im Fall k = 0 etwa $(5.0\pm^{2.1}_{1.5})\,\%$ (für $\beta = 0.727$) bzw. $(5.6\pm^{2.4}_{1.6})\,\%$ (für $\beta = 0.711$) der eingestrahlten mittleren Energie $\overline{E_p}$ des Treiber-Lasers zur Erzeugung des Schocks beitragen. Im Fall k = 1 würden $(15.6\pm^{6.2}_{4.8})\,\%$ (für $\beta = 0.568$) bzw. $(17.4\pm^{6.8}_{5.4})\,\%$ (für $\beta = 0.557$) der eingestrahlten mittleren Energie $\overline{E_p}$ des Treiber-Lasers über seine Pulsdauer von 3.1 ns zugeführt werden. Eine derartige Bestimmung der Konversionseffizienz über die modellierte Dynamik einer TvNS-Blastwave findet sich in der Fachliteratur häufig für die Analyse von Schockwellen, die durch Laserablation ausgelöst wurden. Dabei wird die nach der Wechselwirkung des Lasers mit einem Festkörper freiwerdende, in das umgebende, meist gasförmige Freifeld-Medium propagierende Schockwelle oftmals mit optischen, bildgebenden Systemen beobachtet (Zyung, Kim, Postlewaite & Dlott, 1989; Jeong, Greif & Russo, 1998, 1999; Porneala & Willis, 2009). Die dabei gemessenen Konversionseffizienzen reichen, je nach Medium und Laser-Energie, von wenigen Prozent bis zu 80 % (Jeong et al., 1999; Porneala & Willis, 2009). Für durch einen Laser im 10^1 bis 10^2 µJ-Bereich aus dem verwendeten Medium PMMA durch Laserablation ausgelöste Schockwellen wurden beispielsweise eine Konversionseffizienz von $(24 \pm 5)\,\%$ bestimmt (Zyung et al., 1989). Simulationsstudien von Jakubowska (2018) lassen für ein mit dem durchgeführten Experiment vergleichbares Pump-Probe-Experiment mit einer 50 µm dicken Aluminium-Folie als zu schockendes Target eine Konversionseffizienz von etwa 30 % erwarten. Diese aus der Fachliteratur entnommenen Referenzwerte von Konversionseffizienzen zeigen, dass die in Tabelle 10.2 aufgeführten Werte für beide Szenarien (k=0 und k=1) nicht unplausibel sind. Zu vergleichbaren Pump-Probe-Experimenten für Schockwellen in PMMA beziehungsweise, weiter gefasst, in Polymeren konnten auch nach eingehender Literaturrecherche keine Veröffentlichungen gefunden und damit auch keine gegebenenfalls bestimmten Vergleichswerte für Konversionseffizienzen ermittelt werden. Abschließend ist festzuhalten, dass diese Analysen zur Bestimmung der freigesetzten beziehungsweise zugeführten Energie der Schocks auf der Annahme fußen, dass die TvNS-Blastwave-Theorie (Sedov, 1959) für Schocks in Gasen auch für Schocks in PMMA anwendbar ist. So führen Rae (1965) und Bach und Lee (1967) an, dass selbstähnliche, analytische Lösungen für Schocks in Festkörpern nur unter bestimmten Bedingungen, wie beispielsweise bei extrem hohen Drücken und Geschwindigkeiten, existieren. Dies betont die Wichtigkeit der Anwendung numerischer Lösungen, beispielsweise in Form von hydrodynamischen Simulationen für Schocks in Festkörpern, welche, wie die von Jakubowska (2018) durchgeführten, unter gewissen Voraussetzungen, die Anwendbarkeit der TvNS-Blastwave-Theorie als eine solide analytische Näherung für die Beschreibung der Schockwellen-Expansion in Festkörpern suggerieren und durch Messungen, wie die hier vorgestellten, validiert werden können.

10.2.5. Wissenschaftliche Einordnung

Die in diesem Abschnitt 10.2 durchgeführten Analysen zu laser-induzierten Schocks zeigen sehr deutlich, dass man mit den für Energien von 11 keV optimierten Gitter-Setups dazu in der Lage ist, Schocks in PMMA bei fast 50-facher Vergrößerung an einem Röntgen-Backlighter aufzunehmen. Dies bedeutet nach der erstmaligen Implementierung ei-

nes Aufbaus zur gitterbasierten Phasenkontrast-Röntgenbildgebung am PHELIX-Laser im Rahmen der ersten Strahlzeit nun dessen erstmalige Verwendung für ein Pump-Probe-Experiment ebenda. Vergleichbares, d.h. die Verwendung eines Aufbaus zur gitterbasierten Röntgen-Phasenkontrastbildgebung an einem laser-getriebenen Backlighter mit harter Röntgenstrahlung (Park et al., 2006; Park et al., 2008) für ein Pump-Probe-Experiment, wurde erst vor Kurzem von Valdivia et al. (2021) publiziert. Hier konnte mit einem auf 8 keV optimierten Talbot-Lau-Interferometer, d.h. unter Verwendung eines zusätzlichen Quellgitters zur Erhöhung der räumlichen Kohärenz, eine Ablationsfront nach Laser-Wechselwirkung mit einer CH-Folie (Kohlenwasserstoff-Folie) analysiert werden (Valdivia et al., 2021). Innerhalb der in Valdivia et al. (2021) abgebildeten, geschockten CH-Folie sind kein Kontrast des Moiré-Musters und keine Schocksignaturen auszumachen, was sich womöglich auf die niedrigen Design-Energien zurückführen lässt. Überdies konnten auch nach eingehender Literaturrecherche keine weiteren Veröffentlichungen zur Verwendung von gitterbasierten Phasenkontrast-Bildgebungssystemen in diesem Kontext ausfindig gemacht werden. Dementsprechend stellt das in dieser Arbeit mit einem Talbot-Interferometer, d.h. einem nur aus zwei Gittern bestehenden Interferometer-Aufbau ohne drittes Quellgitter, durchgeführte Pump-Probe-Experiment an einem laser-getriebenen Backlighter mit harter Röntgenstrahlung (Park et al., 2006; Park et al., 2008) – nach bestem Wissen und Gewissen sowie Stand der Kenntnis des Verfassers dieser Dissertation – nicht nur eine Premiere am PHELIX-Laser dar, sondern höchstwahrscheinlich weltweit.

Im hier vorgestellten Pump-Probe-Experiment konnten durch die hohe Vergrößerung und die dadurch bedingte hohe Ortsauflösung schon in den Rohaufnahmen und den daraus rekonstruierten Transmissionsbildern Substrukturen innerhalb des Schocks wahrgenommen werden. Ähnlich treten diese Substrukturen auch in vergleichbaren Pump-Probe-Experimenten bei Polymeren auf und lassen sich anhand von Simulationen auf ein Phasenkontrast-Signal eines starken Gradienten zurückführen, das so im reinen Absorptionsbild nicht zu beobachten ist (Antonelli et al., 2019; Barbato, Atzeni et al., 2019; Barbato, Batani et al., 2019). Aus Kohärenzgründen wurde im von Antonelli et al. (2019), Barbato, Atzeni et al. (2019), Barbato, Batani et al. (2019) durchgeführten Experiment mit etwa 25 cm ein mehr als zehnfacher[5] Target-Abstand zur Quelle gewählt, der zwar geringere Vergrößerungen bedingt, aber ausreichend Kohärenz für die erwarteten propagationsbasierten Phasenkontrast-Signaturen (Antonelli et al., 2019; Barbato, Atzeni et al., 2019). Umso bemerkenswerter ist es, dass in dem hier vorgestellten Experiment mit Gitter-Setup auch bei einem Abstand von nur 20 mm zwischen Backlighter-Quelle und zu schockendem PMMA-Target propagationsbasierte Phasenkontrast-Signaturen, erkennbar durch die Kanten-Überhöhungen, und damit auch die innere Schock-Struktur gemessen wurden.

Die aus dem Transmissionsbild nicht herauskorrigierten, propagationsbasierten Phasenkontrast-Signaturen bieten eine gute Möglichkeit zur Bestimmung der Lage der PMMA-Kante sowie der Schockfront, was in Bezug auf die eingestellten Verzögerungszeiten zwischen Backlighter- und Treiber-Laser eine Analyse der Schock-Dynamik ermöglicht. Infolgedessen wurden zwei Dynamik-Modelle betrachtet und an die gemessenen Schock-Distanzen angepasst: Zum einen der Fall einer TvNS-Blastwave mit Freisetzung der Energie in

[5] Verglichen mit dem in diesem Abschnitt 10.2 vorgestellten Experiment.

vernachlässigbaren Zeit- und Volumenskalen, vgl. beispielsweise Sedov (1959), Campanella et al. (2019); zum anderen der daraus von Dokuchaev, V. I. (2002) abgeleitete Fall kontinuierlich zugeführter Energie. Da mit einer Pulsdauer des Treiber-Lasers von 3.1 ns und einer maximalen Beobachtungs- bzw. Verzögerungszeit von 5.8 ns weder der eine, noch der andere Fall zutreffen, ist damit zu rechnen, dass die tatsächliche Dynamik zwischen diesen einzuordnen ist, was die Ergebnisse der Dynamik-Analysen auch so bestätigen. Die dabei bestimmten Schockgeschwindigkeiten liegen in derselben Größenordnung wie die ähnlicher Experimente, in denen die Geschwindigkeiten eines laser-induzierten Schocks innerhalb eines Festkörper-Mediums untersucht wurden, vgl. Schropp et al. (2015), Jakubowska et al. (2017), Santos et al. (2017), Seiboth et al. (2018), Jakubowska et al. (2021).

Zuletzt wurde aus der Dynamik auf die freigesetzte beziehungsweise zugeführte Energie geschlossen, die den Schock auslöst beziehungsweise weiter antreibt. Dabei wurden bei einer mittleren Energie des Treiber-Lasers von 34 J – je nach Dynamik-Modell – Konversionseffizienzen von etwa 4 % bis 24 % im vorgegebenen Bereich der Fehler ermittelt, was in einem durchaus üblichen Rahmen ähnlicher Experimente liegt. Bei Schocks innerhalb von PMMA, welche mit einem bildgebenden System bei einem Pump-Probe-Experiment an einem laser-getriebenen Röntgen-Backlighter (Park et al., 2006; Park et al., 2008) aufgenommen wurden, konnten – ebenfalls nach eingehender Literaturrecherche – keine Publikationen mit Konversionseffizienzen ausfindig gemacht werden. Demnach ist auch hier – nach bestem Wissen und Gewissen sowie Stand der Kenntnis des Verfassers dieser Dissertation – von einer erstmaligen experimentellen Untersuchung in diesem Kontext auszugehen. Da für die hierbei betrachteten analytischen Modellierungen vereinfachende Annahmen getroffen wurden, beispielsweise, dass eine vernachlässigbare Brennfleckgröße des Treiber-Lasers vorliegt und die Modellierungen sich auf die untersuchten Schocks im Festkörper-Medium PMMA übertragen lassen, ist es allerdings für weitere Analysen umso wichtiger, zusätzliche numerische Lösungen der Dynamik, zum Beispiel hydrodynamische Simulationen, mit einzubeziehen. Neben der Schock-Dynamik würden derartige Simulationen weitere Werte für Größen liefern, die für die Zustandsgleichung des geschockten Mediums relevant sind, wie beispielsweise dessen Kompression und Dichte.

Die Dichte und damit einhergehend die Schock-Kompression kann im Rahmen zukünftiger Analysen auch aus den hier vorgestellten Aufnahmen rekonstruiert werden. Diese bieten sogar einen dreifachen Zugang zu deren Bestimmung. Erstens kann die Dichte des geschockten Mediums aus dem Transmissionsbild bestimmt werden, wie beispielsweise in Marshall et al. (2009), Le Pape et al. (2010), Antonelli et al. (2017), Swift et al. (2021) gezeigt. Dafür ist es essenziell, die aus dem propagationsbasierten Phasenkontrast erhaltenen Signaturen im Transmissionsbild vom eigentlichen Transmissionssignal bei der Interpretation der Dichtewerte zu trennen beziehungsweise diese im Vorfeld herauszukorrigieren, beispielsweise durch Rückpropagation (Wolf, o.D.). Zweitens kann durch geeigneten Schnitt im Frequenzraum das Moiré-Muster aus den Rohaufnahmen eliminiert werden und das daraus hervorgehende Intensitätsbild mit propagationsbasierten Phasenkontrast-Signalen zur Rekonstruktion des Phasenbildes und damit verbunden der Dichteverteilung im geschockten Medium verwendet werden. Rekonstruktionen der Dichteverteilungen geschockter Medien aus propagationsbasierten Phasenkontrast-Signalen sind zum Beispiel in Antonelli et al. (2019), Barbato, Atzeni et al. (2019) demonstriert. Und drittens kann

auch das kaum wahrnehmbare Signal der Schocks im differentiellen Phasenbild aufintegriert und daraus ebenfalls die Dichte bestimmt werden. Dass dies durchaus eine Option und in Erwägung zu ziehen ist, zeigt das in Abbildung B.14 auf Seite 174 im Anhang exemplarisch für die Schockaufnahme bei einer Verzögerungszeit von 1.0 ns (Schuss 31) dargestellte Phasenbild, welches nach der von Wolf (o.D.) vorgestellten Integration des entsprechenden differentiellen Phasenbildes, vgl. Abbildung 10.5 c) links auf Seite 129, erhalten wurde. Der dabei gewählte Bereich der Linienverläufe und deren Darstellung entspricht der von Abbildung 10.6 auf Seite 131. Dementsprechend lässt sich in Abbildung B.14 dort, wo durch die vertikalen, blauen Linien die Position der Schockfront markiert ist, eine signifikante Änderung des Phasenbildes und damit der Elektronendichte ausmachen. Für tiefergehende, quantitative Analysen der durch Integration des differentiellen Phasenbildes erhaltenen Phasenbilder ist es allerdings ebenfalls wichtig, im Vorfeld die enthaltenen propagationsbasierten Phasenkontrast-Signaturen herauszukorrigieren. Darüber hinaus sind Überlegungen zur Offset-Korrektur im differentiellen Phasenbild anzustellen, welche einen Gradienten im aufintegrierten Phasenbild vermeiden. Über diese drei Zugänge zur Dichtebestimmung bieten die hier in Abschnitt 10.2 vorgestellten Messungen ein großes Potenzial, nicht nur für die quantitative Untersuchung dieser wichtigen Schockparameter, sondern auch für einen Vergleich der Dichtebestimmungsmethoden untereinander.

Zusammenfassung und Ausblick

Nach einer Einführung in die Grundlagen der gitterbasierten Phasenkontrast-Röntgenbildgebung, der verwendeten Einzelschuss-Rekonstruktion *Fourier-Imaging* sowie der laser-getriebenen Backlighter mit harter Röntgenstrahlung wurde der Stand der Forschung zur Phasenkontrast-Röntgenbildgebung an diesen Röntgenquellen dokumentiert. Dies stellt die Basis für die darauffolgenden beiden Teile II und III der Dissertation zu den beiden Strahlzeiten am PHELIX-Laser dar, welche den Kern der vorliegenden Arbeit bilden.

Das Ziel der parasitären, ersten Strahlzeit war der Machbarkeitsbeweis der gitterbasierten Phasenkontrast-Röntgenbildgebung am PHELIX-Laser. Dazu wurde im Zuge der Vorbereitung ein portables Talbot-Interferometer und eine Ausrichtungsmethode entwickelt (Schuster et al., 2019). Durch die Aufnahme von Moiré-Karten im Heimlabor und die Stabilität des portablen Talbot-Interferometers war es möglich, dieses nach erfolgtem Transport an den PHELIX-Laser innerhalb der ersten Schüsse auf eine gewünschte Erscheinung des Moiré-Musters zu justieren. Die Analyse der Freifeld-Aufnahmen ergab, dass mit dem Matching und anschließendem Aufaddieren der hintereinander gestapelten Speicherfolien eine Erhöhung der Signalqualität zu erzielen ist, die Aufnahmen allerdings immer noch vom Photonenrauschen dominiert sind. Dies bestätigt sich auch bei den durchgeführten Rekonstruktionen, bei denen in allen drei Bildmodalitäten der Transmission, des differentiellen Phasenbildes sowie des Dunkelfelds durch voriges Glätten der Rohaufnahmen ein Gewinn an Objektinformation und Bildqualität erzielt werden konnte.

Der erfolgreich erbrachte Machbarkeitsbeweis der gitterbasierten Phasenkontrast-Röntgenbildgebung am PHELIX-Laser im Frühjahr 2018 stellt – nach bestem Wissen und Kenntnisstand des Verfassers dieser Dissertation – die weltweit erstmalige Anwendung eines Talbot-Interferometers an von Hochintensitätslasern getriebenen Backlightern mit harter Röntgenstrahlung dar. Dies ergänzt und erweitert die Pionierarbeit der Forschungsgruppe um Dan Stutman und Maria Pia Valdivia, welche sie mit einem Talbot-Lau-Interferometer demonstriert haben, das heißt unter zusätzlicher Verwendung eines Quellgitters und der Ausnutzung des damit realisierten Lau-Effekts, welcher das Auftreten des Talbot-Effekts für ausgedehnte Quellen mit zunächst unzureichender räumlicher Kohärenz möglich macht (Pfeiffer et al., 2006). Talbot-Lau-Interferometer implementierten und testeten sie erstmals an den Hochintensitätslasern *MTW* (Valdivia, Stutman, Stoeckl, Theobald, Mileham et al., 2016), *LULI* (Valdivia, Veloso et al., 2018) sowie *OMEGA EP* (Valdivia et al., 2020), siehe auch Valdivia et al. (2021) für eine Übersicht.

In der ersten PHELIX-Strahlzeit wurde mit einem Talbot-Interferometer der Nachweis erbracht, dass bei ausreichend kleiner und somit kohärenter Dimensionierung der Backlighter-Quelle auf ein Quellgitter verzichtet werden kann. Der Verzicht auf ein Quellgitter verdoppelt[1] in etwa den Photonenfluss des Nutzsignals. Dies ist vor allem dann attraktiv

[1] Bei üblichen Quellgittern (Absorptionsgittern) mit 50 % Tastgrad wird aufgrund der Wafer sogar mehr als die Hälfte des Nutzsignals absorbiert.

und führt zu einer besseren Signalqualität, welche sich durch das Signal-zu-Rauschverhältnis der Visibilität beziffern lässt, wenn keine signifikante Erhöhung der Visibilität durch den Einsatz eines Quellgitters zu erwarten ist.

Die erfolgreiche Implementierung des Talbot-Interferometers am PHELIX-Laser in dieser ersten, parasitären Strahlzeit stellte die Grundlage für einen eigenen Antrag auf Strahlzeit dar, der vom Verfasser dieser Dissertation während seiner Promotionszeit federführend verfasst wurde. Dieser skizziert Optimierungsschritte zur Reduktion des noch dominierenden Photonenrauschens, wie beispielsweise die Verwendung transparenterer Gitter-Wafer und eine Optimierung des Gitter-Setups auf Energien um etwa 11 keV, was die für die Bildgebung dominierende Energie ist, wie Analysen der Arbeitsgruppe für Laborastrophysik und Phasenkontrast-Röntgenbildgebung des ECAP gezeigt haben (Seifert et al., 2020). Die vollumfängliche Bewilligung dieses Antrags zeugt davon, dass die hohe Attraktivität und das Potenzial sowie die geplanten Optimierungsschritte des beantragten Experiments zur gitterbasierten Phasenkontrast-Röntgenbildgebung am PHELIX-Laser vom Gutachtergremium anerkannt und entsprechend honoriert wurden.

Ziel der zweiten Strahlzeit war neben der Charakterisierung der optimierten Gitter-Setups und der damit verbundenen Dokumentation der erfolgreichen Umsetzung der anvisierten Optimierungsschritte auch die Durchführung erster Pump-Probe-Experimente mit hoher Target-Vergrößerung, die zu einer hohen räumlichen Auflösung führt, welche für die Beobachtungen von Schocksignaturen essenziell ist. Da diese zweite Strahlzeit nicht parasitär war und die gitterbasierte Phasenkontrast-Röntgenbildgebung das Hauptexperiment darstellte, stand die PHELIX-Target-Kammer zur Verfügung. In dieser fanden zwei Interferometer-Aufbauten Platz, die im Zuge der vom Verfasser dieser Dissertation mit-betreuten Masterarbeit von Stephan Schreiner (Schreiner, 2020) derart in ihrer Konzeption und Stabilität weiterentwickelt wurden, dass nunmehr während der Strahlzeit die Gitter gewechselt und mit Hilfe der Ausrichtungsmethode (Schuster et al., 2019) wieder auf ein gewünschtes Moiré-Muster eingestellt werden konnten. So konnten während der zweiten Strahlzeit ein auf 25 keV und vier auf 11 keV optimierte Gittsersätze charakterisiert werden.

Die Verwendung von Fourier-Imaging mit exklusivem Schnitt im Frequenzraum sowie die Einführung eines Qualitätsparameters, welcher sich aus dem mit der Feinheit des eingestellten Moiré-Musters normierten Signal-zu-Rauschverhältnis der Visibilität ergibt, ermöglichten den Vergleich dieser Setups untereinander und mit dem auf 40 keV optimierten Gitter-Setup der ersten Strahlzeit. So konnte mit den auf 11 keV optimierten Setups die Signalqualität, gemessen am eingeführten Qualitätsparameter, um bis zu 600 % verglichen mit dem Gitter-Setup der ersten Strahlzeit gesteigert werden. Dies lässt sich an den im Anschluss vorgestellten Rekonstruktionen statischer Testphantome erkennen, welche in der Ebene des Phasengitters positioniert wurden. Durch eine mit sieben Pixeln pro Periode mehr als sechsmal so feine Periode des Moiré-Musters konnten entsprechend feinere Objektstrukturen und Phasenschübe in den Testphantomen im differentiellen Phasenbild aufgelöst werden. Die mit der feineren Moiré-Periode einhergehende bessere Trennung der nullten und ersten Ordnung im Fourierraum führt dazu, dass sich die Rekonstruktionen mit exklusivem beziehungsweise inklusivem Schnitt kaum unterscheiden. Darüber hinaus lässt sich aufgrund des reduzierten Rauschniveaus in den Aufnahmen der auf 11 keV optimierten Setups kein Gewinn an Objektinformation durch vorhergehendes Glätten der Rohaufnah-

men konstatieren.

In den darauffolgenden Untersuchungen zu laser-induzierten Schocks wurde mit einem Abstand des zu schockenden Targets zur Backlighter Quelle von etwa 20 mm eine fast 50-fache Vergrößerung realisiert. Trotz des vergleichsweise geringen Abstands zur Quelle lag noch ausreichend räumliche Kohärenz vor, sodass propagationsbasierte Phasenkontrast-Signaturen auszumachen waren. Diese eigneten sich gut zur Positionsbestimmung der PMMA-Kante und der Schockfront und ließen Rückschlüsse auf zwischen diesen befindliche Substrukturen innerhalb des Schocks zu. Die Analyse der Linienverläufe infolge der Positionsbestimmung im Transmissionsbild zeigt, dass die räumliche Auflösung in x-Richtung unterhalb von 10 µm liegt und dabei sehr nahe an das durch den Durchmesser des Backlighter-Drahtes von 5 µm vorgegebene Limit für unmittelbar vor der Backlighter-Quelle positionierte Objekte herankommt. Durch die Positionsbestimmung konnten die zurückgelegten Distanzen von drei bei verschiedenen Verzögerungszeiten aufgenommenen, laser-induzierten Schocks bestimmt werden. Dies ermöglichte eine Analyse der Dynamik, welche durch die Anpassung zweier analytischer Modelle erfolgte: Einer Taylor-von Neumann-Sedov-Blastwave mit instantaner Freisetzung der Energie sowie dem daraus weiterentwickelten Fall einer Schockwelle mit permanenter Energiezufuhr. Mit einer Pulsdauer des Treiber-Lasers, die in etwa der Hälfte der Beobachtungszeit entsprach, stellen die beiden Modellierungen Grenzfälle dar. Anpassungen beider Modelle an die Daten ließen den Schluss zu, dass die vorliegende, gemessene Dynamik zwischen diesen Grenzfällen einzuordnen ist. Die aus den Anpassungen der beiden Modelle für den Zeitrahmen zwischen 0 ns und 6 ns abgeleiteten Schockgeschwindigkeiten zwischen etwa 7 µm/ns und 50 µm/ns liegen in der Größenordnung vergleichbarer Experimente. Aus den beiden analytischen Modellierungen lässt sich darüber hinaus die den Schock auslösende beziehungsweise zugeführte Energie bestimmen. Deren Verhältnis zur eingestrahlten Energie des Treiber-Lasers, auch Konversionseffizienz genannt, lag – je nach Modell – im Bereich von 4 % bis 24 %. Diese Werte liegen im üblichen Rahmen für Schockwellen, die durch Laserablation an Festkörpern erzeugt werden. Jedoch repräsentieren die durch Laserablation ausgelösten Schockwellen eine Klasse von Wellen, die in das Freifeld propagieren, im Gegensatz zu den in dieser Arbeit untersuchten Schockwellen im Target-Medium. Für Schocks im verwendeten PMMA-Medium wurde – auch nach eingehender Literaturrecherche – keine vergleichbare Untersuchung der Konversionseffizienz auf Grundlage der Anpassung analytischer Dynamik-Modelle gefunden. Dies betont, dass in derartigen Untersuchungen noch sehr viel Forschungspotenzial steckt, wie auch vergleichbare Analysen von hydrodynamischen Simulationsstudien für laser-induzierte Schocks in Aluminium-Folien zeigen (Jakubowska, 2018). Es zeigt aber auch die Wichtigkeit, zusätzlich zu analytischen Modellen numerische Modellierungen, wie hydrodynamische Simulationen, in Betracht zu ziehen, welche anhand der durchgeführten Messungen getestet und verifiziert werden können.

Hydrodynamische Simulationen bieten Zugang zur Abschätzung weiterer, für die Zustandsgleichung des geschockten Mediums relevanter Parameter, wie der Dichte und dem Druck. Die Bestimmung der Schockdichte und -kompression kann Gegenstand künftiger Untersuchungen sein und lässt sich aus den analysierten Schockmessungen auf drei Arten bestimmen: Aus dem um die propagationsbasierten Phasenkontrast-Signaturen korrigierten Transmissionsbild, aus den um die Moiré-Signaturen korrigierten propagationsbasier-

ten Phasenkontrast-Signaturen sowie aus dem aufintegrierten differentiellen Phasenbild. Das differentielle Phasenbild wies nur sehr geringe, dem Schock zuzuordnende Signaturen auf. Nach einem ersten, testweisen Aufintegrieren konnten aber Erhöhungen der Dichte im Bereich der Schockfront und damit das Potenzial der gitterbasierten Phasenkontrast-Aufnahmen zur Dichtebestimmung konstatiert werden. Derartige Untersuchungen der Dynamik und der Zustandsgleichungen von laser-induzierten Schocks und Plasmen stehen in direktem Bezug zur Laborastrophysik, im Rahmen derer beispielsweise die Hydrodynamik von Supernovae sowie ihrer Überreste anhand von Laborexperimenten untersucht werden, da eine Skalierbarkeit auf die tatsächlich stattfindenden Prozesse gegeben ist (Drake, 1999; Ryutov et al., 1999). Insbesondere die Reproduktion von Taylor-von Neumann-Sedov-Blastwaves eignet sich für derartige Untersuchungen, da diese die Dynamik tatsächlich stattfindender Supernova-Explosionen wiedergeben und anhand der Beobachtung der Überreste Rückschlüsse auf deren Alter, die freigesetzte Energie sowie die umgebende interstellare Dichte ermöglichen (Solinger, Rappaport & Buff, 1975).

Neben der Analyse der während der zweiten Strahlzeit mit dem Talbot-Interferometer aufgenommenen laser-induzierten Schocks hinsichtlich ihrer Dichte bietet sich eine weitere Optimierung der Gitter-Setups für zukünftige Strahlzeiten als Gegenstand weiterer Forschungsprojekte der Arbeitsgruppe für Laborastrophysik und Phasenkontrast-Röntgenbildgebung des ECAP an. Die Aufnahmen der zweiten Strahlzeit zeigen, dass schon eine sehr gute Ortsauflösung und Reduktion des Rauschniveaus verglichen mit der ersten Strahlzeit erzielt wurde. Dass sich das Rauschniveau durch Aufaddieren mehrerer Freifeldaufnahmen noch weiter reduzieren und sich die Qualität damit rekonstruierter Objektaufnahmen verbessern lässt, zeigen jüngst publizierte Studien der Arbeitsgruppe (Schreiner et al., 2021). Dementsprechend ist für künftige Strahlzeiten das Aufnehmen zusätzlicher Referenzaufnahmen beziehungsweise eine Variation der Objektposition innerhalb des Sichtfeldes in Erwägung zu ziehen, sodass zusätzliche Freifeld-Referenzen aus Objekt-Aufnahmen genutzt werden können.

Ferner ist es attraktiv, weitere auf Polyimid- bzw. Graphit-Wafern gefertigte Absorptionsgitter zu akquirieren, welche eine den bisherigen Gittern entsprechende Periode von 6 µm, aber einen kleineren Tastgrad als den der bisherigen von ca. 76 % bzw. 70 % aufweisen. Durch den kleineren Tastgrad bringen sie ebenfalls eine Erhöhung des Flusses und damit eine Reduktion des Rauschniveaus mit sich, was womöglich das Signal-zu-Rauschverhältnis der Visibilität und damit den Qualitätsfaktor positiver beeinflusst als eine etwaige Reduktion der Visibilität aufgrund des kleineren Tastgrads.

Darüber hinaus kann auch mit der Verwendung moderner Röntgenkameras eine feinere Auflösung als die der Speicherfolien erzielt werden. Zusätzlich wird damit das mit dem Einscannen der Speicherfolien verbundene, sehr aufwendige Matching vermieden, allerdings unter der Voraussetzung, dass die Röntgenkamera zuverlässig funktioniert und resistent gegen die elektromagnetischen Impulse im Zuge der Backlighter-Experimente in der PHELIX-Target-Kammer ist bzw. gemacht wird.

Weiteres Optimierungspotenzial besteht hinsichtlich der Erhöhung der Sensitivität des differentiellen Phasenbildes, in dem die hier vorgestellten Schocksignaturen nur ein sehr schwaches Signal aufwiesen. Eine wichtige Basis dafür ist der auf Grundlage der Untersuchungen von fast 50-fach vergrößerten Targets der zweiten Strahlzeit von Akstaller et al.

(2021) erbrachte Beleg, dass sich für die erwarteten dominierenden Energien von etwa 11 keV (Seifert et al., 2020) der gemessene differentielle Phasenschub quantitativ erfolgreich vorhersagen lässt. Liegen zu erwartende Schocksignaturen, beispielsweise aus hydrodynamischen Simulationen, vor, so kann anhand derer mit dem in Akstaller et al. (2021) motivierten Verfahren auf deren Signal im differentiellen Phasenbild geschlossen werden. Dies ermöglicht eine Optimierung hinsichtlich dessen Sensitivität, beispielsweise durch Variation der Talbot-Ordnungen oder Gitter-Perioden.

Die in der zweiten PHELIX-Strahlzeit im Februar 2020 realisierten und hier vorgestellten Aufnahmen laser-induzierter Schocks an einem von einem Hochintensitätslaser induzierten Backlighter mit harter Röntgenstrahlung sind – nach bestem Wissen und Kenntnisstand des Verfassers dieser Dissertation – weltweit die ersten mit einem Talbot-Interferometer. Mit einem Talbot-Lau-Interferometer hat die Forschungsgruppe um Maria Pia Valdivia vor Kurzem die erstmalige Aufnahme einer Ablationsfront einer laser-bestrahlten CH-Folie an der OMEGA EP Anlage publiziert (Valdivia et al., 2021). Dies zeigt, wie hochaktuell die Forschung an der gitterbasierten Einzelschuss-Röntgenbildgebung an laser-getriebenen Röntgen-Backlightern ist und lässt in nächster Zeit einige weitere erstmalige Untersuchungen und Aufnahmen verschiedenster Arten von laser-induzierten Plasmen und daraus hervorgehender Schocks erwarten.

Teil IV.

Anhang

A. Erste PHELIX-Strahlzeit

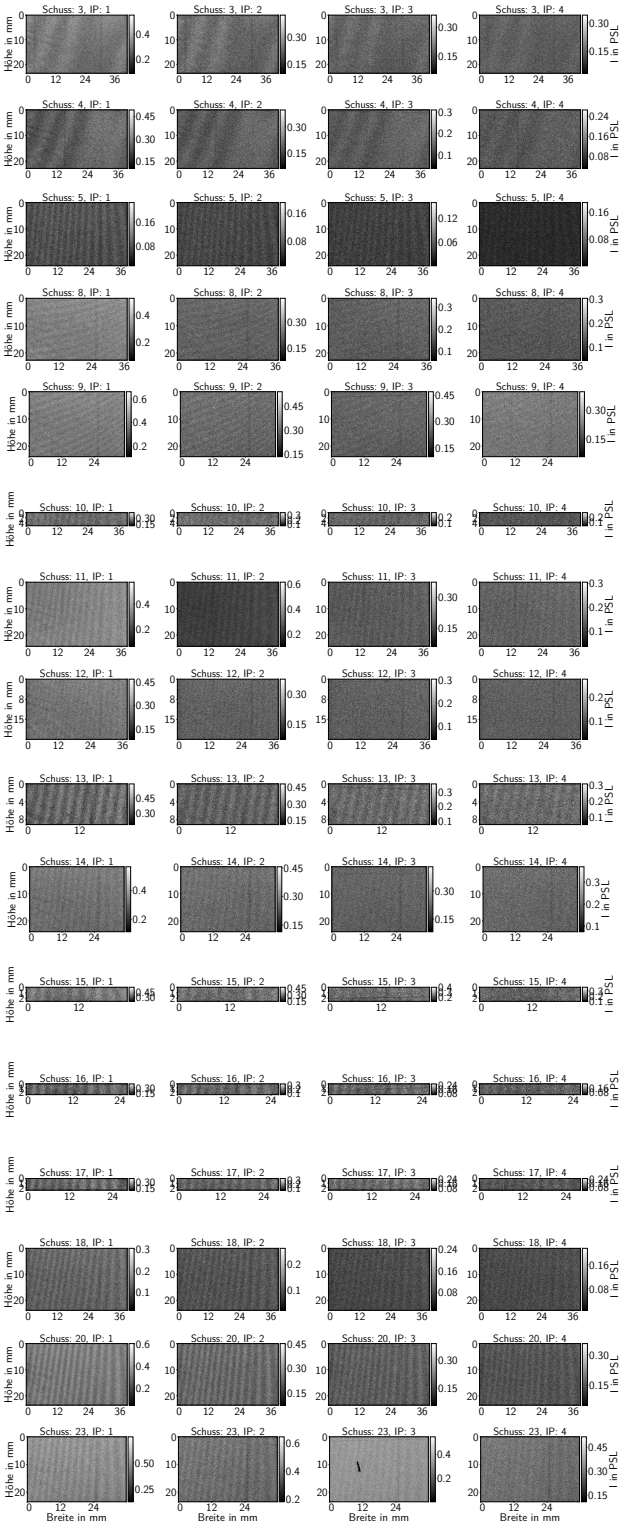


Abbildung A.1.: Jeweils einzelne Freifeld-Aufnahmen der vier hintereinander gestapelten Speicherfolien (IP1 bis IP4) für die 16 aufgenommenen Backlighter-Schüsse. Die Wahl der jeweiligen Freifeld-ROIs kann Abbildung 6.2 auf Seite 48 entnommen werden.

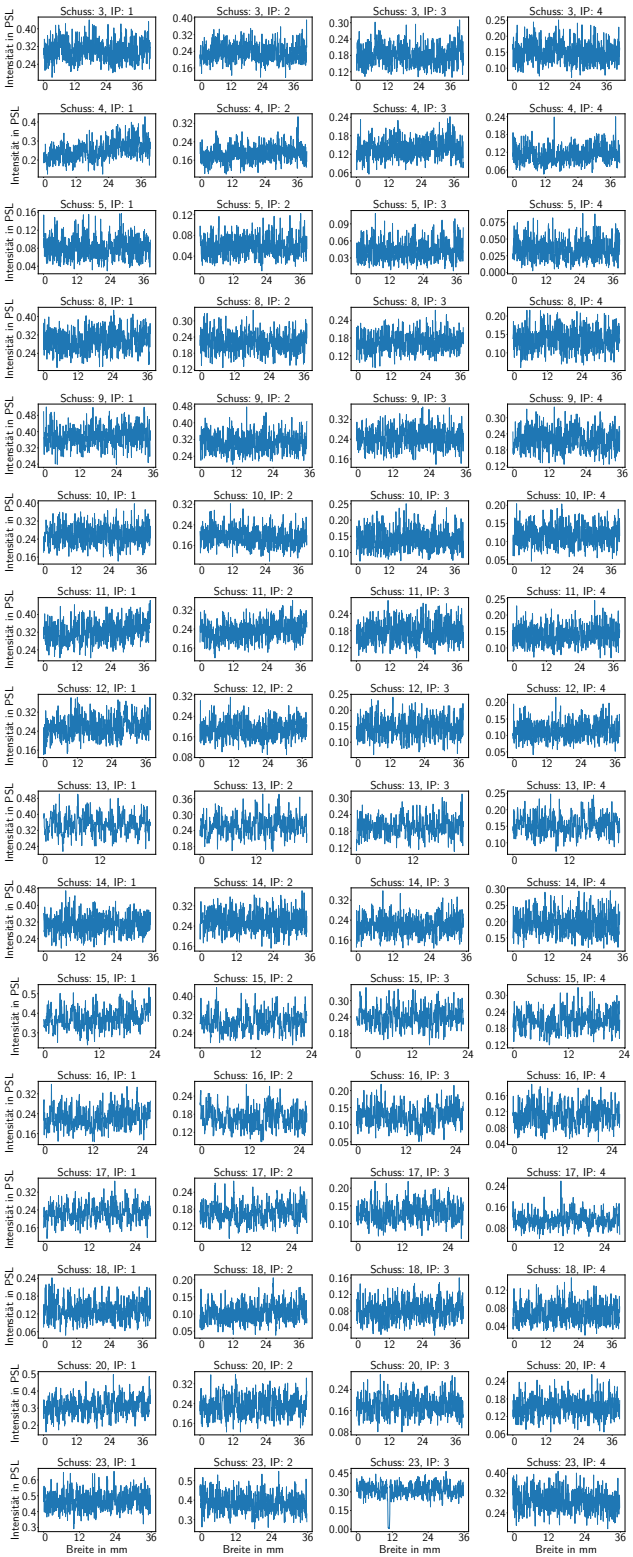


Abbildung A.2.: Intensitätsverlauf der mittleren Zeile der in Abbildung A.1 dargestellten Freifeld-Aufnahmen für die 16 aufgenommenen Backlighter-Schüsse.

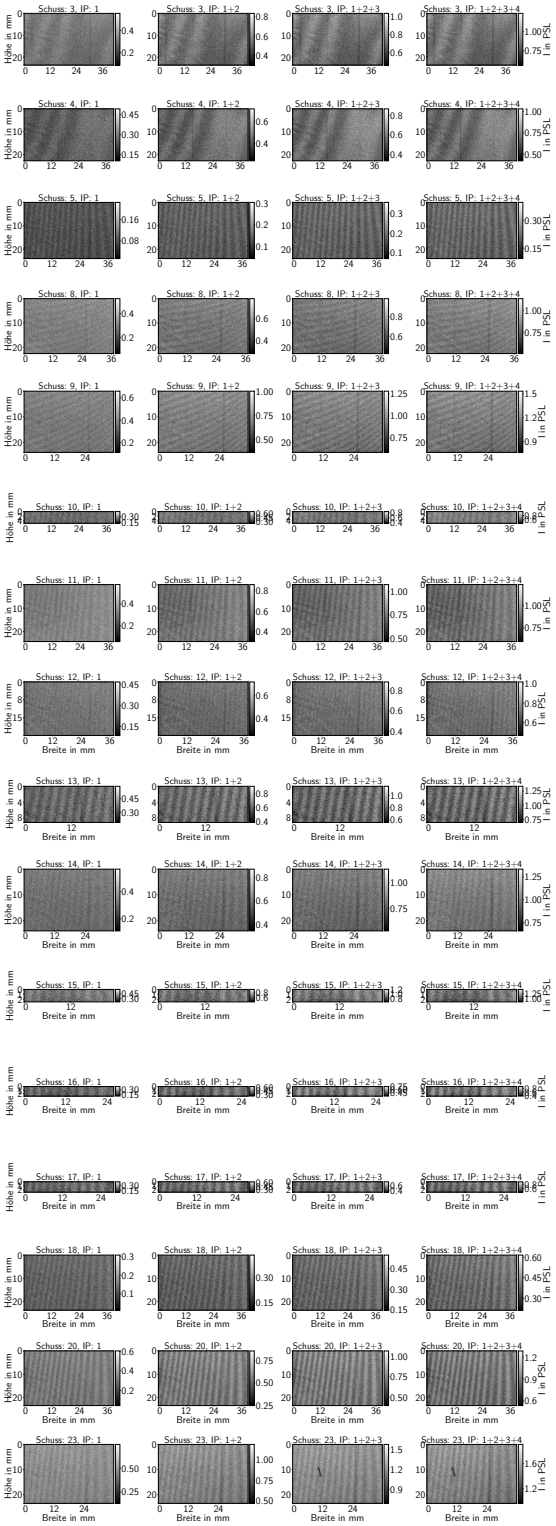


Abbildung A.3.: Freifeld-Aufnahmen, erhalten nach sukzessivem Aufaddieren der gematchten Freifeld-Aufnahmen der einzelnen hintereinander gestapelten Speicherfolien (IP1 bis IP4) für die 16 aufgenommenen Backlighter-Schüsse, dargestellt in Abbildung A.1.

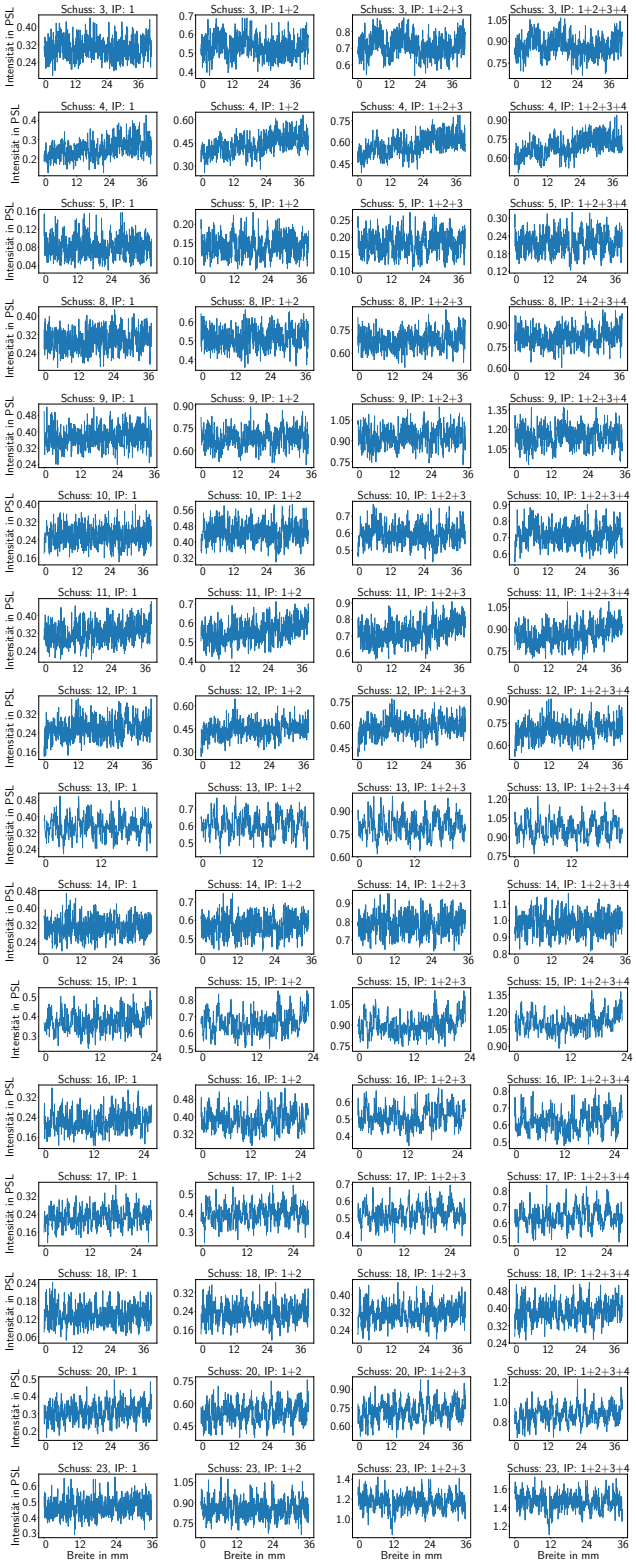


Abbildung A.4.: Intensitätsverlauf der mittleren Zeile der in Abbildung A.3 dargestellten Freifeld-Aufnahmen für die 16 aufgenommenen Backlighter-Schüsse.

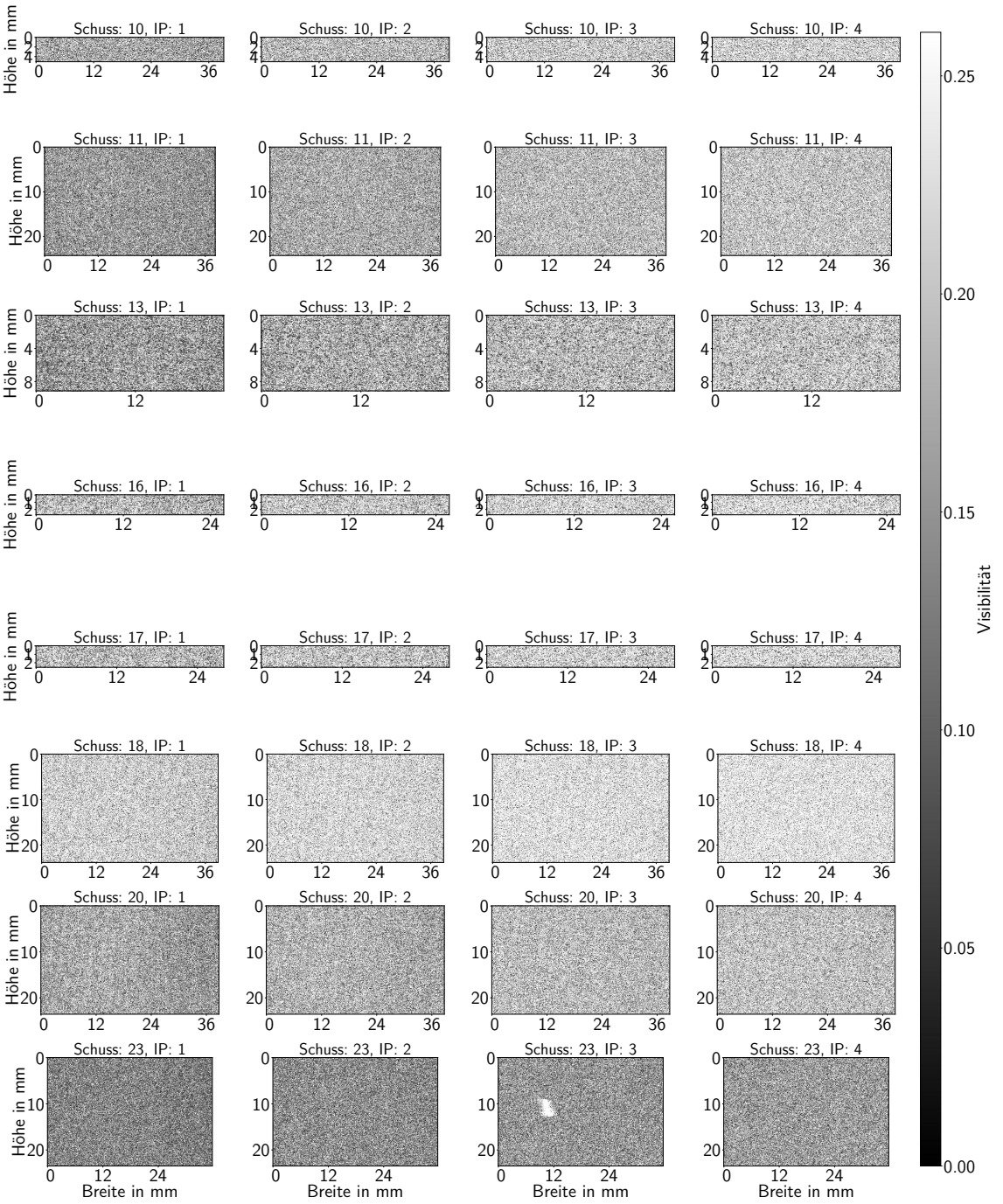


Abbildung A.5.: Mittels Fourier-Imaging mit inklusivem Schnitt im Frequenzraum rekonstruierte Visibilitätskarten der Freifeld-ROIs der vier hintereinander gestapelten Speicherfolien (IP1 bis IP4) für die acht ausgewählten Backlighter-Schüsse mit gleich eingestelltem Moiré-Muster.

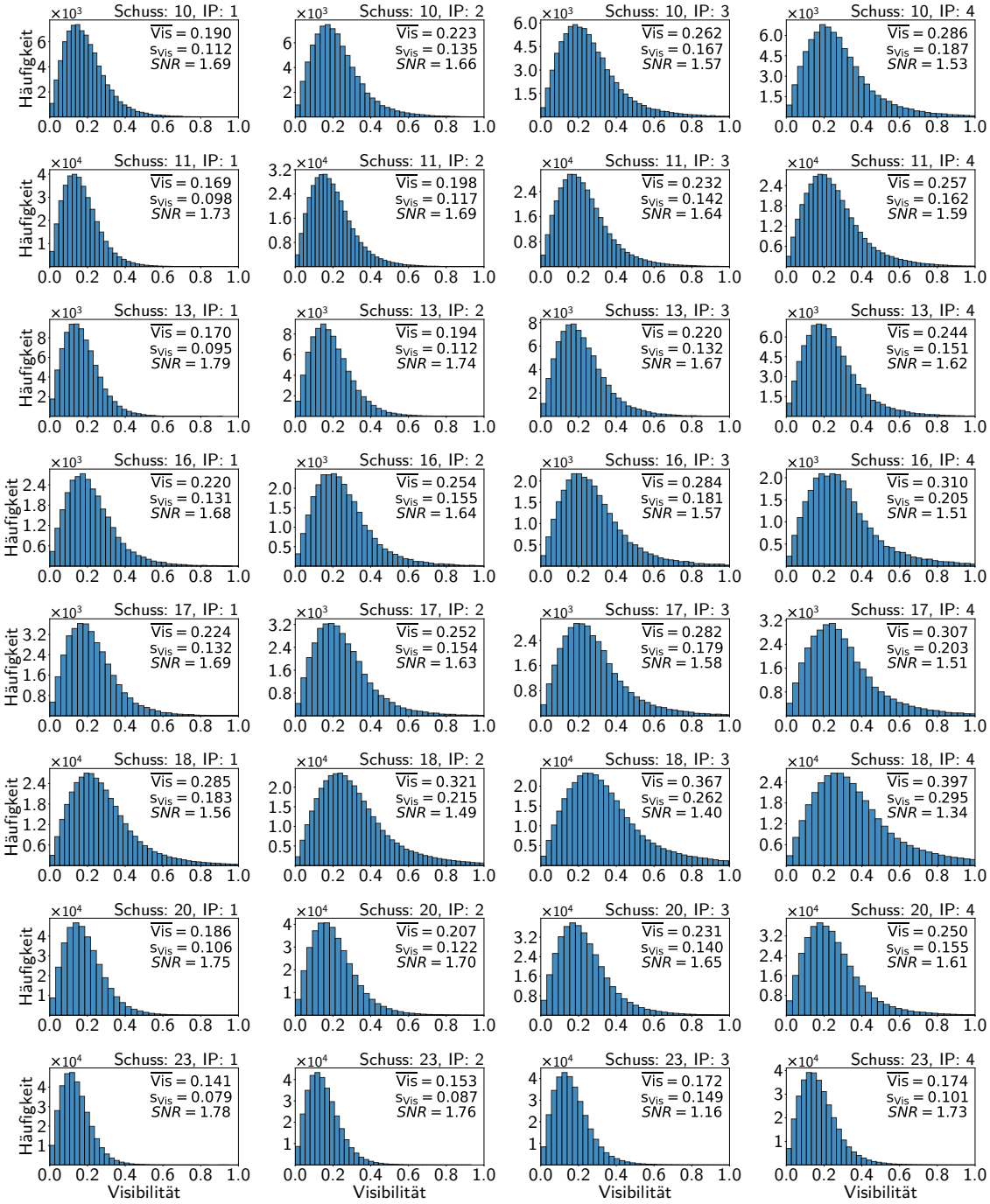


Abbildung A.6.: Aus den Visibilitätskarten von Abbildung A.5 hervorgehende Häufigkeitsverteilungen der Visibilitätswerte aller Pixel der jeweiligen ROIs.

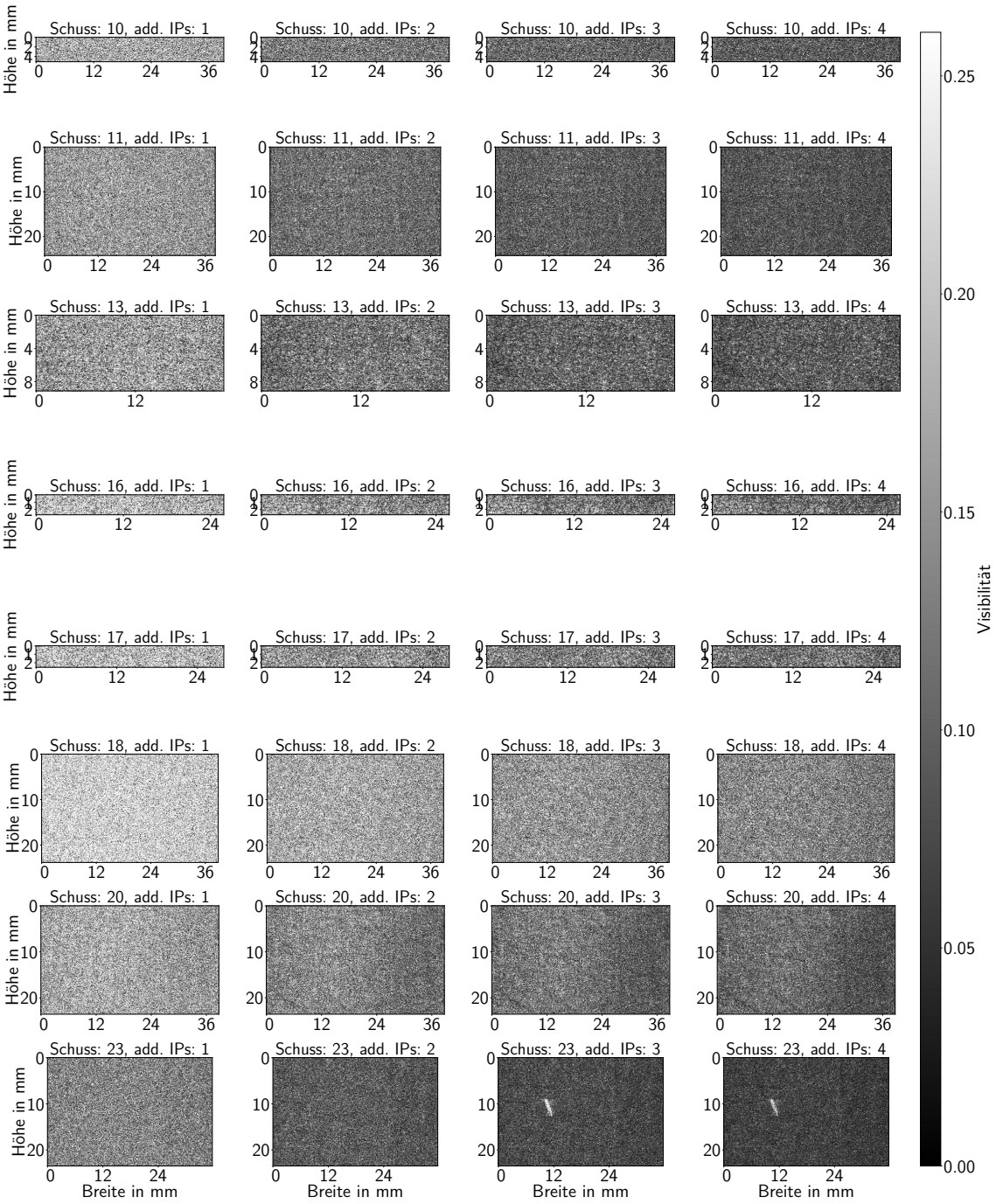


Abbildung A.7.: Mittels Fourier-Imaging mit inklusivem Schnitt rekonstruierte Visibilitätskarten der Freifeld-ROIs der sukzessive aufaddierten, hintereinander gestapelten Speicherfolien (IP1 bis IP4) für die acht ausgewählten Backlighter-Schüsse mit gleich eingestelltem Moiré-Muster.

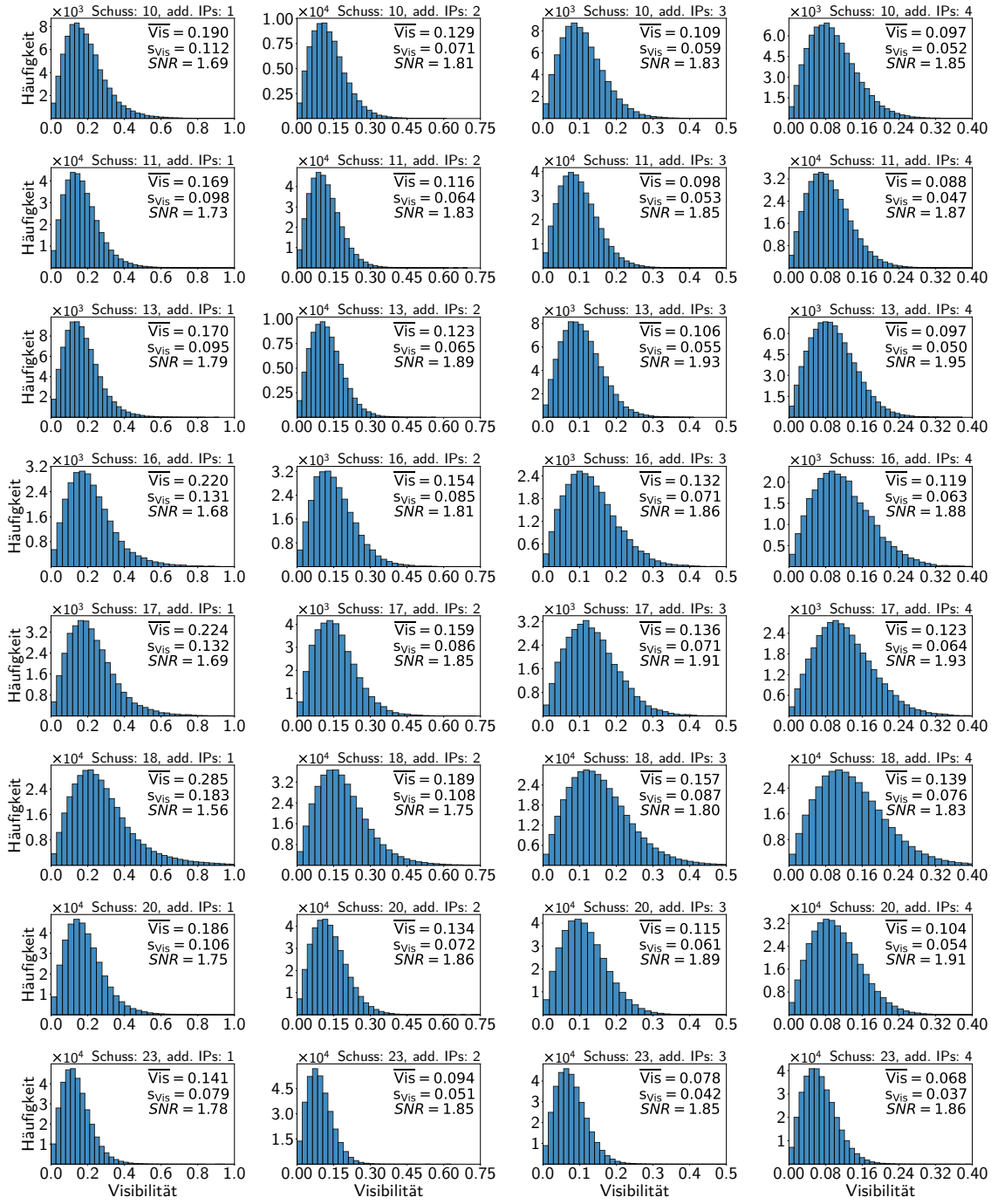


Abbildung A.8.: Aus den Visibilitätskarten von Abbildung A.7 hervorgehende Häufigkeitsverteilungen der Visibilitätswerte aller Pixel der jeweiligen ROIs.

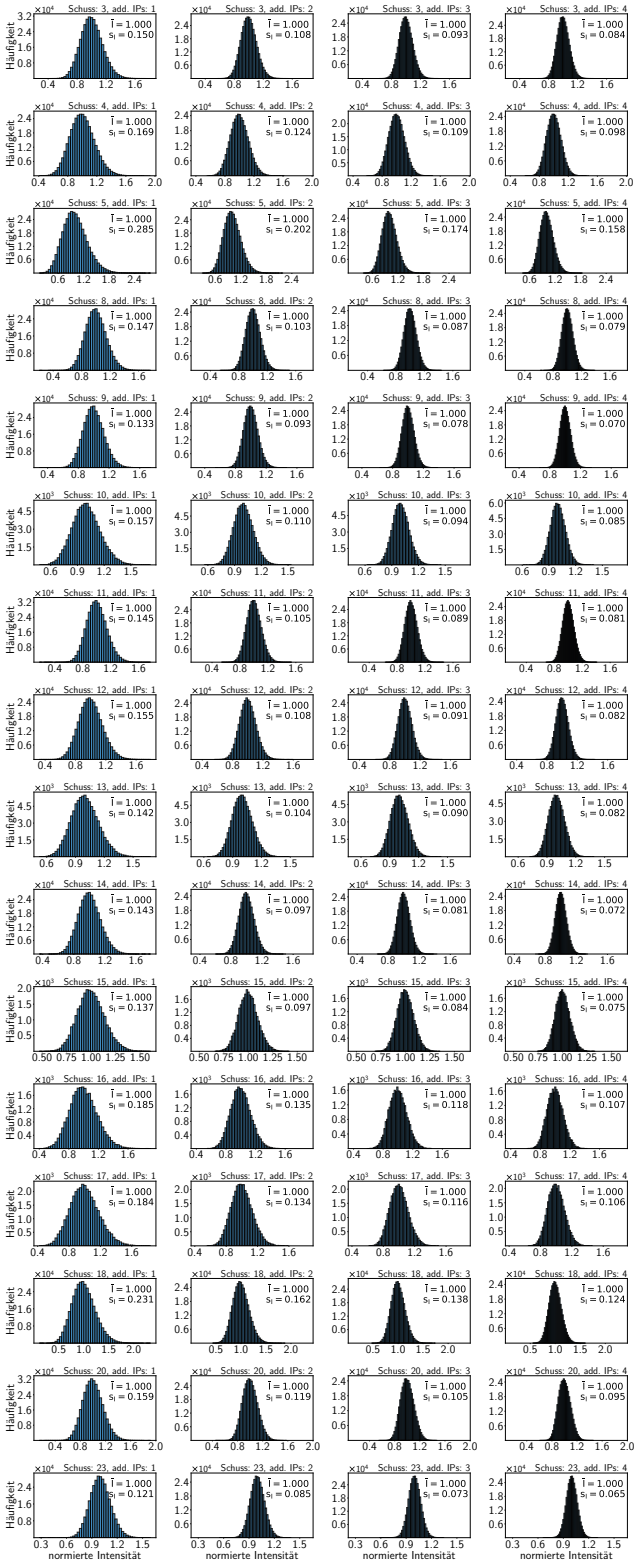


Abbildung A.9.: Aus den Freifeld-ROIs von Abbildung A.3 hervorgehende, normierte Häufigkeitsverteilungen der Intensitätswerte aller Pixel der jeweiligen ROIs.

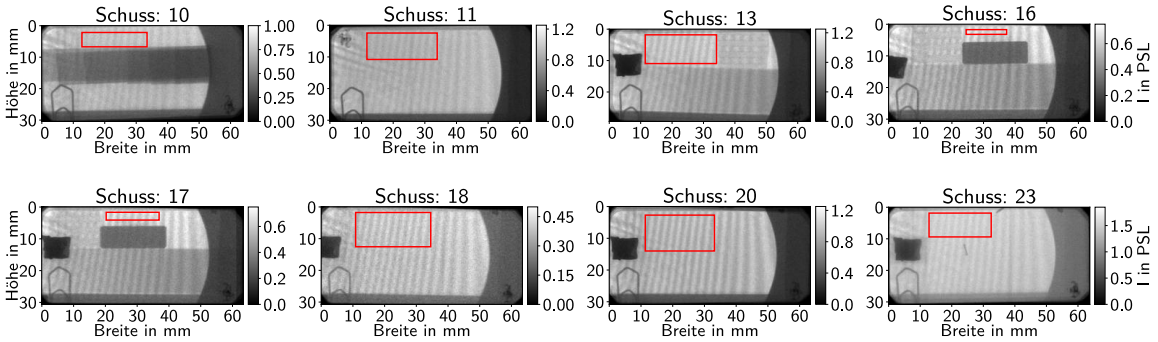


Abbildung A.10.: Für verschiedene, ausgewählte Backlighter-Schüsse der ersten Strahlzeit erhaltene Summen über jeweils vier hintereinander gestapelte und anschließend gematchte Speicherfolienaufnahmen. Die roten Rechtecke markieren dabei Freifeld-ROIs, die in ihrer Position in etwa der ROI von Schuss 13 entsprechen, welche bereits zuvor für die Untersuchungen der Freifeld-Aufnahmen der ersten Strahlzeit in Abschnitt 6.2 ausgewählt wurde, vgl. Abbildung 6.2 auf Seite 48.

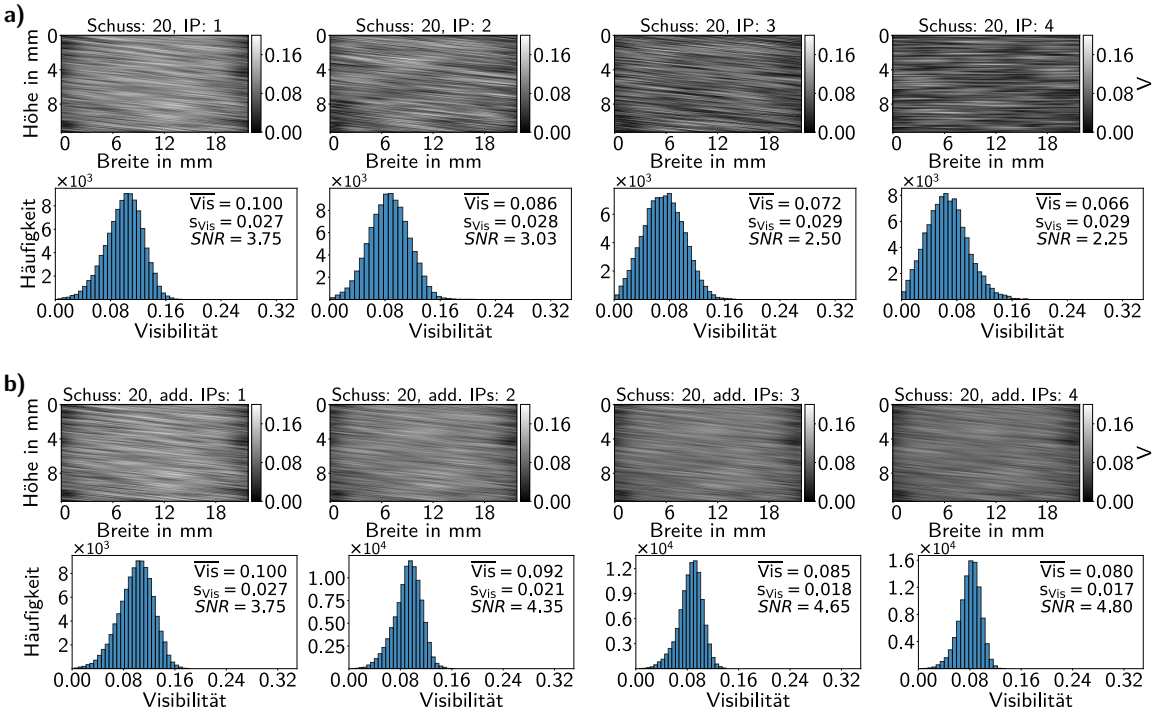


Abbildung A.11.: Mittels Fourier-Imaging mit exklusivem Schnitt im Frequenzraum rekonstruierte Visibilitätskarten der für den Backlighter-Schuss 20 der ersten Strahlzeit neu ausgewählten Freifeld-ROIs, die die Abschattung zum rechten Rand hin ausschließt, vgl. Abbildung A.10: **a)** der vier hintereinander gestapelten Speicherfolien (IP1-IP4) einzeln und **b)** nach deren Matching und sukzessivem Aufaddieren. Jeweils darunter befindlich die entsprechenden Häufigkeitsverteilungen der Visibilitätswerte jedes Pixels der ROI.

Schuss	**10**	**11**	**13**	**16**	**17**	**18**
PPP	43.2 ± 0.6	44.8 ± 0.5	45.8 ± 0.3	45.7 ± 0.3	44.1 ± 0.3	45.0 ± 0.7
Schuss	**20**	**23**	–	–	–	–
PPP	44.2 ± 0.4	44.0 ± 0.3	–	–	–	–

Tabelle A.1.: Für die mit dem Gitter-Setup der ersten Strahlzeit, P166, aufgenommenen, zur Freifeld-Analyse ausgewählten Schüsse innerhalb der in Abbildung A.10 auf Seite 162 neu ausgewählten ROIs bestimmte Periodenlängen des Moiré-Musters in Einheiten von Pixeln (PPP).

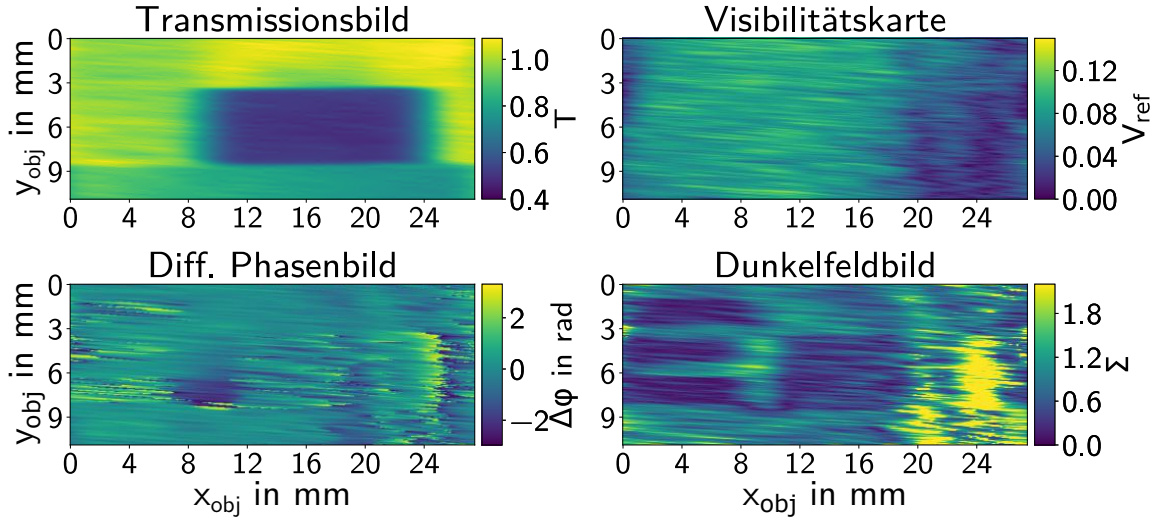


Abbildung A.12.: Aus den in Abbildung 6.10 in Abschnitt 6.3 auf Seite 68 präsentierten Objekt- bzw- Referenz-ROIs der Schüsse 16 bzw. 20 via Fourier-Imaging mit exklusivem Schnitt im Frequenzraum rekonstruiertes Transmissions-, differentielles Phasen- und Dunkelfeldbild sowie die aus der Referenzaufnahme erhaltene Visibilitätskarte, ohne vorhergehende Glättung erhalten aus den sukzessive aufsummierten Aufnahmen der vier hintereinander gestapelten Speicherfolien.

B. Zweite PHELIX-Strahlzeit

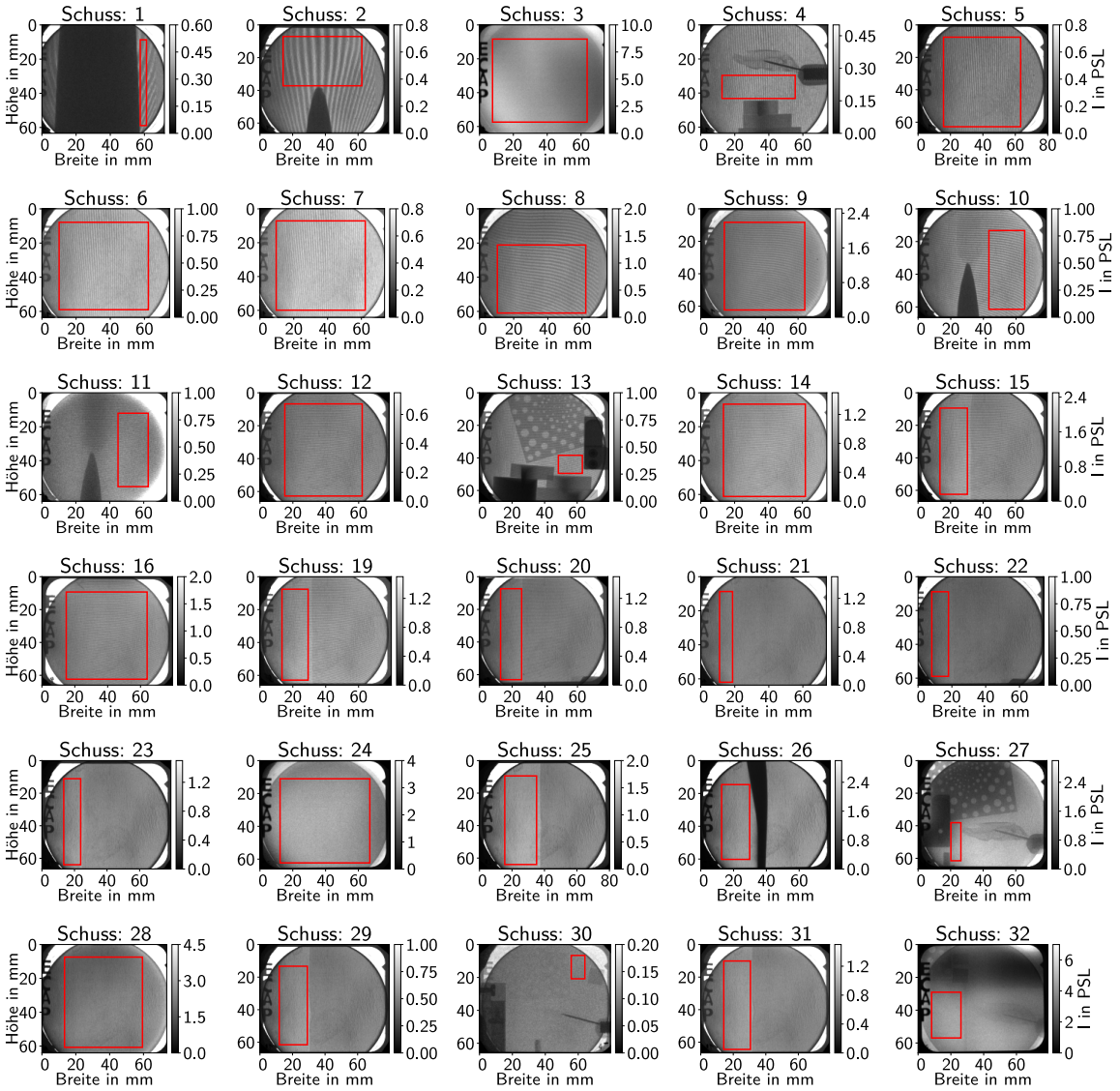


Abbildung B.1.: Mit dem Gitter-Setup A1 gemachte Aufnahmen, sortiert nach der Abfolge der PHELIX-Schüsse. Es fehlen die Schüsse 17 und 18, da dabei keine Hintergrundbeleuchtung durch einen Backlighter erfolgte. Mit einem roten Rechteck sind die in Analysen einbezogenen Freifeld-ROIs markiert.

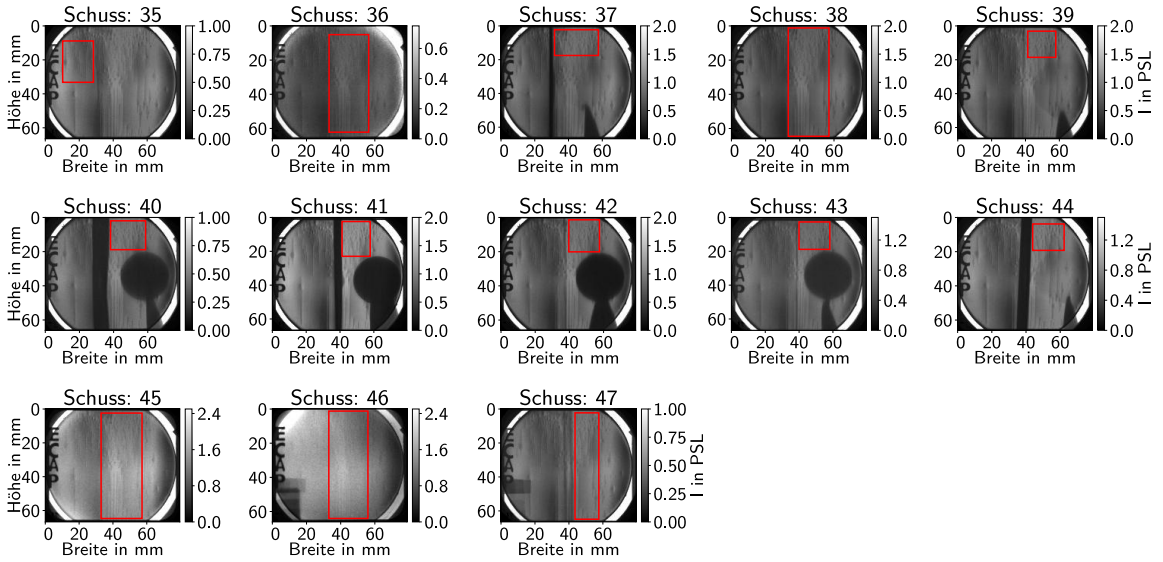


Abbildung B.2.: Mit dem Gitter-Setup A2 gemachte Aufnahmen, sortiert nach der Abfolge der PHELIX-Schüsse. Mit einem roten Rechteck sind die in Analysen einbezogenen Freifeld-ROIs markiert.

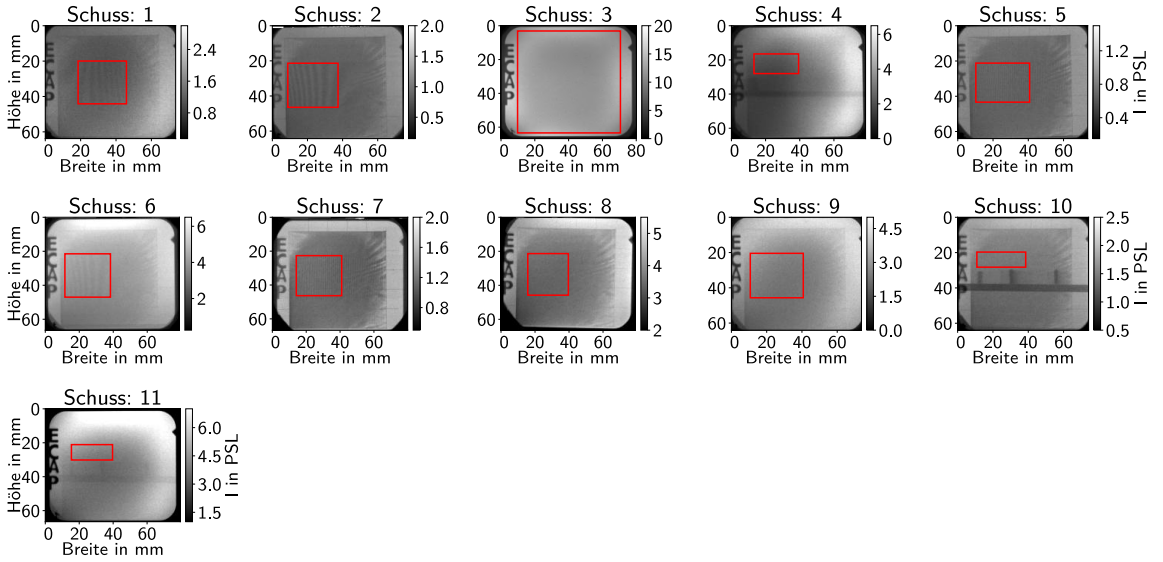


Abbildung B.3.: Mit dem Gitter-Setup M1 gemachte Aufnahmen, sortiert nach der Abfolge der PHELIX-Schüsse. Mit einem roten Rechteck sind die in Analysen einbezogenen Freifeld-ROIs markiert.

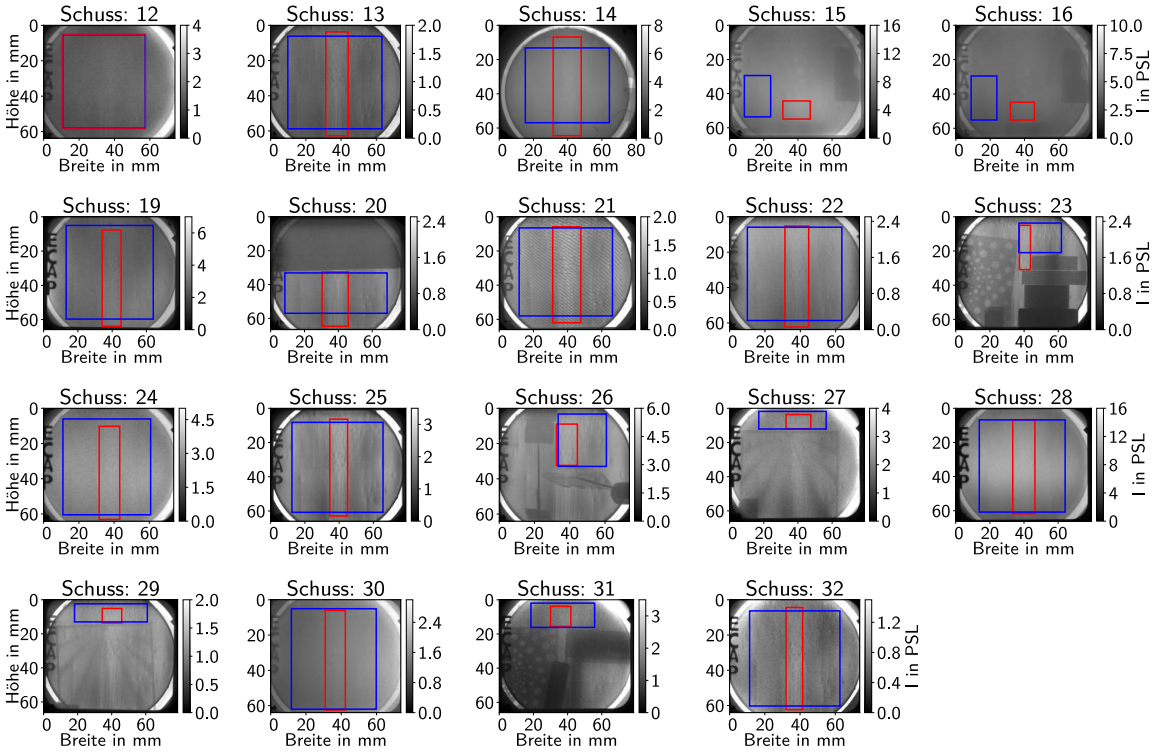


Abbildung B.4.: Mit dem Gitter-Setup M2 gemachte Aufnahmen, sortiert nach der Abfolge der PHELIX-Schüsse. Es fehlen die Schüsse 17 und 18, da dabei keine Hintergrundbeleuchtung durch einen Backlighter erfolgte. Mit einem roten bzw. blauen Rechteck sind die in Analysen einbezogenen Freifeld-ROIs markiert. Dabei wurde bei der Auswahl der blauen ROIs auf eine möglichst große Fläche geachtet, bei der Auswahl der roten ROIs auf einen möglichst gut ausgeleuchteten, zentralen Bereich.

Schuss	**2**	**5**	**7**	**10**
PPP	77 ± 4	21.0 ± 1.0	20.5 ± 0.6	15.2 ± 0.7

Tabelle B.1.: Für die mit dem Gitter-Setup M1 aufgenommenen, zur Freifeld-Analyse ausgewählten Schüsse innerhalb der in Abbildung B.3 auf Seite 165 rot markierten ROIs bestimmte Periodenlängen des Moiré-Musters in Einheiten von Pixeln (PPP).

Schuss	**13**	**20**	**21**	**22**	**23**
PPP	12.8 ± 0.4	15.0 ± 0.5	28.3 ± 0.5	8.66 ± 0.30	9.10 ± 0.08
Schuss	**25**	**26**	**29**	**32**	–
PPP	8.43 ± 0.08	8.89 ± 0.06	8.88 ± 0.16	8.82 ± 0.19	–

Tabelle B.2.: Für die mit dem Gitter-Setup M2 aufgenommenen, zur Freifeld-Analyse ausgewählten Schüsse innerhalb der maximierten ROIs (blaue Rechtecke in Abbildung B.4 auf Seite 166) bestimmte Periodenlängen des Moiré-Musters in Einheiten von Pixeln (PPP).

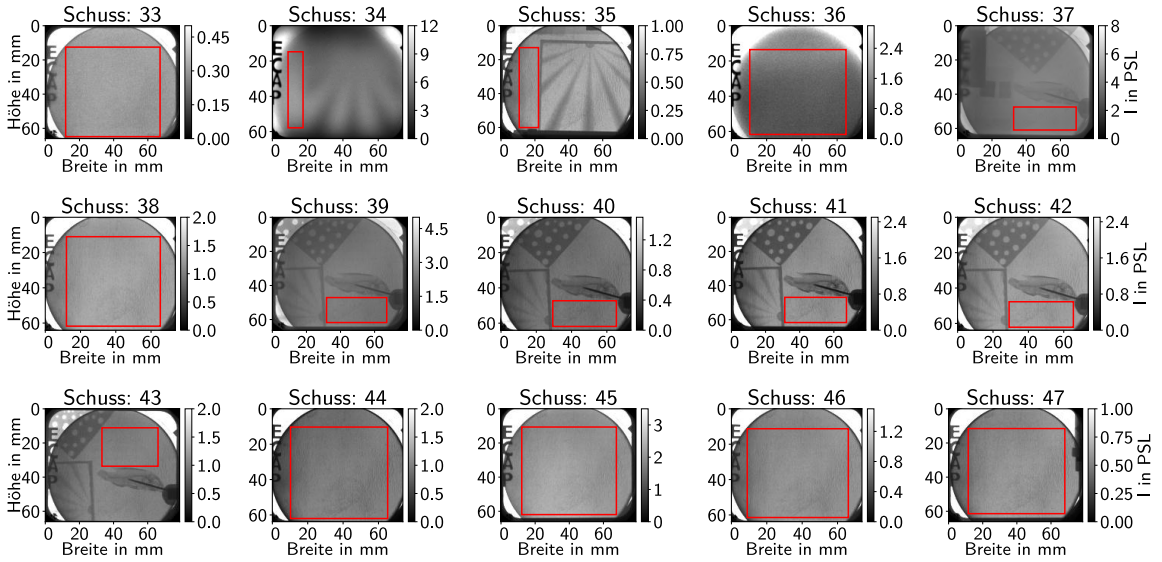


Abbildung B.5.: Mit dem Gitter-Setup M3 gemachte Aufnahmen, sortiert nach der Abfolge der PHELIX-Schüsse. Mit einem roten Rechteck sind die in Analysen einbezogenen Freifeld-ROIs markiert.

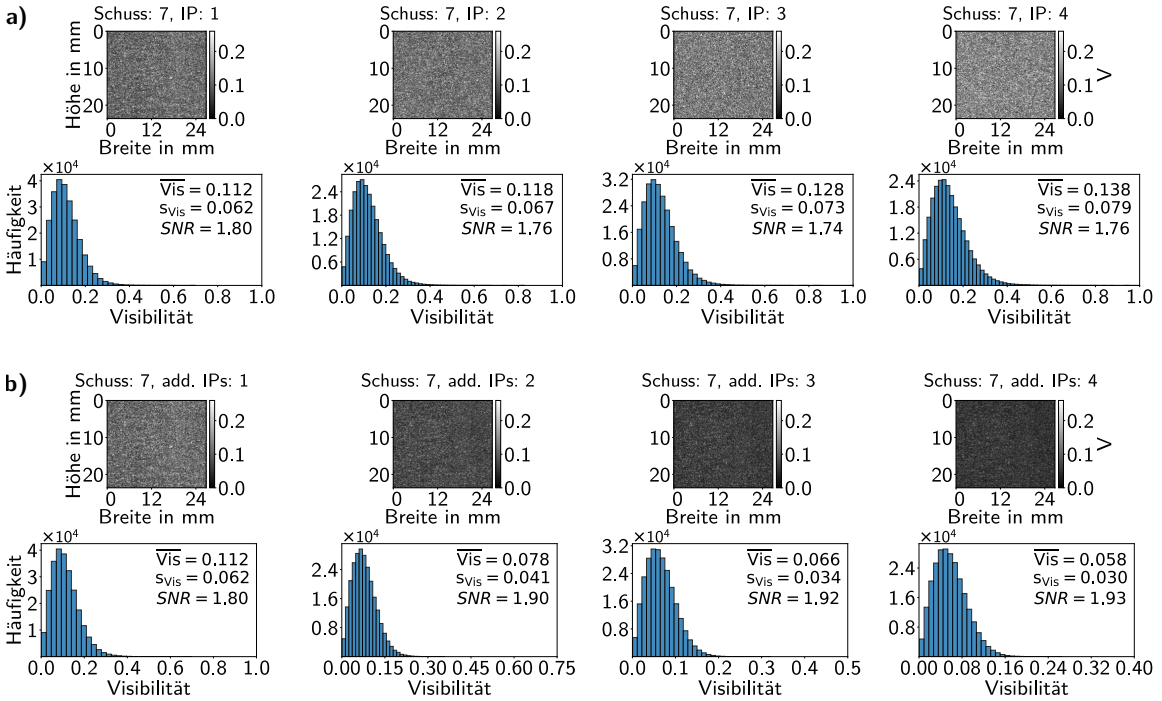


Abbildung B.6.: Mittels Fourier-Imaging mit inklusivem Schnitt im Frequenzraum rekonstruierte Visibilitätskarten der für den Backlighter-Schuss 7 ausgewählten und mit dem Gitter-Setup M1 aufgenommenen Freifeld-ROIs: **a)** der vier hintereinander gestapelten Speicherfolien (IP1-IP4) einzeln und **b)** nach deren Matching und sukzessivem Aufaddieren. Jeweils darunter befindlich die entsprechenden Häufigkeitsverteilungen der Visibilitätswerte jedes Pixels der ROI.

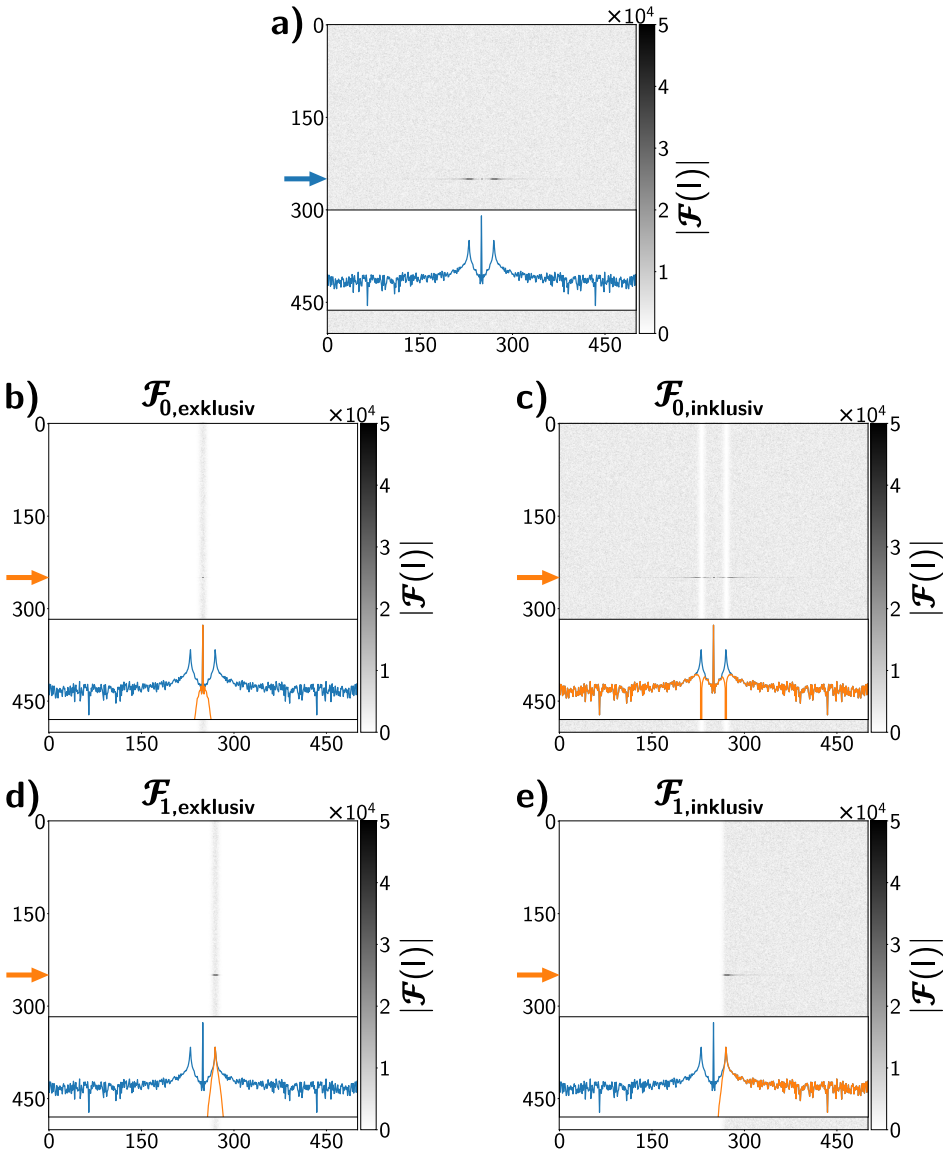


Abbildung B.7.: a) Absolutbetrag der Fourier-Transformierten des beim Toy-Modell generierten, sinusförmigen Streifenmusters mit einer mittleren Photonenanzahl von 75, vgl. Abbildung 6.7 auf Seite 56 bzw. Abbildung 9.5 auf Seite 101, jeweils oben links. In der unteren Bildhälfte mit eingezeichnet ist der bei logarithmierter y-Achse dargestellte Linienverlauf der mit dem blauen Pfeil markierten, mittleren Zeile. **b)**, **c)** Die aus **a)** jeweils mit exklusivem bzw. inklusivem Schnitt herausgefilterten Frequenzbereiche $\mathcal{F}_{0,\text{exklusiv}}$ bzw. $\mathcal{F}_{0,\text{inklusiv}}$ mit der nullten Ordnung. **d)**, **e)** Die aus **a)** jeweils mit exklusivem bzw. inklusivem Schnitt herausgefilterten Frequenzbereiche $\mathcal{F}_{1,\text{exklusiv}}$ bzw. $\mathcal{F}_{1,\text{inklusiv}}$ mit der rechten, ersten Ordnung. Jeweils in der unteren Bildhälfte mit eingezeichnet ist der bei logarithmierter y-Achse dargestellte Linienverlauf (orange) der mit einem orangen Pfeil markierten, mittleren Zeile sowie der ungefilterte Linienverlauf (blau) aus **a)**.

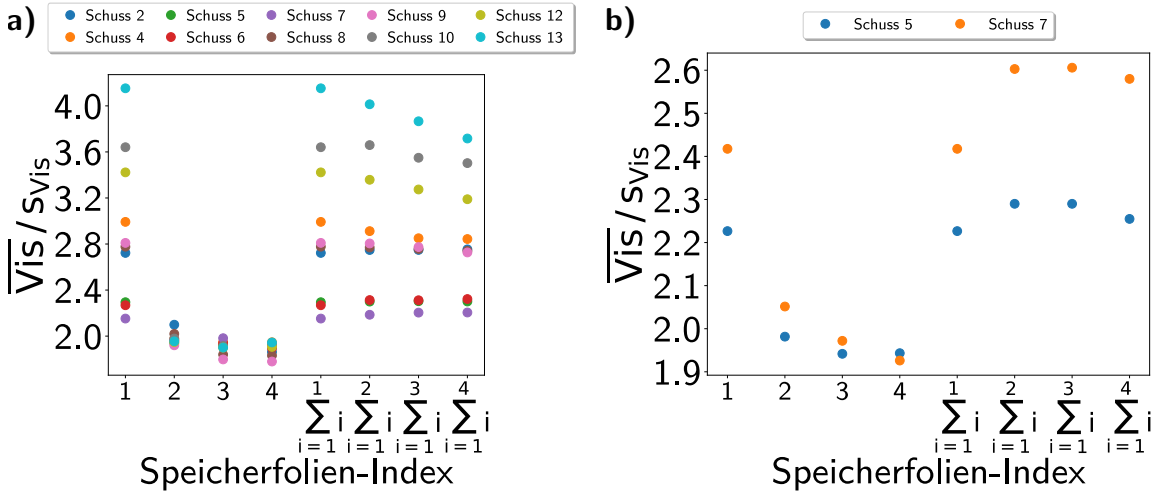


Abbildung B.8.: SNR-Werte, erhalten aus den via Fourier-Imaging mit exklusivem Schnitt im Frequenzraum rekonstruierten Visibilitätsverteilungen der jeweils einzelnen und sukzessive aufaddierten Speicherfolienaufnahmen weiterer ausgewählter Schüsse der zweiten Strahlzeit: **a)** aufgenommen mit Gitter-Setup A1 und **b)** aufgenommen mit dem Gitter-Setup M1.

Schuss	**13**	**20**	**21**	**22**	**23**
PPP	13.88 ± 0.13	16.04 ± 0.14	31.29 ± 0.28	8.78 ± 0.10	8.73 ± 0.07
Schuss	**25**	**26**	**29**	**32**	–
PPP	8.58 ± 0.04	8.67 ± 0.08	8.76 ± 0.09	8.73 ± 0.09	–

Tabelle B.3.: Für die mit dem Gitter-Setup M2 aufgenommenen, zur Freifeld-Analyse ausgewählten Schüsse innerhalb der zentrierten ROIs (rote Rechtecke in Abbildung B.4 auf Seite 166) bestimmte Periodenlängen des Moiré-Musters in Einheiten von Pixeln (PPP).

Schuss	**35**	**38**	**39**	**40**	**41**	**42**
PPP	6.80 ± 0.06	6.98 ± 0.5	6.85 ± 0.06	7.01 ± 0.05	6.94 ± 0.07	6.95 ± 0.05
Schuss	**43**	**44**	**45**	**46**	**47**	–
PPP	7.09 ± 0.04	6.98 ± 0.06	6.99 ± 0.04	6.91 ± 0.06	6.94 ± 0.07	–

Tabelle B.4.: Für die mit dem Gitter-Setup M3 aufgenommenen, zur Freifeld-Analyse ausgewählten Schüsse innerhalb der in Abbildung B.5 auf Seite 167 rot markierten ROIs bestimmte Periodenlängen des Moiré-Musters in Einheiten von Pixeln (PPP).

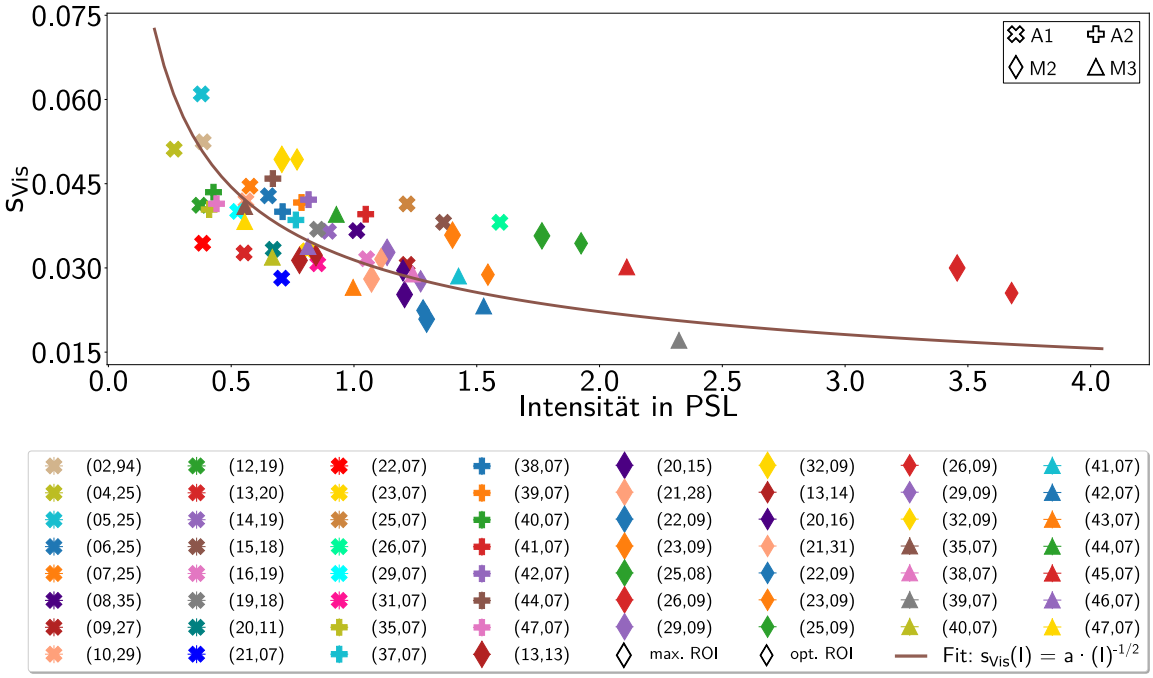


Abbildung B.9.: Für die auf 11 keV designten Gitter-Setups erhaltene Standardabweichungen s_{Vis} der via Fourier-Imaging mit exklusivem Schnitt im Frequenzraum rekonstruierten Visibilitätsverteilungen, aufgetragen über die entsprechenden mittleren Intensitäten. Die hierfür zugrundeliegenden Freifeld-ROIs können den Abbildungen B.1, B.2, B.4 und B.5 auf den Seiten 164 bis 167 entnommen werden. Im Falle des Setups M2 wurden zwei ROIs ausgewählt, vgl. die blauen bzw. roten Rechtecke in Abbildung B.4 auf Seite 166 für eine möglichst große, maximierte ROI bzw. eine möglichst zentrale, optimierte ROI, welche hier anhand der Größe der Rauten unterschieden werden können. Die braune Kurve zeigt die Anpassung (englisch: *Fit*) eines erwarteten $(I)^{(-0.5)}$-Verlaufs. Die Tupel in der Legende geben die Nummer des jeweiligen Schusses sowie die mittlere Periodenlänge des eingestellten Moiré-Musters in Pixeln pro Periode (PPP) an.

Schuss	**2**	**4**	**5**	**6**	**7**
PPP	93.7 ± 0.6	24.71 ± 0.29	24.8 ± 0.5	24.8 ± 0.5	25.4 ± 0.4
Schuss	**8**	**9**	**10**	**12**	**13**
PPP	35.1 ± 0.6	27.19 ± 0.24	29.47 ± 0.24	18.85 ± 0.22	19.90 ± 0.22
Schuss	**14**	**15**	**16**	**19**	**20**
PPP	18.70 ± 0.22	17.89 ± 0.12	18.91 ± 0.25	17.94 ± 0.22	10.85 ± 0.12
Schuss	**21**	**22**	**23**	**25**	**26**
PPP	6.90 ± 0.07	7.04 ± 0.15	6.90 ± 0.06	6.91 ± 0.03	6.91 ± 0.04
Schuss	**29**	**31**	**–**	**–**	**–**
PPP	6.99 ± 0.05	6.90 ± 0.04	–	–	–

Tabelle B.5.: Für die mit dem Gitter-Setup A1 aufgenommenen, zur Freifeld-Analyse ausgewählten Schüsse innerhalb der in Abbildung B.1 auf Seite 164 rot markierten ROIs bestimmte Periodenlängen des Moiré-Musters in Einheiten von Pixeln (PPP).

Schuss	**35**	**37**	**38**	**39**	**40**
PPP	6.72 ± 0.04	6.87 ± 0.04	6.87 ± 0.05	6.90 ± 0.06	6.97 ± 0.06
Schuss	**41**	**42**	**44**	**47**	**–**
PPP	6.89 ± 0.03	6.94 ± 0.05	6.97 ± 0.09	6.93 ± 0.06	–

Tabelle B.6.: Für die mit dem Gitter-Setup A2 aufgenommenen, zur Freifeld-Analyse ausgewählten Schüsse innerhalb der in Abbildung B.2 auf Seite 165 rot markierten ROIs bestimmte Periodenlängen des Moiré-Musters in Einheiten von Pixeln (PPP).

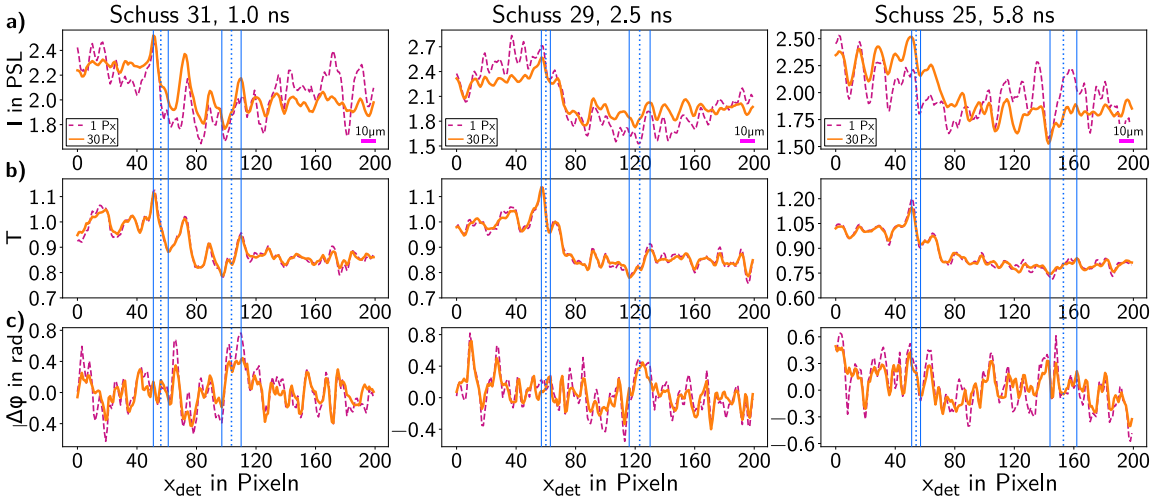


Abbildung B.10.: a)–c) Mit Abbildung 10.6 auf Seite 131 konforme Signalverläufe der Rohbilder, der Transmissionsbilder sowie der differentiellen Phasenbilder. Die letzteren beiden wurden dabei aus der Fourier-Imaging-Rekonstruktion der identischen Rohaufnahmen mit exklusivem Schnitt im Frequenzraum erhalten. Die Kennzeichnung der x-Achse ist in Einheiten von Detektorpixeln gegeben. Der magentafarbene Balken markiert eine Ausdehnung von 10 µm in der Objektebene. Die vertikalen, blauen Linien dienen der Positionsbestimmung der PMMA-Kante sowie der Schockfront.

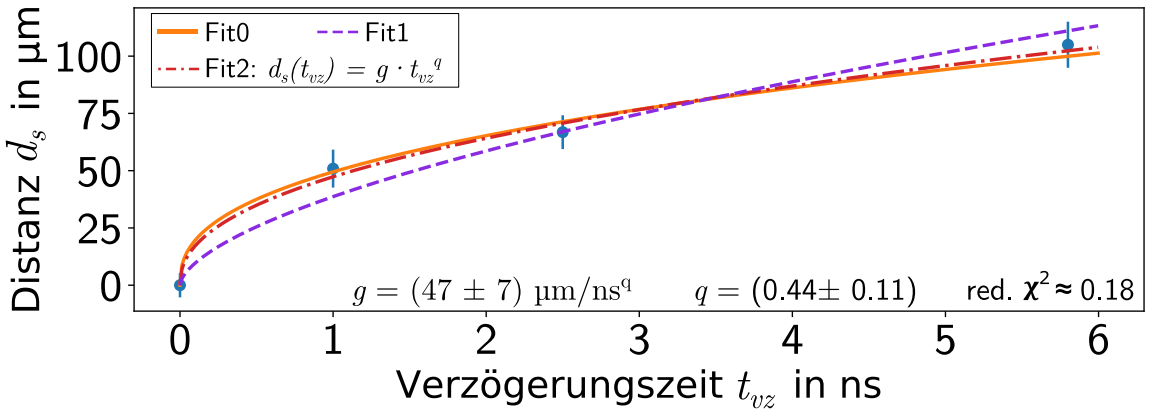


Abbildung B.11.: Aus den Transmissionsbildern bestimmte, zurückgelegte Distanzen d_s der Schockwelle, aufgetragen gegenüber der zur jeweiligen Aufnahme eingestellten Verzögerungszeit t_{vz} zwischen Treiber- und Backlighter-Laser. Fit0 und Fit1 und die daraus erhaltenen Parameter können Abbildung 10.7 auf Seite 135 entnommen werden. Mit Fit2 wurde zusätzlich neben der Amplitude g, der Exponent q als freier Anpassungsparameter gewählt.

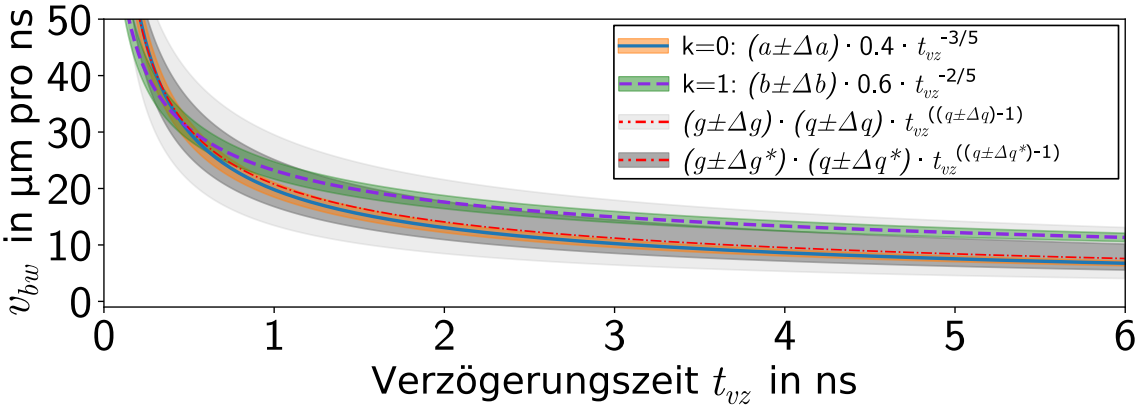


Abbildung B.12.: Aus der zeitlichen Ableitung der gemäß Gleichung 10.3 auf Seite 135 angepassten Dynamik-Modelle für k=0 und k=1 erhaltene Geschwindigkeitsverläufe der Schockexpansion, vgl. Fit0 und Fit1 in Abbildung 10.7 auf Seite 135. Zudem ist der aus Fit2 mit dem Exponent als zusätzlichen freien Parameter, vgl. Abbildung B.11, erhaltene Geschwindigkeitsverlauf, mit abgebildet (rote, strichpunktierte Linie). Der hellgraue Fehlerbereich geht aus den aus der Anpassung in Abbildung B.11 erhaltenen Fehlern Δg und Δq der Anpassungsparameter g und q hervor. Der dunkelgraue Fehlerbereich ergibt sich aus reduzierten Fehlern Δg^* und Δq^*, welche man für skalierte Fehler der Distanzen d_s erhält, die zu einem reduzierten χ^2 von 1 für Fit2 in Abbildung B.11 führen würden.

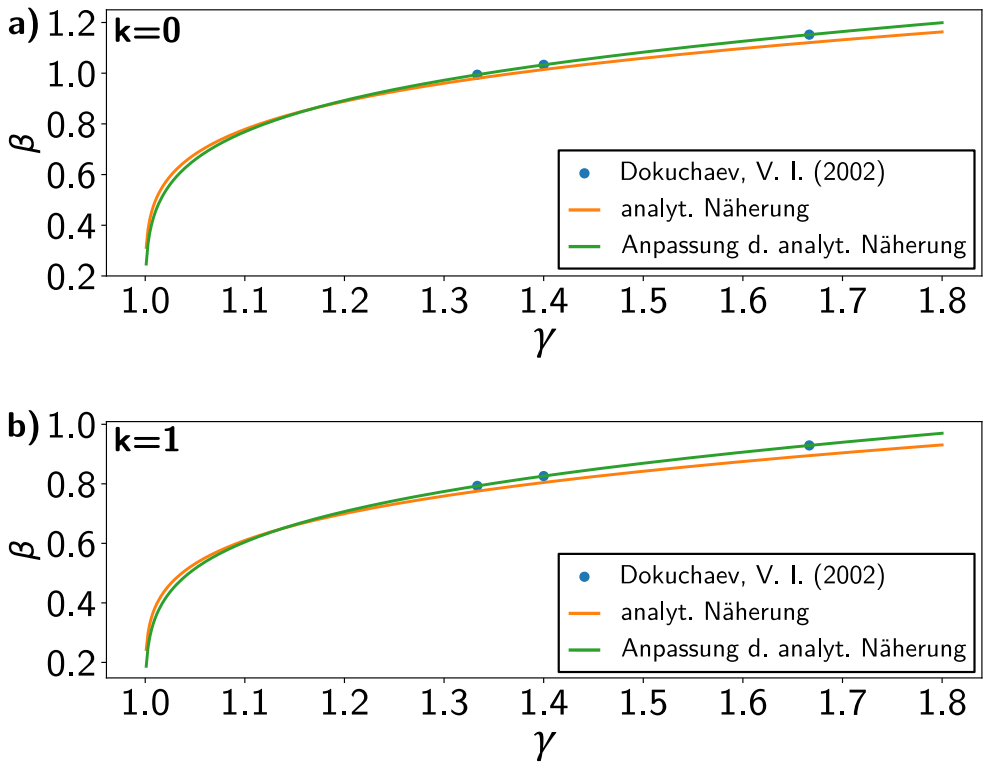


Abbildung B.13.: a) – b) Für die beiden Fälle k=0 und k=1 von Dokuchaev, V. I. (2002) numerisch bestimmte β-Werte zu den γ-Werten 4/3, 7/5 und 5/3. Die orangen Kurven zeigen jeweils den Verlauf der in Gleichung 10.8 auf Seite 139 vorgestellten, analytischen Näherung gemäß Zel'dovich und Raizer (2002). Die grünen Kurven repräsentieren die Anpassung der analytischen Näherung nach Gleichung 10.9 auf Seite 140 mit den freien Anpassungsparametern o und u an die numerischen Werte aus Dokuchaev, V. I. (2002).

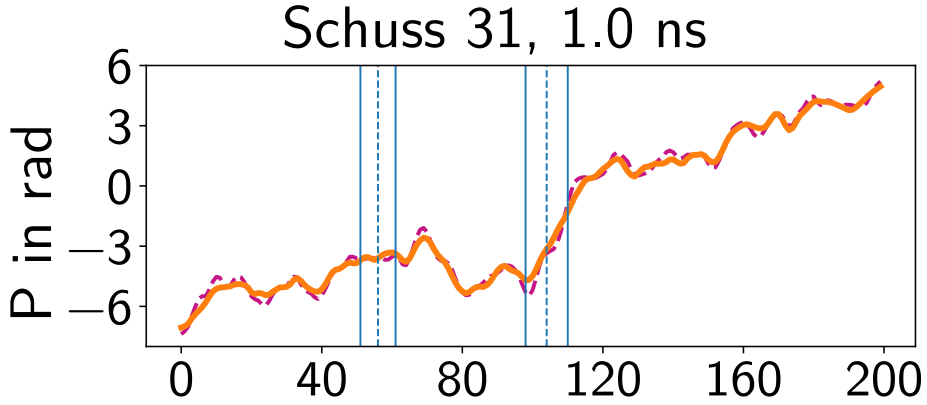


Abbildung B.14.: Nach Integration des in Abbildung 10.5 c) auf Seite 129 links für eine Verzögerungszeit von 1.0 ns (Schuss 31) dargestellten differentiellen Phasenbildes erhaltener Phasen-Verlauf entlang der entsprechenden Markierungen. Die dabei gewählte Darstellung entspricht der von Abbildung 10.6 auf Seite 131.

Literaturverzeichnis

Afshar-rad, T., Gizzi, L. A., Desselberger, M., Khattak, F., Willi, O. & Giulietti, A. (1992). Evidence for whole-beam self-focusing of induced spatially incoherent laser light in large underdense plasma. *Phys. Rev. Lett. 68*, 942–945. doi:10.1103/PhysRevLett.68.942

Akcay, S. & Breckon, T. (2021). Towards automatic threat detection: A survey of advances of deep learning within X-ray security imaging. *Pattern Recognition*, *122*, 108245. doi:10.1016/j.patcog.2021.108245

Akstaller, B., Schreiner, S., Hofmann, F., Meyer, P., Neumayer, P., Schuster, M., ... Funk, S. (2021). Single-shot grating-based phase-contrast imaging of a micrometer sample at a laser-driven x-ray backlighter source. *Journal of Instrumentation*, *16*(06), P06021. doi:10.1088/1748-0221/16/06/p06021

Als-Nielsen, J. & McMorrow, D. (2011). *Elements of Modern X-ray Physics*. doi:https://doi.org/10.1002/9781119998365. John Wiley & Sons, Ltd. eprint: https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/9781119998365

Amidror, I. (Hrsg.). (2009). *The Theory of the Moiré Phenomenon*. doi:10.1007/978-1-84882-181-1

Antonelli, L., Atzeni, S., Schiavi, A., Baton, S. D., Brambrink, E., Koenig, M., ... Trela, J. (2017). Laser-driven shock waves studied by x-ray radiography. *Phys. Rev. E*, *95*, 063205. doi:10.1103/PhysRevE.95.063205

Antonelli, L., Barbato, F., Mancelli, D., Trela, J., Zeraouli, G., Boutoux, G., ... Batani, D. (2019). X-ray phase-contrast imaging for laser-induced shock waves. *EPL (Europhysics Letters)*, *125*(3), 35002. doi:10.1209/0295-5075/125/35002

Attwood, D. & Sakdinawat, A. (2017). *X-Rays and Extreme Ultraviolet Radiation: Principles and Applications* (2. Aufl.). doi:https://doi.org/10.1017/CBO9781107477629. Cambridge University Press.

Bach, G. & Lee, J. (1967). Shock propagation in solid media. In *5th Aerospace Sciences Meeting*. doi:10.2514/6.1967-141. eprint: https://arc.aiaa.org/doi/pdf/10.2514/6.1967-141

Bagnoud, V., Aurand, B., Blazevic, A., Borneis, S., Bruske, C., Ecker, B., ... Witte, K. (2010). Commissioning and early experiments of the PHELIX facility. *Applied Physics B*, *100*(1), 137–150. doi:10.1007/s00340-009-3855-7

Barbato, F., Atzeni, S., Batani, D., Bleiner, D., Boutoux, G., Brabetz, C., ... Antonelli, L. (2019). Quantitative phase contrast imaging of a shock-wave with a laser-plasma based X-ray source. *Scientific Reports*, *9*(1). doi:10.1038/s41598-019-55074-1

Barbato, F., Batani, D., Mancelli, D., Trela, J., Zeraouli, G., Boutoux, G., ... Antonelli, L. (2019). Propagation-based imaging phase-contrast enhanced imaging setup for single shot acquisition using laser-generated X-ray sources. *Journal of Instrumentation*, *14*(03), C03005–C03005. doi:10.1088/1748-0221/14/03/c03005

Bartl, P. (2010). *Phasenkontrast-Bildgebung mit photonenzählenden Detektoren* (Dissertation, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (FAU)). Verfügbar unter https://opus4.kobv.de/opus4-fau/files/1508/PeterBartlDissertation.pdf, besucht am 19.12.2021.

Bartl, P., Bayer, F., Durst, J., Haas, W., Michel, T., Pelzer, G., ... Anton, G. (2011). Simulation and measurement of grating-based X-ray phase-contrast imaging. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, *648*, S269–S272. NIMA 4th International Conference on Imaging techniques in Subatomic Physics, Astrophysics, Medicine, Biology and Industry. doi:https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.11.061

Baur, M., Uhlmann, N., Pöschel, T. & Schröter, M. (2019). Correction of beam hardening in X-ray radiograms. *Review of Scientific Instruments*, *90*(2), 025108. doi:10.1063/1.5080540. eprint: https://doi.org/10.1063/1.5080540

Bayer, F. L., Hu, S., Maier, A., Weber, T., Anton, G., Michel, T. & Riess, C. P. (2014). Reconstruction of scalar and vectorial components in X-ray dark-field tomography. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, *111*(35), 12699–12704. doi:10.1073/pnas.1321080111. eprint: https://www.pnas.org/content/111/35/12699.full.pdf

Bender, B. & Göhlich, D. (Hrsg.). (2020). *Dubbel Taschenbuch für den Maschinenbau 1: Grundlagen und Tabellen* (26. Aufl.). doi:https://doi.org/10.1007/978-3-662-59711-8. Springer Vieweg, Berlin, Heidelberg.

Bennett, E. E., Kopace, R., Stein, A. F. & Wen, H. (2010). A grating-based single-shot x-ray phase contrast and diffraction method for in vivo imaging. *Medical Physics*, *37*(11), 6047–6054. doi:10.1118/1.3501311. eprint: https://aapm.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1118/1.3501311

Berger, M., Hubbell, J., Seltzer, S., Chang, J., Coursey, J., Sukumar, R., ... Olsen, K. (2010). XCOM: Photon Cross Section Database (version 1.5). *National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD*. [Online] Available: http://physics.nist.gov/xcom, besucht am 11.12.2020.

Berry, M. V. & Klein, S. (1996). Integer, fractional and fractal Talbot effects. *Journal of Modern Optics*, *43*(10), 2139–2164. doi:10.1080/09500349608232876. eprint: https://doi.org/10.1080/09500349608232876

Bethe, H. A., Fuchs, K., Hirschfelder, J. O., Magee, J. L. & von Neumann, J. (1958). *Blast wave* (Techn. Ber. Nr. LA-2000). Los Alamos Scientific Laboratory of the University of California. https://apps.dtic.mil/sti/pdfs/ADA384954.pdf, besucht am 01.11.2021. Los Alamos, New Mexico, USA.

Bethge, K., Walter, G. & Wiedemann, B. (2008). *Kernphysik* (3. Aufl.). doi:https://doi.org/10.1007/978-3-540-74567-9. Springer, Berlin, Heidelberg.

Bevins, N., Zambelli, J., Li, K., Qi, Z. & Chen, G.-H. (2012). Multicontrast x-ray computed tomography imaging using Talbot-Lau interferometry without phase stepping. *Medical Physics*, *39*(1), 424–428. doi:10.1118/1.3672163. eprint: https://aapm.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1118/1.3672163

Boone, J. M. & Seibert, J. A. (1997). An accurate method for computer-generating tungsten anode x-ray spectra from 30 to 140 kV. *Medical Physics*, *24*(11), 1661–1670. doi:10.1118/1.597953. eprint: https://aapm.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1118/1.597953

Borm, B., Gärtner, F., Khaghani, D. & Neumayer, P. (2016). Improvement of density resolution in short-pulse hard x-ray radiographic imaging using detector stacks. *Review of Scientific Instruments*, *87*(9), 093104. doi:10.1063/1.4961666. eprint: https://doi.org/10.1063/1.4961666

Borm, B., Khaghani, D. & Neumayer, P. (2019). Properties of laser-driven hard x-ray sources over a wide range of laser intensities. *Physics of Plasmas*, *26*(2), 023109. doi:10.1063/1.5081800. eprint: https://doi.org/10.1063/1.5081800

Born, M., Wolf, E., Bhatia, A. B., Clemmow, P. C., Gabor, D., Stokes, A. R., ... Wilcock, W. L. (1999). *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light* (7. Aufl.). doi:https://doi.org/10.1017/CBO9781139644181. Cambridge University Press.

Bouffetier, V., Ceurvorst, L., Valdivia, M., Dorchies, F., Hulin, S., Goudal, T., ... Casner, A. (2020). Proof-of-concept Talbot–Lau x-ray interferometry with a high-intensity, high-repetition-rate, laser-driven K-alpha source. *Appl. Opt. 59*(27), 8380–8387. doi:10.1364/AO.398839

Boutet, S. & Williams, G. J. (2010). The Coherent X-ray Imaging (CXI) instrument at the Linac Coherent Light Source (LCLS). *New Journal of Physics*, *12*(3), 035024. doi:10.1088/1367-2630/12/3/035024

Brandt, S. (2014). *Data Analysis* (4. Aufl.). doi:https://doi.org/10.1007/978-3-319-03762-2. Springer, Cham.

Briehl, H. (2021). *Chemie der Werkstoffe* (4. Aufl.). doi:https://doi.org/10.1007/978-3-662-63297-0. Springer Spektrum, Berlin, Heidelberg.

Buzug, T. M. (2008). *Computed Tomography* (1. Aufl.). doi:https://doi.org/10.1007/978-3-540-39408-2. Springer, Berlin, Heidelberg.

Campanella, B., Legnaioli, S., Pagnotta, S., Poggialini, F. & Palleschi, V. (2019). Shock Waves in Laser-Induced Plasmas. *Atoms*, *7*(2). doi:10.3390/atoms7020057

Chantler, C., Olsen, K., Dragoset, R., Chang, J., Kishore, A., Kotochigova, S. & Zucker, D. (2005). X-Ray Form Factor, Attenuation and Scattering Tables (version 2.1). *National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD*. [Online] Available: http://physics.nist.gov/ffast, besucht am 30.07.2021.

Cloetens, P., Guigay, J. P., Martino, C. D., Baruchel, J. & Schlenker, M. (1997). Fractional Talbot imaging of phase gratings with hard x rays. *Opt. Lett. 22*(14), 1059–1061. doi:10.1364/OL.22.001059

Cowan, T., Roth, M., Johnson, J., Brown, C., Christl, M., Fountain, W., ... Yasuike, K. (2000). Intense electron and proton beams from PetaWatt laser–matter interactions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, *455*(1), 130–139. Proceedings of the Int. Symp. on New Visions in Laser-Beam. doi:10.1016/S0168-9002(00)00720-8

Crane, J. K., Tietbohl, G., Arnold, P., Bliss, E. S., Boley, C., Britten, G., ... Barty, C. P. J. (2010). Progress on converting a NIF quad to eight, petawatt beams for advanced radiography. *244*(3), 032003. doi:10.1088/1742-6596/244/3/032003

Creath, K. (1988). V Phase-Measurement Interferometry Techniques. In E. Wolf (Hrsg.), (Bd. 26, S. 349–393). Progress in Optics. doi:10.1016/S0079-6638(08)70178-1

Danson, C. N., Haefner, C., Bromage, J., Butcher, T., Chanteloup, J.-C. F., Chowdhury, E. A., ... Zuegel, J. D. (2019). Petawatt and exawatt class lasers worldwide. *High Power Laser Science and Engineering*, *7*, e54. doi:10.1017/hpl.2019.36

David, C., Bruder, J., Rohbeck, T., Grünzweig, C., Kottler, C., Diaz, A., ... Pfeiffer, F. (2007). Fabrication of diffraction gratings for hard X-ray phase contrast imaging. *Microelectronic Engineering*, *84*(5), 1172–1177. Proceedings of the 32nd International Conference on Micro- and Nano-Engineering. doi:10.1016/j.mee.2007.01.151

David, C., Nöhammer, B., Solak, H. H. & Ziegler, E. (2002). Differential x-ray phase contrast imaging using a shearing interferometer. *Applied Physics Letters*, *81*(17), 3287–3289. doi:10.1063/1.1516611. eprint: https://doi.org/10.1063/1.1516611

Dietrich, L. (2019). *Entwicklung und Charakterisierung von Testobjekten für die Phasenkontraströntgenbildgebung* (Bachelorarbeit, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (FAU)).

Dokuchaev, V. I. (2002). Self-similar spherical shock solution with sustained energy injection. *A&A*, *395*(3), 1023–1029. doi:10.1051/0004-6361:20021305

Domininghaus, H. (2005). *Die Kunststoffe und ihre Eigenschaften* (6. Aufl.) (P. Eyerer, P. Elsner & T. Hirth, Hrsg.). VDI-Buch. doi: https://doi.org/10.1007/b137575. Springer, Berlin, Heidelberg.

Drake, R. P. (1999). Laboratory experiments to simulate the hydrodynamics of supernova remnants and supernovae. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *104*(A7), 14505–14515. doi:10.1029/98JA02829. eprint: https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/98JA02829

Duchardt, D., Bossmann, A. B. & Denz, C. (Hrsg.). (2019). *Vielfältige Physik* (1. Aufl.). doi:https://doi.org/10.1007/978-3-662-58035-6. Springer Spektrum, Berlin, Heidelberg.

DuPont Kapton HN. Polyimide Film. (2019). K-15345-3 (09/19). https://www.dupont.com/content/dam/dupont/amer/us/en/products/ei-transformation/documents/DEC-Kapton-HN-datasheet.pdf, besucht am 30.07.2021. DuPont de Nemours.

Endrizzi, M. (2018). X-ray phase-contrast imaging. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, *878*, 88–98. Radiation Imaging Techniques and Applications. doi:10.1016/j.nima.2017.07.036

Engelhardt, M., Baumann, J., Schuster, M., Kottler, C., Pfeiffer, F., Bunk, O. & David, C. (2007). High-resolution differential phase contrast imaging using a magnifying projection geometry with a microfocus x-ray source. *Applied Physics Letters*, *90*(22), 224101. doi:10.1063/1.2743928. eprint: https://doi.org/10.1063/1.2743928

F.R.S., L. R. (1881). XXV. On copying diffraction-gratings, and on some phenomena connected therewith. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, *11*(67), 196–205. doi:10.1080/14786448108626995. eprint: https://doi.org/10.1080/14786448108626995

Fiksel, G., Marshall, F. J., Mileham, C. & Stoeckl, C. (2012). Note: Spatial resolution of Fuji BAS-TR and BAS-SR imaging plates. *Review of Scientific Instruments*, *83*(8), 086103. doi:10.1063/1.4739771. eprint: https://doi.org/10.1063/1.4739771

Gintrand, A., Sanz, J., Bouquet, S. & Paradela, J. (2020). Self-similar dynamics of radiative blast waves. *Physics of Fluids*, *32*(1), 016105. doi:10.1063/1.5135386. eprint: https://doi.org/10.1063/1.5135386

Glenzer, S. H., Fletcher, L. B., Galtier, E., Nagler, B., Alonso-Mori, R., Barbrel, B., ... Lee, H. J. (2016). Matter under extreme conditions experiments at the Linac Coherent Light Source. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, *49*(9), 092001. doi:10.1088/0953-4075/49/9/092001

Glownia, J. M., Cryan, J., Andreasson, J., Belkacem, A., Berrah, N., Blaga, C. I., ... Bucksbaum, P. H. (2010). Time-resolved pump-probe experiments at the LCLS. *Opt. Express*, *18*(17), 17620–17630. doi:10.1364/OE.18.017620

Hanke, R., Fuchs, T. & Uhlmann, N. (2008). X-ray based methods for non-destructive testing and material characterization. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, *591*(1), 14–18. Radiation Imaging Detectors 2007. doi:10.1016/j.nima.2008.03.016

Hatchett, S. P., Brown, C. G., Cowan, T. E., Henry, E. A., Johnson, J. S., Key, M. H., ... Yasuike, K. (2000). Electron, photon, and ion beams from the relativistic interaction of Petawatt laser pulses with solid targets. *Physics of Plasmas*, *7*(5), 2076–2082. doi:10.1063/1.874030. eprint: https://doi.org/10.1063/1.874030

Hauke, C., Anton, G., Hellbach, K., Leghissa, M., Meinel, F. G., Mertelmeier, T., ... Ritschl, L. (2018). Enhanced reconstruction algorithm for moiré artifact suppression in Talbot–Lau x-ray imaging. *63*(13), 135018. doi:10.1088/1361-6560/aacb07

Hertel, I. V. & Schulz, C.-P. (2010). *Atome, Moleküle und optische Physik 2* (1. Aufl.). doi:https://doi.org/10.1007/978-3-642-11973-6. Springer, Berlin, Heidelberg.

Hertel, I. V. & Schulz, C.-P. (2017). *Atome, Moleküle und optische Physik 1*. doi:https://doi.org/10.1007/978-3-662-53104-4. Springer Spektrum, Berlin, Heidelberg.

Hügel, H. & Graf, T. (2009). *Laser in der Fertigung* (2. Aufl.). doi:https://doi.org/10.1007/978-3-8348-9570-7. Vieweg+Teubner.

Jakubowska, K. (2018). Short-Pulse Laser-Driven Strong Shock Waves. In K. Yamanouchi, P. Martin, M. Sentis, L. Ruxin & D. Normand (Hrsg.), *Progress in Ultrafast Intense Laser Science XIV* (S. 271–286). doi:10.1007/978-3-030-03786-4_15

Jakubowska, K., Batani, D., Feugeas, J.-F., Forestier-Colleoni, P., Hulin, S., Nicolaï, P., ... Malka, V. (2017). Generation of high pressures by short-pulse low-energy laser irradiation. *EPL (Europhysics Letters)*, *119*(3), 35001. doi:10.1209/0295-5075/119/35001

Jakubowska, K., Mancelli, D., Benocci, R., Trela, J., Errea, I., Martynenko, A. S., ... Batani, D. (2021). Reflecting laser-driven shocks in diamond in the megabar pressure range. *High Power Laser Science and Engineering*, *9*, e3. doi:10.1017/hpl.2020.38

Jarrott, L. C., Kemp, A. J., Divol, L., Mariscal, D., Westover, B., McGuffey, C., ... MacPhee, A. (2014). Kα and bremsstrahlung x-ray radiation backlighter sources from short pulse laser driven silver targets as a function of laser pre-pulse energy. *Physics of Plasmas*, *21*(3), 031211. doi:10.1063/1.4865230. eprint: https://doi.org/10.1063/1.4865230

Jeong, S. H., Greif, R. & Russo, R. E. (1998). Propagation of the shock wave generated from excimer laser heating of aluminum targets in comparison with ideal blast wave theory. *Applied Surface Science*, *127-129*, 1029–1034. doi:10.1016/S0169-4332(97)00785-X

Jeong, S. H., Greif, R. & Russo, R. E. (1999). Shock wave and material vapour plume propagation during excimer laser ablation of aluminium samples. *Journal of Physics D: Applied Physics*, *32*(19), 2578–2585. doi:10.1088/0022-3727/32/19/316

Kafri, O. (1980). Noncoherent method for mapping phase objects. *Opt. Lett. 5*(12), 555–557. doi:10.1364/OL.5.000555

Kafri, O. & Glatt, I. (1990). *The Physics of Moiré Metrology*. New York, United States: John Wiley and Sons Ltd.

Kelly, J. H., L. J. Waxer, V. Bagnoud, I. A. Begishev, J. Bromage, B. E. Kruschwitz, ... J. D. Zuegel. (2006). OMEGA EP: High-energy petawatt capability for the OMEGA laser facility. *J. Phys. IV France*, *133*, 75–80. doi:10.1051/jp4:2006133015

Key, M. H., Cable, M. D., Cowan, T. E., Estabrook, K. G., Hammel, B. A., Hatchett, S. P., ... Wilks, S. C. (1998). Hot electron production and heating by hot electrons in fast ignitor research. *Physics of Plasmas*, *5*(5), 1966–1972. doi:10.1063/1.872867. eprint: https://doi.org/10.1063/1.872867

Koch, J. A., Landen, O. L., Kozioziemski, B. J., Izumi, N., Dewald, E. L., Salmonson, J. D. & Hammel, B. A. (2009). Refraction-enhanced x-ray radiography for inertial confinement fusion and laser-produced plasma applications. *Journal of Applied Physics*, *105*(11), 113112. doi:10.1063/1.3133092. eprint: https://doi.org/10.1063/1.3133092

Kolanoski, H. & Wermes, N. (2016). *Teilchendetektoren* (1. Aufl.). doi:https://doi.org/10.1007/978-3-662-45350-6. Springer Spektrum, Berlin, Heidelberg.

Kozioziemski, B. J., Sater, J. D., Moody, J. D., Sanchez, J. J., London, R. A., Barty, A., ... Montgomery, D. S. (2005). X-ray imaging of cryogenic deuterium-tritium layers in a beryllium shell. *Journal of Applied Physics*, *98*(10), 103105. doi:10.1063/1.2133903. eprint: https://doi.org/10.1063/1.2133903

Krieger, H. (2019). *Grundlagen der Strahlungsphysik und des Strahlenschutzes* (6. Aufl.). doi:https://doi.org/10.1007/978-3-662-60584-4. Springer Spektrum, Berlin, Heidelberg.

Le Pape, S., Neumayer, P., Fortmann, C., Döppner, T., Davis, P., Kritcher, A., ... Glenzer, S. (2010). X-ray radiography and scattering diagnosis of dense shock-compressed matter. *Physics of Plasmas*, *17*(5), 056309. doi:10.1063/1.3377785. eprint: https://doi.org/10.1063/1.3377785

Lohmann, A. & Silva, D. (1971). An interferometer based on the Talbot effect. *Optics Communications*, *2*(9), 413–415. doi:10.1016/0030-4018(71)90055-1

Ludwig, V. (2020). *Development of image acquisition and alignment methods for X-ray dark-field and phase-contrast imaging* (Dissertation, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (FAU)). Verfügbar unter https://opus4.kobv.de/opus4-fau/files/14151/VeronikaLudwigDissertation.pdf, besucht am 19.12.2021.

Maddox, B. R., Park, H. S., Remington, B. A., Izumi, N., Chen, S., Chen, C., ... Ma, Q. (2011). High-energy x-ray backlighter spectrum measurements using calibrated image plates. *Review of Scientific Instruments*, *82*(2), 023111. doi:10.1063/1.3531979. eprint: https://doi.org/10.1063/1.3531979

Marshall, F. J., McKenty, P. W., Delettrez, J. A., Epstein, R., Knauer, J. P., Smalyuk, V. A., ... Mancini, R. C. (2009). Plasma-Density Determination from X-Ray Radiography of Laser-Driven Spherical Implosions. *Phys. Rev. Lett. 102*, 185004. doi:10.1103/PhysRevLett.102.185004

Mathworks. (2016a). *Image Processing Toolbox: Reference (R2016b).* Abgerufen am 15.06.2020 von https://de.mathworks.com/help/releases/R2016b/pdf_doc/images/images_ref.pdf. The MathWorks Inc. Natick, Massachusetts, USA.

Mathworks. (2016b). *Matlab: Function Reference (R2016b).* Abgerufen am 12.08.2020 von https://de.mathworks.com/help/releases/R2016b/pdf_doc/matlab/matlab_refbook.pdf. The MathWorks Inc. Natick, Massachusetts, USA.

Mathworks. (2016c). *Statistics and Machine Learning Toolbox: User's Guide (R2016b).* Abgerufen am 20.08.2020 von https://www.mathworks.com/help/releases/R2016b/pdf_doc/stats/stats.pdf. The MathWorks Inc. Natick, Massachusetts, USA.

Maywar, D. N., Kelly, J. H., Waxer, L. J., Morse, S. F. B., Begishev, I. A., Bromage, J., ... Zuegel, J. D. (2008). OMEGA EP high-energy petawatt laser: progress and prospects. *Journal of Physics: Conference Series*, *112*(3), 032007. doi:10.1088/1742-6596/112/3/032007

Meadowcroft, A. L., Bentley, C. D. & Stott, E. N. (2008). Evaluation of the sensitivity and fading characteristics of an image plate system for x-ray diagnostics. *Review of Scientific Instruments*, *79*(11), 113102. doi:10.1063/1.3013123. eprint: https://doi.org/10.1063/1.3013123

Michel, T., Rieger, J., Anton, G., Bayer, F., Beckmann, M. W., Durst, J., ... Zang, A. (2013). On a dark-field signal generated by micrometer-sized calcifications in phase-contrast mammography. *58*(8), 2713–2732. doi:10.1088/0031-9155/58/8/2713

Modregger, P., Pinzer, B. R., Thüring, T., Rutishauser, S., David, C. & Stampanoni, M. (2011). Sensitivity of X-ray grating interferometry. *Opt. Express*, *19*(19), 18324–18338. doi:10.1364/OE.19.018324

Mohr, J., Grund, T., Kunka, D., Kenntner, J., Leuthold, J., Meiser, J., ... Walter, M. (2012). High aspect ratio gratings for X-ray phase contrast imaging. *AIP Conference Proceedings*, *1466*(1), 41–50. doi:10.1063/1.4742267. eprint: https://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.4742267

Momose, A., Kawamoto, S., Koyama, I., Hamaishi, Y., Takai, K. & Suzuki, Y. (2003). Demonstration of X-Ray Talbot Interferometry. *Japanese Journal of Applied Physics*, *42*(Part 2, No. 7B), L866–L868. doi:10.1143/jjap.42.l866

Momose, A., Yashiro, W., Maikusa, H. & Takeda, Y. (2009). High-speed X-ray phase imaging and X-ray phase tomography with Talbot interferometer and white synchrotron radiation. *Opt. Express*, *17*(15), 12540–12545. doi:10.1364/OE.17.012540

Momose, A., Yashiro, W., Takeda, Y., Suzuki, Y. & Hattori, T. (2006). Phase Tomography by X-ray Talbot Interferometry for Biological Imaging. *45*(6A), 5254–5262. doi:10.1143/jjap.45.5254

Montgomery, D. S., Nobile, A. & Walsh, P. J. (2004). Characterization of National Ignition Facility cryogenic beryllium capsules using x-ray phase contrast imaging. *Review of Scientific Instruments*, *75*(10), 3986–3988. doi:10.1063/1.1790054. eprint: https://doi.org/10.1063/1.1790054

Mould, R. F. (1995). Röntgen and the discovery of X-rays. *The British Journal of Radiology*, *68*(815), 1145–1176. PMID: 8542220. doi:10.1259/0007-1285-68-815-1145. eprint: https://doi.org/10.1259/0007-1285-68-815-1145

Müller, M., Yaroshenko, A., Velroyen, A., Bech, M., Tapfer, A., Pauwels, B., ... Pfeiffer, F. (2015). Contrast-to-noise ratio optimization for a prototype phase-contrast computed tomography scanner. *Review of Scientific Instruments*, *86*(12), 123705. doi:10.1063/1.4938163. eprint: https://doi.org/10.1063/1.4938163

Nagler, B., Arnold, B., Bouchard, G., Boyce, R. F., Boyce, R. M., Callen, A., ... Lee, H. J. (2015). The Matter in Extreme Conditions instrument at the Linac Coherent Light Source. *J. Synchrotron Radiat. 22*(3), 520–525. doi:10.1107/S1600577515004865

Nishijima, Y. & Oster, G. (1964). Moiré Patterns: Their Application to Refractive Index and Refractive Index Gradient Measurements. *J. Opt. Soc. Am. 54*(1), 1–5. doi:10.1364/JOSA.54.000001

Nolting, W. (2013). *Grundkurs Theoretische Physik 3* (10. Aufl.). doi:https://doi.org/10.1007/978-3-642-37905-5. Springer Spektrum, Berlin, Heidelberg.

Paganin, D. (2006). *Coherent X-Ray Optics*. doi:https://doi.org/10.1093/acprof:oso/9780198567288.001.0001. Oxford University Press.

Park, H.-S., Chambers, D. M., Chung, H.-K., Clarke, R. J., Eagleton, R., Giraldez, E., ... Zhang, B. B. (2006). High-energy Kα radiography using high-intensity, short-pulse lasers. *Physics of Plasmas*, *13*(5), 056309. doi:10.1063/1.2178775. eprint: https://doi.org/10.1063/1.2178775

Park, H.-S., Maddox, B. R., Giraldez, E., Hatchett, S. P., Hudson, L. T., Izumi, N., ... Brambrink, E. (2008). High-resolution 17–75keV backlighters for high energy density experiments. *Physics of Plasmas*, *15*(7), 072705. doi:10.1063/1.2957918. eprint: https://doi.org/10.1063/1.2957918

Patterson, M. S. & Foster, F. S. (1983). The Improvement and Quantitative Assessment of B-Mode Images Produced by an Annular Array/Cone Hybrid. *Ultrasonic Imaging*, *5*(3), 195–213. PMID: 6356553. doi:10.1177/016173468300500301. eprint: https://doi.org/10.1177/016173468300500301

Pederson, C., Brown, B. & Morgan, N. (2016). The Sedov Blast Wave as a Radial Piston Verification Test. *Journal of Verification, Validation and Uncertainty Quantification*, *1*(3). 031001. doi:10.1115/1.4033652

Pelzer, G., Weber, T., Anton, G., Ballabriga, R., Bayer, F., Campbell, M., ... Michel, T. (2013). Grating-based x-ray phase-contrast imaging with a multi energy-channel photon-counting pixel detector. *Opt. Express*, *21*(22), 25677–25684. doi:10.1364/OE.21.025677

Pfeiffer, F., Bech, M., Bunk, O., Kraft, P., Eikenberry, E. F., Brönnimann, C., ... David, C. (2008). Hard-X-ray dark-field imaging using a grating interferometer. *Nature Materials*, *7*(2), 134–137. doi:10.1038/nmat2096

Pfeiffer, F., Weitkamp, T., Bunk, O. & David, C. (2006). Phase retrieval and differential phase-contrast imaging with low-brilliance X-ray sources. *Nature Physics*, *2*(4), 258–261. doi:10.1038/nphys265

Ping, Y., Landen, O. L., Hicks, D. G., Koch, J. A., Wallace, R., Sorce, C., ... Collins, G. W. (2011). Refraction-enhanced x-ray radiography for density profile measurements at CH/Be interface. *Journal of Instrumentation*, *6*(09), P09004–P09004. doi:10.1088/1748-0221/6/09/p09004

Porneala, C. & Willis, D. A. (2009). Time-resolved dynamics of nanosecond laser-induced phase explosion. *Journal of Physics D: Applied Physics*, *42*(15), 155503. doi:10.1088/0022-3727/42/15/155503

Punnoose, J., Xu, J., Sisniega, A., Zbijewski, W. & Siewerdsen, J. H. (2016). Technical Note: spektr 3.0—A computational tool for x-ray spectrum modeling and analysis. *Medical Physics*, *43*(8Part1), 4711–4717. doi:10.1118/1.4955438. eprint: https://aapm.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1118/1.4955438

Rae, W. J. (1965). *Nonsimilar Solutions for Impact-generated Shock Propagation in Solids* (Techn. Ber. Nr. NASA CR-54251, CAL Report AI-1821-A-2). Cornell Aeronautical Laboratory, Inc. of Cornell University. https://ntrs.nasa.gov/api/citations/19650012024/downloads/19650012024.pdf, besucht am 07.09.2021. Buffalo, New York, USA.

Rauch, T., Rieger, J., Pelzer, G., Horn, F., Erber, R., Wunderle, M., ... Anton, G. (2020). Discrimination analysis of breast calcifications using x-ray dark-field radiography. *Medical Physics*, *47*(4), 1813–1826. doi:10.1002/mp.14043. eprint: https://aapm.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/mp.14043

Remington, B. A. (2005). High energy density laboratory astrophysics. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, *47*(5A), A191–A203. doi:10.1088/0741-3335/47/5a/014

Remington, B. A., Drake, R. P., Takabe, H. & Arnett, D. (2000). A review of astrophysics experiments on intense lasers. *Physics of Plasmas*, *7*(5), 1641–1652. doi:10.1063/1.874046. eprint: https://doi.org/10.1063/1.874046

Ren, K., Xu, T., Zheng, J., Dong, J., Wei, M., Li, C., ... Jiang, S. (2017). Calibration of the linear response range of x-ray imaging plates and their reader based on image grayscale values. *Review of Scientific Instruments*, *88*(8), 083115. doi:10.1063/1.5000059. eprint: https://doi.org/10.1063/1.5000059

Ress, D., DaSilva, L. B., London, R. A., Trebes, J. E., Lerche, R. A. & Bradley, D. K. (1995). Novel x-ray imaging methods at the Nova laser facility (invited). *Review of Scientific Instruments*, *66*(1), 579–584. doi:10.1063/1.1146290. eprint: https://doi.org/10.1063/1.1146290

Ress, D., DaSilva, L. B., London, R. A., Trebes, J. E., Mrowka, S., Procassini, R. J., ... Lehr, D. E. (1994). Measurement of Laser-Plasma Electron Density with a Soft X-ray Laser Deflectometer. *Science*, *265*(5171), 514–517. doi:10.1126/science.265.5171.514. eprint: https://www.science.org/doi/pdf/10.1126/science.265.5171.514

Reutlinger, A., Hangleiter, D. & Hartmann, S. (2018). Understanding (with) Toy Models. *The British Journal for the Philosophy of Science*, *69*(4), 1069–1099. doi:10.1093/bjps/axx005. eprint: https://doi.org/10.1093/bjps/axx005

Revol, V., Kottler, C., Kaufmann, R., Straumann, U. & Urban, C. (2010). Noise analysis of grating-based x-ray differential phase contrast imaging. *Review of Scientific Instruments*, *81*(7), 073709. doi:10.1063/1.3465334

Revol, V., Plank, B., Kaufmann, R., Kastner, J., Kottler, C. & Neels, A. (2013). Laminate fibre structure characterisation of carbon fibre-reinforced polymers by X-ray scatter dark field imaging with a grating interferometer. *NDT & E International*, *58*, 64–71. doi:10.1016/j.ndteint.2013.04.012

Rice, J. A. (2007). *Mathematical statistics and data analysis* (3. Aufl.). Belmont, CA: Duxbury Press.

Ritter, A. (2015). *X-ray Talbot-Lau interferometry: Simulation and optimization* (Dissertation, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (FAU)).

Rodgers, G., Schulz, G., Deyhle, H., Marathe, S., Bikis, C., Weitkamp, T. & Müller, B. (2018). A quantitative correction for phase wrapping artifacts in hard X-ray grating interferometry. *Applied Physics Letters*, *113*(9), 093702. doi:10.1063/1.5045398. eprint: https://doi.org/10.1063/1.5045398

Röntgen, W. C. (1895). Ueber eine neue Art von Strahlen (Vorläufige Mittheilung). *Sitzungsberichte der physikalisch-medizinischen Gesellschaft zu Würzburg*, *9*, 132–141.

Ryutov, D., Drake, R. P., Kane, J., Liang, E., Remington, B. A. & Wood-Vasey, W. M. (1999). Similarity Criteria for the Laboratory Simulation of Supernova Hydrodynamics. *The Astrophysical Journal*, *518*(2), 821–832. doi:10.1086/307293

Santos, J. J., Vauzour, B., Touati, M., Gremillet, L., Feugeas, J.-L., Ceccotti, T., ... Batani, D. (2017). Isochoric heating and strong blast wave formation driven by fast

electrons in solid-density targets. *New Journal of Physics*, *19*, 103005. doi:10.1088/1367-2630/aa806b

Schreiner, S. (2020). *Design and characterization of a portable Talbot interferometer for imaging high energy density experiments* (Masterarbeit, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (FAU)).

Schreiner, S., Akstaller, B., Dietrich, L., Meyer, P., Neumayer, P., Schuster, M., ... Funk, S. (2021). Noise Reduction for Single-Shot Grating-Based Phase-Contrast Imaging at an X-ray Backlighter. *Journal of Imaging*, *7*(9). doi:10.3390/jimaging7090178

Schropp, A., Hoppe, R., Meier, V., Patommel, J., Seiboth, F., Ping, Y., ... Schroer, C. G. (2015). Imaging Shock Waves in Diamond with Both High Temporal and Spatial Resolution at an XFEL. *Scientific Reports*, *5*(1). doi:10.1038/srep11089

Schröter, T. J., Koch, F. J., Kunka, D., Meyer, P., Tietze, S., Engelhardt, S., ... Mohr, J. (2017). Large-area full field x-ray differential phase-contrast imaging using 2D tiled gratings. *Journal of Physics D: Applied Physics*, *50*(22), 225401. doi:10.1088/1361-6463/aa6e85

Schuster, M. (2016). *Design und Charakterisierung eines Talbot-Interferometers mit Mikrofokus-Röntgenröhre* (Masterarbeit, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (FAU)).

Schuster, M., Ludwig, V., Akstaller, B., Seifert, M., Wolf, A., Michel, T., ... Anton, G. (2019). A fast alignment method for grating-based X-ray phase-contrast imaging systems. *Journal of Instrumentation*, *14*(08), P08003. doi:10.1088/1748-0221/14/08/p08003

Sedov, L. I. (1946). Propagation of strong blast waves. *Prikl. Mat. Mekh*, *10*, 241–250.

Sedov, L. I. (1959). *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics* (M. Holt, Hrsg.). doi: https://doi.org/10.1016/C2013-0-08173-X. New York & London: Academic Press.

Seiboth, F., Fletcher, L. B., McGonegle, D., Anzellini, S., Dresselhaus-Cooper, L. E., Frost, M., ... McBride, E. E. (2018). Simultaneous 8.2 keV phase-contrast imaging and 24.6 keV X-ray diffraction from shock-compressed matter at the LCLS. *Applied Physics Letters*, *112*(22), 221907. doi:10.1063/1.5031907. eprint: https://doi.org/10.1063/1.5031907

Seifert, M. (2020). *X-ray phase-contrast and dark-field imaging in single-shot and scanning mode* (Dissertation, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (FAU)).

Seifert, M., Gallersdörfer, M., Horn, F., Ludwig, V., Schuster, M., Pelzer, G., ... Anton, G. (2017). Measurement and simulative proof concerning the visibility loss in x-ray Talbot-Lau Moiré imaging. *Journal of Instrumentation*, *12*(12), T12007. doi:10.1088/1748-0221/12/12/t12007

Seifert, M., Gallersdörfer, M., Ludwig, V., Schuster, M., Horn, F., Pelzer, G., ... Anton, G. (2018). Improved Reconstruction Technique for Moiré Imaging Using an X-Ray Phase-Contrast Talbot–Lau Interferometer. *Journal of Imaging*, *4*(5). doi:10.3390/jimaging4050062

Seifert, M., Weule, M., Cipiccia, S., Flenner, S., Hagemann, J., Ludwig, V., ... Akstaller, B. (2020). Evaluation of the Weighted Mean X-ray Energy for an Imaging System Via Propagation-Based Phase-Contrast Imaging. *Journal of Imaging*, *6*(7). doi:10.3390/jimaging6070063

Sharma, B. K. (1982). Evaluation of interchain heat capacity ratio and ultrasonic absorption in polymers from the lattice Gruneisen parameter. *Journal of Physics D: Applied Physics*, *15*(9), 1735–1740. doi:10.1088/0022-3727/15/9/018

Shlachter, J. S. (1982). *Behavior of a plasma in a high-density gas-embedded Z-pinch configuration* (Techn. Ber. Nr. LA-9333-T). Los Alamos National Lab. doi:10.2172/5183683

Sicius, H. (2021). *Handbuch der chemischen Elemente* (1. Aufl.). doi: https://doi.org/10.1007/978-3-662-55939-0. Springer Spektrum, Berlin, Heidelberg.

Snavely, R. A., Key, M. H., Hatchett, S. P., Cowan, T. E., Roth, M., Phillips, T. W., ... Campbell, E. M. (2000). Intense High-Energy Proton Beams from Petawatt-Laser Irradiation of Solids. *Phys. Rev. Lett. 85*, 2945–2948. doi:10.1103/PhysRevLett.85.2945

Solinger, A., Rappaport, S. & Buff, J. (1975). Isothermal blast wave model of supernova remnants. *The Astrophysical Journal*, *201*, 381–386. doi:10.1086/153896

Spaeth, M. L., Manes, K. R., Kalantar, D. H., Miller, P. E., Heebner, J. E., Bliss, E. S., ... Zacharias, R. (2016). Description of the NIF Laser. *Fusion Science and Technology*, *69*(1), 25–145. doi:10.13182/FST15-144

Stutman, D. & Finkenthal, M. (2011). Talbot-Lau x-ray interferometry for high energy density plasma diagnostic. *Review of Scientific Instruments*, *82*(11), 113508. doi:10.1063/1.3660808. eprint: https://doi.org/10.1063/1.3660808

Suleski, T. J. (1997). Generation of Lohmann images from binary-phase Talbot array illuminators. *Appl. Opt. 36*(20), 4686–4691. doi:10.1364/AO.36.004686

Swift, D. C., Kritcher, A. L., Hawreliak, J. A., Gaffney, J., Lazicki, A., MacPhee, A., ... Falcone, R. W. (2021). Simultaneous compression and opacity data from time-series radiography with a Lagrangian marker. *Review of Scientific Instruments*, *92*(6), 063514. doi:10.1063/5.0048842. eprint: https://doi.org/10.1063/5.0048842

Takeda, M., Ina, H. & Kobayashi, S. (1982). Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry. *J. Opt. Soc. Am. 72*(1), 156–160. doi:10.1364/JOSA.72.000156

Talbot, H. (1836). LXXVI. Facts relating to optical science. No. IV. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, *9*(56), 401–407. doi:10.1080/14786443608649032. eprint: https://doi.org/10.1080/14786443608649032

Taylor, G. I. (1950). The formation of a blast wave by a very intense explosion I. Theoretical discussion. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, *201*(1065), 159–174. doi:10.1098/rspa.1950.0049. eprint: https://royalsocietypublishing.org/doi/pdf/10.1098/rspa.1950.0049

Valdivia, M. P., Stutman, D. & Finkenthal, M. (2013). Talbot-Lau based Moiré deflectometry with non-coherent sources as potential High Energy Density plasma diagnostic. *Journal of Applied Physics*, *114*(16), 163302. doi:10.1063/1.4827186. eprint: https://doi.org/10.1063/1.4827186

Valdivia, M. P., Stutman, D. & Finkenthal, M. (2014). Moiré deflectometry using the Talbot-Lau interferometer as refraction diagnostic for High Energy Density plasmas at energies below 10 keV. *Review of Scientific Instruments*, *85*(7), 073702. doi:10.1063/1.4885467. eprint: https://doi.org/10.1063/1.4885467

Valdivia, M. P., Stutman, D. & Finkenthal, M. (2015). Single-shot Zeff dense plasma diagnostic through simultaneous refraction and attenuation measurements with a Talbot-Lau x-ray moiré deflectometer. *Appl. Opt. 54*(10), 2577–2583. doi:10.1364/AO.54.002577

Valdivia, M. P., Stutman, D., Stoeckl, C., Mileham, C., Begishev, I. A., Bromage, J. & Regan, S. P. (2018). Talbot-Lau x-ray deflectometry phase-retrieval methods for electron density diagnostics in high-energy density experiments. *Appl. Opt. 57*(2), 138–145. doi:10.1364/AO.57.000138

Valdivia, M. P., Stutman, D., Stoeckl, C., Mileham, C., Begishev, I. A., Theobald, W., … Veloso, F. (2016). Talbot-Lau x-ray deflectometer electron density diagnostic for laser and pulsed power high energy density plasma experiments (invited). *Review of Scientific Instruments*, *87*(11), 11D501. doi:10.1063/1.4959158. eprint: https://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.4959158

Valdivia, M. P., Stutman, D., Stoeckl, C., Theobald, W., Collins, G. W., Bouffetier, V., … Regan, S. P. (2021). Talbot-Lau x-ray deflectometer: Refraction-based HEDP imaging diagnostic. *Review of Scientific Instruments*, *92*(6), 065110. doi:10.1063/5.0043655. eprint: https://doi.org/10.1063/5.0043655

Valdivia, M. P., Stutman, D., Stoeckl, C., Theobald, W., Mileham, C., Begishev, I. A., … Regan, S. P. (2016). An x-ray backlit Talbot-Lau deflectometer for high-energy-density electron density diagnostics. *Review of Scientific Instruments*, *87*(2), 023505. doi:10.1063/1.4941441. eprint: https://doi.org/10.1063/1.4941441

Valdivia, M. P., Stutman, D., Stoeckl, C., Theobald, W., Mileham, C., Begishev, I., … Regan, S. (2020). Implementation of a Talbot–Lau x-ray deflectometer diagnostic

platform for the OMEGA EP laser. *Review of Scientific Instruments*, *91*(2), 023511. doi:10.1063/1.5123919. eprint: https://doi.org/10.1063/1.5123919

Valdivia, M. P., Veloso, F., Stutman, D., Stoeckl, C., Mileham, C., Begishev, I. A., ... Casner, A. (2018). X-ray backlighter requirements for refraction-based electron density diagnostics through Talbot-Lau deflectometry. *Review of Scientific Instruments*, *89*(10), 10G127. doi:10.1063/1.5039342. eprint: https://doi.org/10.1063/1.5039342

von Neumann, J. (1963). The Point Source Solution. In A. H. Taub (Hrsg.), *John von Neumann: Collected Works* (Bd. 6, S. 219–237). Elmsford, New York, USA: Pergamon Press.

Wagner, F., João, C. P., Fils, J., Gottschall, T., Hein, J., Körner, J., ... Bagnoud, V. (2014). Temporal contrast control at the PHELIX petawatt laser facility by means of tunable sub-picosecond optical parametric amplification. *Applied Physics B*, *116*(2), 429–435. doi:10.1007/s00340-013-5714-9

Wang, B., Zhong, S., Lee, T.-L., Fancey, K. S. & Mi, J. (2020). Non-destructive testing and evaluation of composite materials/structures: A state-of-the-art review. *Advances in Mechanical Engineering*, *12*(4), 1687814020913761. doi:10.1177/1687814020913761. eprint: https://doi.org/10.1177/1687814020913761

Waxer, L. J., Guardalben, M. J., Kelly, J. H., Kruschwitz, B. E., Qiao, J., Begishev, I. A., ... Zuegel, J. D. (2008). The OMEGA EP High-Energy, Short-Pulse Laser System. In *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies* (JThB1). Optical Society of America. Zugriff unter http://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=CLEO-2008-JThB1

Weber, T., Bartl, P., Bayer, F., Durst, J., Haas, W., Michel, T., ... Anton, G. (2011). Noise in x-ray grating-based phase-contrast imaging. *Medical Physics*, *38*(7), 4133–4140. doi:10.1118/1.3592935. eprint: https://aapm.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1118/1.3592935

Weber, T., Bayer, F., Haas, W., Pelzer, G., Rieger, J., Ritter, A., ... Anton, G. (2012). Energy-dependent visibility measurements, their simulation and optimisation of an X-ray Talbot-Lau Interferometer. *Journal of Instrumentation*, *7*(02), P02003–P02003. doi:10.1088/1748-0221/7/02/p02003

Weber, T., Pelzer, G., Bayer, F., Horn, F., Rieger, J., Ritter, A., ... Michel, T. (2013). Increasing the darkfield contrast-to-noise ratio using a deconvolution-based information retrieval algorithm in X-ray grating-based phase-contrast imaging. *Opt. Express*, *21*(15), 18011–18020. doi:10.1364/OE.21.018011

Weitkamp, T., Diaz, A., David, C., Pfeiffer, F., Stampanoni, M., Cloetens, P. & Ziegler, E. (2005). X-ray phase imaging with a grating interferometer. *Opt. Express*, *13*(16), 6296–6304. doi:10.1364/OPEX.13.006296

Welvaert, M. & Rosseel, Y. (2013). On the Definition of Signal-To-Noise Ratio and Contrast-To-Noise Ratio for fMRI Data. *PLOS ONE*, *8*(11), 1–10. doi:10.1371/journal.pone.0077089

Wen, H., Bennett, E. E., Hegedus, M. M. & Carroll, S. C. (2008). Spatial Harmonic Imaging of X-ray Scattering—Initial Results. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, *27*(8), 997–1002. doi:10.1109/TMI.2007.912393

Wen, H., Bennett, E. E., Hegedus, M. M. & Rapacchi, S. (2009). Fourier X-ray Scattering Radiography Yields Bone Structural Information. *Radiology*, *251*(3), 910–918. PMID: 19403849. doi:10.1148/radiol.2521081903. eprint: https://doi.org/10.1148/radiol.2521081903

Wilkins, S. W., Gureyev, T. E., Gao, D., Pogany, A. & Stevenson, A. W. (1996). Phase-contrast imaging using polychromatic hard X-rays. *Nature*, *384*(6607), 335–338. doi:10.1038/384335a0

Wilkins, S. W., Nesterets, Y. I., Gureyev, T. E., Mayo, S. C., Pogany, A. & Stevenson, A. W. (2014). On the evolution and relative merits of hard X-ray phase-contrast imaging methods. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, *372*(2010), 20130021. doi:10.1098/rsta.2013.0021. eprint: https://royalsocietypublishing.org/doi/pdf/10.1098/rsta.2013.0021

Wilks, S. C., Langdon, A. B., Cowan, T. E., Roth, M., Singh, M., Hatchett, S., ... Snavely, R. A. (2001). Energetic proton generation in ultra-intense laser–solid interactions. *Physics of Plasmas*, *8*(2), 542–549. doi:10.1063/1.1333697. eprint: https://doi.org/10.1063/1.1333697

Willer, K., Fingerle, A. A., Gromann, L. B., De Marco, F., Herzen, J., Achterhold, K., ... Noël, P. B. (2018). X-ray dark-field imaging of the human lung—A feasibility study on a deceased body. *PLOS ONE*, *13*(9), 1–12. doi:10.1371/journal.pone.0204565

Wolf, A. (o.D.). *Arbeitstitel: X-ray microscopy and phase imaging towards time-resolved applications in laboratory astrophysics*, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (FAU), Dissertation (in Vorbereitung).

Workman, J., Cobble, J., Flippo, K., Gautier, D. C., Montgomery, D. S. & Offermann, D. T. (2010). Phase-contrast imaging using ultrafast x-rays in laser-shocked materials. *Review of Scientific Instruments*, *81*(10), 10E520. doi:10.1063/1.3485109. eprint: https://doi.org/10.1063/1.3485109

Yan, A., Wu, X. & Liu, H. (2015). A general theory of interference fringes in x-ray phase grating imaging. *Medical Physics*, *42*(6Part1), 3036–3047. doi:10.1118/1.4921124. eprint: https://aapm.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1118/1.4921124

Yokozeki, S. & Suzuki, T. (1971). Shearing Interferometer Using the Grating as the Beam Splitter. *Appl. Opt. 10*(7), 1575–1580. doi:10.1364/AO.10.001575

Zang, A. (2013). *Über die Erkennbarkeit fein verteilten Mikrokalks in der interferometrischen Mammographie* (Masterarbeit, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (FAU)).

Zastrau, U., Appel, K., Baehtz, C., Baehr, O., Batchelor, L., Berghäuser, A., ... Tschentscher, T. (2021). The High Energy Density Scientific Instrument at the European XFEL. *Journal of Synchrotron Radiation*, *28*(5), 1393–1416. doi:10.1107/S1600577521007335

Zel'dovich, Y. B. & Raizer, Y. P. (2002). *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena* (W. D. Hayes & R. F. Probstein, Hrsg.). Mineola, New York, USA: Dover Publications, Inc.

Zentai, G. (2010). X-ray imaging for homeland security. *International Journal of Signal and Imaging Systems Engineering*, *3*(1), 13–20. doi:10.1504/IJSISE.2010.034628. eprint: https://www.inderscienceonline.com/doi/pdf/10.1504/IJSISE.2010.034628

Zhou, S.-A. & Brahme, A. (2008). Development of phase-contrast X-ray imaging techniques and potential medical applications. *Physica Medica*, *24*(3), 129–148. doi:10.1016/j.ejmp.2008.05.006

Zielbauer, B. (o.D.). Petawatt target area. https://www.gsi.de/en/work/research/appamml/plasma_physicsphelix/phelix/phelix_pw_target_area, besucht am 07.08.2021.

Zielbauer, B., Kuehl, T., Aurand, B., Bagnoud, V., Ecker, B., Eisenbarth, U., ... Spielmann, C. (2011). X-ray laser developments at PHELIX. In J. Lee, C. H. Nam & K. A. Janulewicz (Hrsg.), *X-Ray Lasers 2010* (S. 31–38). doi:10.1007/978-94-007-1186-0_4

Zyung, T., Kim, H., Postlewaite, J. C. & Dlott, D. D. (1989). Ultrafast imaging of 0.532-µm laser ablation of polymers: Time evolution of surface damage and blast wave generation. *Journal of Applied Physics*, *65*(12), 4548–4563. doi:10.1063/1.343252. eprint: https://doi.org/10.1063/1.343252

Abbildungsverzeichnis

1.1. Aus der XCOM-Datenbank (Berger et al., 2010) für Polymethylmethacrylat (PMMA) und Photonenenergien zwischen 10^0 keV und 10^8 keV erhaltene Massenschwächungskoeffizienten μ der Wechselwirkungsprozesse Rayleigh-Streuung (RS), Compton-Effekt (CE), Photoeffekt (PE) und Paarbildung (PB) sowie der daraus erhaltene gesamte Massenschwächungskoeffizient μ_{tot}. 8

1.2. Realteil-Dekrement δ und Imaginärteil β des Brechungsindex n für PMMA bei Röntgenstrahlung zwischen 10 keV und 46 keV. Entsprechende Werte wurden der von Chantler et al. (2005) konzipierten Datenbank entnommen. 11

1.3. Schematische Darstellung der nach Propagation einer ebenen Welle durch ein keilförmiges Medium mit Brechungsindex $n < 1$ entstandenen Reduktion der Amplitude ΔA und des Phasenschubs um den Winkel θ, relativ zu einer in x-Richtung verschobenen, identischen Welle, die im Vakuum propagiert. 12

2.1. Schematische Darstellung eines mit zwei Gittern konzipierten Talbot-Interferometers. Die Wellenfront W der von der Quelle Q emittierten Röntgenstrahlung wird durch das zu analysierende Objekt O beeinflusst. Dies schlägt sich auch in dem durch das Talbot-Gitter G1 hervorgerufenen Talbot-Muster I_T nieder. Da dieses vom Detektor nicht aufgelöst werden kann, wird ein Analysatorgitter G2 benötigt, mit dem das Talbot-Muster durch das Phasestepping-Verfahren beziehungsweise das hervorgerufene Moiré-Muster I_M, das vom Detektor D aufgelöst werden kann, analysierbar wird. 16

2.2. Schematische Darstellung der Erzeugung eines Moiré-Musters mit einem Talbot-Interferometer bei einem vergrößernden Aufbau, d.h. bei vorliegender Kegelstrahlgeometrie der von der Quelle Q emittierten Strahlung. Die Periode p_2 des im Talbot-Abstand positionierten Analysatorgitters G2, welches leicht, relativ zum Talbot-Gitter G1, um die z-Achse gedreht wurde, entspricht der Periode des Talbot-Musters in dieser Ebene. Aus der Überlagerung dieser beiden periodischen Strukturen entsteht das in der Ebene des Detektors abgebildete Moiré-Muster. Die Periode p_M der Moiré-Streifen ist ausreichend groß, um von den Detektorpixeln aufgelöst und damit analysiert werden zu können. α_1, α_2 und α_M bezeichnen die jeweilige Drehung von G1, G2 und des Moiré-Musters um die optische Achse, hier die z-Achse. 18

2.3. Ablaufdiagramm zur Fourier-Imaging-Methode und den daraus erhaltenen Bildmodalitäten der Referenz-Visibilität V_{ref} sowie der Transmission T, der differentiellen Phase $\Delta\varphi$ und des Dunkelfelds Σ eines Gummibärchens und eines geschichteten Holzwürfels, welche mit einem Holz- bzw. Metallspieß aufgespießt wurden; Erläuterungen im Text. 20

2.4. Schematische Darstellung des Einflusses einer lokalen Verschiebung der Wellenfront auf das Talbot-Muster. Die lokale Verschiebung der Wellenfront durch ein phasenschiebendes Objekt um den Winkel θ bzw. die Strecke Δz in Strahlrichtung und das dadurch erhaltene Talbot-Muster $I_{T,obj}$ sind mit durchgezogenen, violetten Linien dargestellt. Die Wellenfront und das entsprechende Talbot-Muster $I_{T,ref}$ einer Referenzaufnahme ohne Objekt sind mit gestrichelten Linien eingezeichnet. Es ergibt sich ein räumlicher Verschub s des sich im Talbot-Abstand d_T ausbildenden und im Sinne der Übersichtlichkeit räumlich davor eingezeichneten Talbot-Musters in x-Richtung. 24

5.1. 3D-Zeichnung des stabilen und transportablen Talbot-Interferometers. Das phasenschiebende Talbot-Gitter G1 (5) ist fest montiert. Das Absorptionsgitter G2 (4) ist auf einer Linearachse (1) montiert zur Variation des Abstands beider Gitter. Der Linearaktor (6) und die Kipp- und Drehplattform (3) ermöglichen die Rotation von G2 um die z- bzw. y-Achse. Eine abnehmbare und lichtdichte Box (2) stellt die Halterung und den Transport der Speicherfolien sicher. Abbildung aus Schuster et al. (2019). 37

5.2. **a)** Aufbau am Röntgen-Backlighter und der Mikrofokusröhre. Hierbei ist die kleine Fokusgröße für die auf dem Talbot-Effekt basierende Phasenkontrast-Röntgenbildgebung ausreichend. **b)** Aufbau an der Hochleistungsröhre. Ein Quellgitter G0 wurde hinzugefügt, um die nötige räumlich-partielle Kohärenz für das Auftreten des Talbot-Effekts zu erreichen. Adaptierte Abbildung aus Schuster et al. (2019). 38

5.3. Moiré-Muster, aufgenommen an der Hochleistungsröhre und der Mikrofokusröhre für verschiedene G1-G2-Abstände. Diese entsprechen der z-Position von G2, da die Position des fixierten G1 auf $z = 0\,mm$ festgesetzt wurde. Adaptierte Abbildung aus Schuster et al. (2019). 39

5.4. Moiré-Karten, erhalten durch die Aufnahme von Moiré-Mustern bei verschiedenen relativen Abständen und Winkeln zwischen G1 und G2. Die linke Karte wurde an der Hochleistungsröhre gemessen unter Verwendung eines Quellgitters G0. Die orangen mit A, B, C und D bezeichneten Boxen darin markieren die Bereiche von relativen Abständen und Winkeln für Moiré-Muster, die am PHELIX-Laser realisiert wurden. Die rechte Karte wurde an der Mikrofokusröhre ohne Quellgitter aufgenommen. Für beide Karten kennzeichnet die Abszisse die Abweichungen Δd in den Abständen beider Gitter vom Abstand d, für den beide Moiré-Streifenmuster die größte Periode aufweisen und fast verschwinden. Die Abweichungen $\Delta\alpha$ vom Winkel, für den dies der Fall ist, werden dementsprechend von der Ordinate markiert. Das Moiré-Muster mit der größten Periode wurde bei $\Delta\alpha = 0.00\,\text{mrad}$ und $\Delta\text{d} = 0.00\,\text{mm}$ zentriert. Adaptierte Abbildung aus Schuster et al. (2019). 41

5.5. Schematische Darstellung des Ausrichtungsprozesses am PHELIX-Laser. Zunächst erfolgte die Positionierung des Talbot-Interferometers an der Backlighter-Quelle (BL), wie in **a)** maßstabsgetreu dargestellt. Danach wurde das in **b)** gezeigte Moiré-Muster des ersten Schusses, wie in **c)** illustriert, verglichen mit dem entsprechenden Ausschnitt aus der Moiré-Karten-Nachschlagtabelle, aufgenommen an der Hochleistungsröhre (HLR), vgl. Abbildung 5.4. Für jeden Backlighter-Schuss werden zwei entsprechende Messungen an der Hochleistungsröhre gezeigt. Da die Messungen der Moiré-Karte für diskrete G1-G2-Abstände und -Winkel durchgeführt worden sind, können die Messungen am PHELIX-Laser dazwischen liegen. Das direkt vor dem Transport eingestellte Moiré-Muster wird von dem grün ausgefüllten Rechteck im Moiré-Karten-Raster repräsentiert. Die geschätzte Abweichung des ersten Schusses am PHELIX-Laser von diesem ist durch das orange ausgefüllte Rechteck markiert. Weitere Vergleiche für verschiedene, ausgewählte Positionen auf der Moiré-Karte sind in **d)** dargestellt. Adaptierte Abbildung aus Schuster et al. (2019). 43

6.1. **a)** Durch den Auslesescanner digitalisierte Aufnahmen eines Referenz-Moiré-Musters durch vier einzelne Speicherfolien, welche hintereinander gestapelt wurden. Die Reihenfolge der Speicherfolien entspricht dabei ihrer Positionierung in der lichtdichten Box, wobei Speicherfolie 1 der Strahlungsquelle am nächsten war. Jeweils unten links sind eine Büroklammer und ein darüber befindlicher Bleiklotz zu erkennen, welche außen an der Speicherfolien-Box angebracht wurden. Die rechteckigen roten Umrahmungen um die Speicherfolien markieren die aus einer groben, automatisierten Abschätzung erhaltenen Schnittkanten. **b)** Zugeschnittene und anhand der mit rotem „x“ markierten Stellen gematchte Speicherfolienaufnahmen. **c)** Summe der gematchten Speicherfolienaufnahmen. 46

6.2. Für verschiedene, ausgewählte Backlighter-Schüsse erhaltene Summen über jeweils vier hintereinander gestapelte und anschließend gematchte Speicherfolienaufnahmen. Die roten Rechtecke markieren dabei Bereiche von Interesse, die kein Objekt enthalten und somit für die Auswertung der Freifeld-Signaturen verwendet werden können. 48

6.3. **a)** Aufnahmen der vier hintereinander gestapelten Speicherfolien (IP1 bis IP4) des Backlighter-Schusses 20 mit einem Liniendiagramm des Intensitätsverlaufs in der blau markierten mittleren Zeile der Speicherfolie. **b)** Intensitätssignaturen mit Intensitätsverlauf der mittleren Zeile der gematchten und aufaddierten Aufnahmen der hintereinander gestapelten Speicherfolien, beginnend mit der Aufnahme der vordersten Folie IP1 gefolgt von der Summe aus IP1 und IP2 über die Summe aus den vordersten drei bis bis hin zur Summe über alle vier Speicherfolien. 49

6.4. Mittels Fourier-Imaging mit inklusivem Schnitt im Frequenzraum rekonstruierte Visibilitätskarten der für den Backlighter-Schuss 20 ausgewählten Freifeld-ROIs: **a)** der vier hintereinander gestapelten Speicherfolien (IP1-IP4) einzeln und **b)** nach deren Matching und sukzessivem Aufaddieren. Jeweils darunter befindlich die entsprechenden Häufigkeitsverteilungen der Visibilitätswerte jedes Pixels der ROI. 51

6.5. Schätzer $\overline{\mathrm{Vis}}$ für die Mittelwerte der rekonstruierten Visibilitätsverteilungen der jeweils einzelnen und nach dem Matching sukzessive aufaddierten Aufnahmen der hintereinander gestapelten Speicherfolien (IP1 bis IP4) der acht analysierten Backlighter-Schüsse mit gleich eingestelltem Moiré-Muster. Die Fehlerbalken repräsentieren dabei den Schätzer s_{Vis} der Standardabweichung der Visibilitätsverteilung. 53

6.6. **a)** Aus den Visibilitätsverteilungen der jeweils einzelnen und sukzessive aufaddierten Speicherfolienaufnahmen der acht untersuchten Schüsse mit gleich eingestellten Moiré-Muster erhaltene SNR-Werte. **b)** Aus den SNR-Werten von **a)** für die jeweils einzelnen und sukzessive aufaddierten Speicherfolienaufnahmen berechnete Mittelwerte mit Standardfehler. 54

6.7. Die gemäß des Toy-Modells der Moiré-Signaturen generierten sinusförmigen Streifenmuster, jeweils mit gleichem Kontrast von 10 % und unterschiedlichen mittleren Photonenanzahlen (Counts) von 75, 175, 1500, 4500 und 7500, bilden die erste Spalte der hier dargestellten Abbildungen. Daneben befindlich sind entsprechende Liniendiagramme der 250. Bildzeile. Die jeweils aus der gesamten Bildmatrix erhaltenen absoluten sowie mit dem Mittelwert normierten Intensitätsverteilungen der einzelnen Pixel sind der dritten bzw. vierten Spalte zu entnehmen. Die Mittelwerte und Standardabweichungen der absoluten Verteilungen sind als Überschrift der jeweiligen Histogramme in Einheiten von Counts gegeben, die der normierten Verteilungen entsprechend ohne Einheit. 56

6.8. Die gemäß des Toy-Modells der Moiré-Signaturen generierten sinusförmigen Streifenmuster, jeweils mit gleichem Kontrast von 10 % und unterschiedlichen mittleren Photonenanzahlen (Counts) von 75, 175, 1500, 4500 und 7500, bilden die erste Spalte der hier dargestellten Abbildungen. Daneben befindlich sind entsprechende Liniendiagramme der 250. Bildzeile. Die via Fourier-Imaging mit inklusivem Schnitt im Frequenzraum erhaltenen Visibilitätskarten sowie die dazugehörigen Visibilitätsverteilungen der einzelnen Pixel sind der dritten bzw. vierten Spalte zu entnehmen. Die Histogramme wurde in allen Visibilitätskarten aus der gleichen, mit einem roten Rechteck markierten ROI bestimmt, welche Rand-Artefakte links und rechts ausschließt. Diese ergeben sich aus der Rekonstruktion und sind vor allem in den unteren Visibilitätskarten mit hohen Photonenanzahlen als dunkle Streifen mit niedrigen Visibilitätswerten am linken und rechten Rand erkennbar. Die Schätzer der Mittelwerte und der Standardabweichungen sowie die daraus erhaltenen SNR-Werte der Verteilungen sind jeweils mit angegeben. 59

6.9. Schematische Darstellung der aus drei Schritten bestehenden Präparation der Rohaufnahmen für die Rekonstruktion via Fourier-Imaging. Im ersten Schritt wird zunächst die gleiche Ausrichtung der Rohaufnahmen durch den Matching-Algorithmus umgesetzt. Links sind die nach dem Matchen erhaltene Objektaufnahme (Schuss 16) und die Referenzaufnahme (Schuss 20) dargestellt. Das Matching kann beispielsweise über die darin exemplarisch jeweils mit einem orangen „x“ markierten Kontroll- bzw. Fixpunkte erfolgen. Anschließend werden eine für die Rekonstruktion verwendete ROI in der Objektaufnahme sowie deren Pendant in der Referenzaufnahme ausgewählt (rote Rechtecke). Im zweiten Schritt wird die zuvor ausgewählte Objekt-ROI mit einem Skalierungsfaktor (SkF) multipliziert, um deren registrierten Fluss dem der Referenz-ROI (rechts i. d. Mitte) anzugleichen. Zur Berechnung des SkF wird eine Freifeld-ROI (FFR) in der Objektaufnahme sowie deren Entsprechung in der Referenzaufnahme ausgewählt (blaue Rechtecke). Der SkF ergibt sich dann aus dem Verhältnis des Intensitätsmittelwerts über die Referenz-ROI $\bar{I}_{FFR,ref}$ zum Intensitätsmittelwert über die entsprechende FFR der Objektaufnahme $\bar{I}_{FFR,obj}$. Der dritte Schritt sieht das Anwenden eines Verschiebe-Algorithmus vor, aus dem eine horizontale sowie vertikale Verschiebung (grüne Pfeile) der Referenz-ROI hervorgeht. Für das aus der so verschobenen Referenz-ROI (rechts unten) und der skalierten Objekt-ROI (rechts oben) rekonstruierte differentielle Phasenbild ist das Rauschen minimiert. Dies hat eine Angleichung der Position der Moiré-Streifen zur Folge, wie man anhand der Lage der Moiré-Streifen relativ zu der violett gestrichelten Linie feststellen kann, welche als Positionsreferenz bei einer Speicherfolien-Breite von ungefähr 41 mm zwischen die drei rechts abgebildeten ROIs eingezeichnet wurde. 64

6.10. Für die differentielle Phasenkontrast-Bildgebung via Fourier-Imaging verwendete Objekt- und Referenzaufnahme, ausgewählt aus den Aufnahmen der Schüsse 16 bzw. 20. In der Objektaufnahme sind der geschichtete Holzwürfel (links) und ein Aluminiumquader (dunkles Rechteck rechts daneben) zu sehen, welche auf einen darunter befindlichen PMMA-Keil gestellt wurden. 68

6.11. Mittels Fourier-Imaging mit inklusivem Schnitt im Frequenzraum erhaltene Transmissionsbilder (rechts) für die vordere Speicherfolie in Strahlrichtung (1 IP) und die nach dem Matching aufaddierten Aufnahmen der vier hintereinander gestapelten Speicherfolien (4 IPs) für drei verschiedene Schiebefenster-Größen des verwendeten *movmean*-Algorithmus zur Glättung der Rohbilder: 1x1 (Bilder rechts oben und CNR in der Abbildung links, jeweils in rot gestrichelter Umrahmung), 5x5 (Bilder rechts in der Mitte und CNR in der Abbildung links, jeweils in grau-braun gestrichelter Umrahmung) und 15x15 (Bilder rechts unten und CNR in der Abbildung links, jeweils in lila gestrichelter Umrahmung). Mit den Transmissions-Werten der Pixel innerhalb der Freifeld-ROI (blaues Rechteck) und der Objekt-ROI (rotes Rechteck) im Aluminiumquader wurden für die jeweiligen Speicherfolienaufnahmen und verschiedene Schiebefenster-Größen die CNR-Werte berechnet (Abbildung links). 70

6.12. Mittels Fourier-Imaging mit inklusivem Schnitt im Frequenzraum erhaltene differentielle Phasenbilder (rechts) für die vordere Speicherfolie in Strahlrichtung (1 IP) und die nach dem Matching aufaddierten Aufnahmen der vier hintereinander gestapelten Speicherfolien (4 IPs) für drei verschiedene Schiebefenster-Größen des verwendeten *movmean*-Algorithmus zur Glättung der Rohbilder: 1x1 (Bilder rechts oben und CNR in der Abbildung links jeweils in rot gestrichelter Umrahmung), 5x5 (Bilder rechts in der Mitte und CNR in der Abbildung links jeweils in grau-braun gestrichelter Umrahmung) und 15x15 (Bilder rechts unten und CNR in der Abbildung links jeweils in lila gestrichelter Umrahmung). Mit den differentiellen Phasen-Werten der Pixel innerhalb der Freifeld-ROI (blaues Rechteck) und der Objekt-ROI (rotes Rechteck) im PMMA-Keil wurden für die jeweiligen Speicherfolienaufnahmen und verschiedene Schiebefenster-Größen die CNR-Werte berechnet (Abbildung links). 72

6.13. Mittels Fourier-Imaging mit inklusivem Schnitt im Frequenzraum erhaltene Dunkelfeldbilder (rechts) für die vordere Speicherfolie in Strahlrichtung (1 IP) und die nach dem Matching aufaddierten Aufnahmen der vier hintereinander gestapelten Speicherfolien (4 IPs) für drei verschiedene Schiebefenster-Größen des verwendeten *movmean*-Algorithmus zur Glättung der Rohbilder: 1x1 (Bilder rechts oben und CNR in der Abbildung links jeweils in rot gestrichelter Umrahmung), 5x5 (Bilder rechts in der Mitte und CNR in der Abbildung links jeweils in grau-braun gestrichelter Umrahmung) und 15x15 (Bilder rechts unten und CNR in der Abbildung links jeweils in lila gestrichelter Umrahmung). Mit den Dunkelfeld-Werten der Pixel innerhalb der Freifeld-ROI (blaues Rechteck) und der Objekt-ROI (rotes Rechteck) in einer Schicht des Holzwürfels wurden für die jeweiligen Speicherfolienaufnahmen und verschiedene Schiebefenster-Größen die CNR-Werte berechnet (Abbildung links). 74

6.14. Gemessene mittlere Intensitäten aller Schüsse für die in Abbildung 6.2 auf Seite 48 markierten Freifeld-ROIs **a)** gegenüber der Energie des Backlighter-Lasers und **b)** gegenüber der eingestellten Verzögerungszeit zwischen Backlighter-Laser und Treiber-Laser, welcher Schocks in Targets erzeugt, deren Untersuchung Gegenstand des Hauptexperiments war und von denen das im Rahmen dieser Arbeit analysierte parasitäre Experiment so gut es ging abgeschirmt wurde. 76

6.15. Stichproben-Mittelwerte der durch Fourier-Imaging mit inklusivem Schnitt im Frequenzraum erhaltenen Visibilitätsverteilungen, dargestellt gegenüber den entsprechenden Intensitätsmittelwerten der aufsummierten Speicherfolienaufnahmen. Die zugrundeliegenden ROIs mit gleichbleibenden Moiré-Muster (ab Schuss 10) sind in Abbildung 6.2 auf Seite 48 markiert. 77

8.1. Schematische Darstellung des Experiments in der PHELIX-Target-Kammer. Es fanden zwei Interferometer-Aufbauten Platz, in die verschiedene Gitter eingebracht werden konnten: Oberhalb der Aufbau mit dem manuell verstellbaren Achsen (Gitter-Setups M1-M3), darunter der Aufbau mit den motorisiert verstellbaren Achsen (Gitter-Setups A1-A2). Neben den Spezifikationen der Target-Kammer können der Grafik auch die bei der Strahlzeit eingestellten bzw. erreichten Bereiche der folgenden Laserparameter entnommen werden: Pulsdauern t_p bzw. t_{bl} und Energien E_p bzw. E_{bl} des Pumpstrahls bzw. Backlighter-Strahls sowie deren Zeitverzögerung Δt und Energiesumme E_{ges}. Zudem sind die jeweiligen Abstände der Targets (d(Q,T)), der beiden Gitter (d(Q,G1) bzw. d(Q,G2)) – eingestellt bei den Setups M2,M3 und A1,A2 – und der Speicherfolien (d(Q,D)) zur Backlighter-Quelle Q aufgeführt. Die Bildgebung geschockter Targets T kann mit dem motorisiert verstellbaren Aufbau erfolgen. Vor dem G1 des manuell verstellbaren Aufbaus befindet sich eine Objekt-Plattform O, auf der statische Testphantome angebracht werden können. 88

9.1. **a)** Mit dem Gitter-Setup A1 aufgenommene Freifeld-ROIs der vier hintereinander gestapelten Speicherfolien (IP1-IP4) bei Backlighter-Schuss 12 mit einem Liniendiagramm des Intensitätsverlaufs entlang der blau markierten Linie der ROI. **b)** Intensitätssignaturen mit Intensitätsverlauf entlang der blau markierten Linie der gematchten und sukzessive aufaddierten Aufnahmen der hintereinander gestapelten Speicherfolien. 94

9.2. Mittels Fourier-Imaging mit inklusivem Schnitt im Frequenzraum rekonstruierte Visibilitätskarten der für den Backlighter-Schuss 12 ausgewählten und mit dem Gitter-Setup A1 aufgenommenen Freifeld-ROIs: **a)** der vier hintereinander gestapelten Speicherfolien (IP1-IP4) einzeln und **b)** nach deren Matching und sukzessivem Aufaddieren. Jeweils darunter befindlich die entsprechenden Häufigkeitsverteilungen der Visibilitätswerte jedes Pixels der ROI. 95

9.3. **a)** Mit dem Gitter-Setup M1 aufgenommene Freifeld-ROIs der vier hintereinander gestapelten Speicherfolien (IP1-IP4) bei Backlighter-Schuss 7 mit einem Liniendiagramm des Intensitätsverlaufs entlang der blau markierten Linie der ROI. **b)** Intensitätssignaturen mit Intensitätsverlauf entlang der blau markierten Linie der gematchten und sukzessive aufaddierten Aufnahmen der hintereinander gestapelten Speicherfolien. 96

9.4. Vergleich der SNR-Werte, bestimmt aus den via Fourier-Imaging mit inklusivem Schnitt rekonstruierten Visibilitätsverteilungen der jeweils einzelnen und sukzessive aufaddierten Speicherfolienaufnahmen der beiden untersuchten Backlighter-Schüsse 7 und 12 der zweiten Strahlzeit, mit denen des im vorigen Teil analysierten Schusses 20 der ersten Strahlzeit P166. Die Aufnahmen erfolgten mit für unterschiedliche Energien designten Gitter-Setups: P166 für 40 keV, M1 für 25 keV sowie A1 für 11 keV. 97

9.5. Gemäß des in Abschnitt 6.2.3 ab Seite 56 vorgestellten Toy-Modells wurden sinusförmige Streifenmuster erzeugt und in der ersten Spalte dargestellt, jeweils mit gleichem Kontrast von 10 % und unterschiedlichen mittleren Photonenanzahlen (Counts) von 75, 175, 1500, 4500 und 7500. Daneben befindlich sind entsprechende Liniendiagramme der 250. Bildzeile. Die via Fourier-Imaging unter Anwendung eines exklusiven Schnitts im Fourierraum, welcher hohe Frequenzen nicht berücksichtigt, erhaltenen Visibilitätskarten sowie die dazugehörigen Visibilitätsverteilungen der einzelnen Pixel sind der dritten bzw. vierten Spalte zu entnehmen. Die Histogramme wurden in allen Visibilitätskarten aus der gleichen, mit einem roten Rechteck markierten ROI bestimmt, welche Rand-Artefakte links und rechts ausschließt. Diese ergeben sich aus der Rekonstruktion und sind als dunkle Streifen mit niedrigen Visibilitätswerten am linken und rechten Rand erkennbar. Die Schätzer der Mittelwerte und der Standardabweichungen sowie die daraus erhaltenen SNR-Werte der Verteilungen sind jeweils mit angegeben. 101

9.6. Mittels Fourier-Imaging mit exklusivem Schnitt im Frequenzraum rekonstruierte Visibilitätskarten der für den Backlighter-Schuss 20 der ersten Strahlzeit ausgewählten Freifeld-ROIs: **a)** der vier hintereinander gestapelten Speicherfolien (IP1-IP4) einzeln und **b)** nach deren Matching und sukzessivem Aufaddieren. Jeweils darunter befindlich die entsprechenden Häufigkeitsverteilungen der Visibilitätswerte jedes Pixels der ROI. 103

9.7. SNR-Werte, erhalten aus den via Fourier-Imaging mit exklusivem Schnitt rekonstruierten Visibilitätsverteilungen der jeweils einzelnen und sukzessive aufaddierten Speicherfolienaufnahmen der acht in Abschnitt 6.2.2 ab Seite 49 untersuchten Schüsse der ersten Strahlzeit mit gleich eingestelltem Moiré-Muster: **a)** Über die gleichen Freifeld-ROIs wie schon in Abbildung 6.2 auf Seite 48 und **b)** Über Freifeld-ROIs, welche so ausgewählt wurden, dass sie in ihrer Position in etwa mit der zuvor für Schuss 13 ausgewählten ROI übereinstimmen, vgl. Abbildung A.10 auf Seite 162 im Anhang. 104

9.8. Mittels Fourier-Imaging mit exklusivem Schnitt im Frequenzraum rekonstruierte Visibilitätskarten der für den Backlighter-Schuss 12 ausgewählten und mit dem Gitter-Setup A1 aufgenommenen Freifeld-ROIs: **a)** der vier hintereinander gestapelten Speicherfolien (IP1-IP4) einzeln und **b)** nach deren Matching und sukzessivem Aufaddieren. Jeweils darunter befindlich die entsprechenden Häufigkeitsverteilungen der Visibilitätswerte jedes Pixels der ROI. 106

9.9. Mittels Fourier-Imaging mit exklusivem Schnitt im Frequenzraum rekonstruierte Visibilitätskarten der für den Backlighter-Schuss 7 ausgewählten und mit dem Gitter-Setup M1 aufgenommenen Freifeld-ROIs: **a)** der vier hintereinander gestapelten Speicherfolien (IP1-IP4) einzeln und **b)** nach deren Matching und sukzessivem Aufaddieren. Jeweils darunter befindlich die entsprechenden Häufigkeitsverteilungen der Visibilitätswerte jedes Pixels der ROI. 108

9.10. Vergleich der SNR-Werte, bestimmt aus den via Fourier-Imaging mit exklusivem Schnitt rekonstruierten Visibilitätsverteilungen der jeweils einzelnen und sukzessive aufaddierten Speicherfolienaufnahmen der beiden untersuchten Backlighter-Schüsse 7 und 12 der zweiten Strahlzeit, mit den auf gleiche Weise erhaltenen SNR-Werten von Schuss 20 der ersten Strahlzeit P166. Bei letzteren wurden die SNR-Werte für zwei verschiedene ROIs aufgetragen: in blau markiert für die ursprünglich ausgewählte und in rot markiert für die neu ausgewählte, optimierte ROI, die einen abgeschatteten Bereich am rechten Rand der über die ursprüngliche ROI rekonstruierten Visibilitätskarten ausschließt. 110

9.11. Für die verschiedenen Gitter-Setups beider Strahlzeiten erhaltene Qualitätsparameter Q, aufgetragen gegenüber den zugrundeliegenden Signal-zu-Rausch-Werten aus den via Fourier-Imaging mit exklusivem Schnitt rekonstruierten Visibilitätsverteilungen über die Freifeld-ROIs der Aufnahmen zu den jeweiligen Backlighter-Schüssen. Die verschiedenen Gitter-Setups lassen sich anhand der geometrischen Form der Markierungen der jeweiligen Datenpunkte und die Q-Werte der beiden für das M2-Setup untersuchten ROIs anhand der Größe ihrer Markierungen unterscheiden. So kennzeichnen die größeren Rauten die aus den maximierten ROIs und die kleinen Rauten die aus den zentrierten ROIs erhaltenen Q-Werte. Die in der Legende den einzelnen Datenpunkten zugeordneten Tupel geben in ihrem ersten Eintrag jeweils die Schuss-Nummer, in ihrem zweiten die auf ganze Pixel gerundeten, mittleren Periodenlängen an. 115

9.12. Via Fourier-Imaging mit exklusivem Schnitt erhaltene Qualitätsparameter Q, ausgewählt und sortiert nach den jeweiligen Gitter-Setups und der mittleren Periodenlänge $\overline{\mathrm{PPP}}$ gleich eingestellter Moiré-Muster der zugrundeliegenden Freifeld-ROIs. Die $\overline{\mathrm{PPP}}$-Werte sind neben der Design-Energie als zweiter Eintrag der zuordnenden Tupel der x-Achse in Einheiten von Pixeln angegeben. Die verschiedenen Gitter-Setups lassen sich anhand der geometrischen Form der Markierungen der jeweiligen Datenpunkte und die Q-Werte der beiden für das M2-Setup untersuchten ROIs anhand der Größe ihrer Markierungen unterscheiden. So kennzeichnen die größeren Rauten die aus den maximierten ROIs und die kleinen Rauten die aus den zentrierten ROIs erhaltenen Q-Werte. Die in der Legende den einzelnen Datenpunkten zugeordneten Werte geben die jeweilige Schuss-Nummer an. 117

10.1. **a)** Objekt- und Referenzaufnahme (Schuss 41 & Schuss 44) nach erfolgter Präparation. Im oberen Bereich der Objektaufnahme befindet sich das Löcher-Phantom, unten links ein Tetraeder des Phasen-Siemenssterns, eingefasst von zwei einen rechten Winkel bildenden Balken des Rahmens des Phantoms. **b)** Intensitätsverläufe entlang der entsprechenden Markierungen in der Objekt- bzw. Referenzaufnahme. **c)** Via Fourier-Imaging mit inklusivem Schnitt erhaltenes Transmissionsbild, differentielles Phasenbild sowie Dunkelfeldbild mit Angabe ihrer Abmessungen in der Objektebene. 121

10.2. Nach Glättung der in Abbildung 10.1 vorgestellten Rohaufnahmen durch verschiedene Schiebefenster-Größen des *movmean*-Algorithmus via Fourier-Imaging mit inklusivem Schnitt rekonstruierte Transmissions- bzw. differentielle Phasenbilder (**a)** bzw. **c)**) sowie deren mit exklusivem Schnitt rekonstruierte Entsprechungen (**b)** bzw. **d)**). 124

10.3. CNR-Werte, bestimmt für folgende mit inklusivem bzw. exklusivem Schnitt erhaltenen Rekonstruktionen: **a)** Aus den in Abbildung 10.2 a) bzw. 10.2 b) markierten ROIs im Transmissionsbild und **b)** aus den in Abbildung 10.2 c) und 10.2 d) markierten ROIs im differentiellen Phasenbild, jeweils für unterschiedliche Schiebefenster-Größen der vorhergehenden Glättung der Rohaufnahmen durch den *movmean*-Algorithmus. 126

10.4. Fotografie eines PMMA-Targets nach Wechselwirkung mit dem Pumpstrahl des PHELIX-Lasers. Neben den Abmessungen des quaderförmigen PMMA-Stabes ist der aus der x-Richtung auf die zuvor mit Aluminium beschichtete Seite des Targets auftreffende Pumpstrahl mit seiner eingestellten Pulsdauer t_p und den für die folgenden Analysen erreichten Energien E_p schematisch dargestellt. Die Strahlrichtung für die Bildgebung des Schocks ist durch die z-Achse gekennzeichnet. 128

10.5. **a)** Ausgewählte ROIs der Rohaufnahmen der laser-induzierten Schocks in PMMA-Targets bei unterschiedlichen Verzögerungszeiten. **b)** bzw. **c)** Aus den Rohaufnahmen und einer entsprechenden Referenz-ROI (Schuss 28) via Fourier-Imaging mit inklusivem Schnitt rekonstruierte Transmissions- bzw. differentielle Phasenbilder. Die Rohaufnahmen wurden durch den *movmean*-Algorithmus mit einer Schiebefenster-Größe von 2×3 geglättet. Die Skalierung der x- bzw. y-Achsen ist in Detektorpixeln gegeben. Der magentafarbene Balken kennzeichnet 100 µm in der Objektebene. Die türkis gepunkteten, gebogenen Linien sollen den Grenzbereich zwischen Schock und ungeschocktem PMMA hervorheben. Für eine Detailanalyse wird im Weiteren der Verlauf entlang der violett-roten Linie und des Mittelwerts entlang der Zeilen zwischen den durchgezogenen, orangen Linien untersucht. 129

10.6. **a)–c)** Signalverläufe entlang der in den entsprechenden Roh-, Transmissions- und differentiellen Phasenbildern in Abbildung 10.5 eingezeichneten, gestrichelten, violett-roten Pixelzeilen (1 Px) sowie die Signalverläufe, welche aus der Mittelung über 30 zwischen den durchgezogenen, orangen Linien in Abbildung 10.5 befindlichen Pixelzeilen erhalten wurden (30 Px). Die Kennzeichnung der x-Achse ist in Einheiten von Detektorpixeln gegeben. Der magentafarbene Balken markiert eine Ausdehnung von 10 µm in der Objektebene. Die vertikalen, blauen Linien dienen der Positionsbestimmung der PMMA-Kante (jeweils links) sowie der Schockfront (jeweils rechts). 131

10.7. Aus den Transmissionsbildern bestimmte, zurückgelegte Distanzen d_s der Schockwelle, aufgetragen gegenüber der zur jeweiligen Aufnahme eingestellten Verzögerungszeit t_{vz} zwischen Treiber- und Backlighter-Laser. An diese Distanzen wurden zwei aus Gleichung 10.3 hervorgehende Dynamik-Modelle angepasst: Für $k = 0$ (Fit0) die Expansion einer TvNS-Blastwave und für $k = 1$ (Fit1) die Expansion einer Stoßwelle, die von einer kontinuierlichen Energiezufuhr getrieben wird. 135

10.8. Aus der zeitlichen Ableitung der gemäß Gleichung 10.3 angepassten Dynamik-Modelle für k = 0 und k = 1 erhaltene Geschwindigkeitsverläufe der Schockexpansion. Die eingezeichnete, konstante Geschwindigkeit von (11 ± 3) µm/ns ergibt sich aus der Anpassung einer Geraden an die drei Datenpunkte zwischen 1.0 ns und 5.8 ns in Abbildung 10.7 und dient zur Abschätzung einer Durchschnittsgeschwindigkeit in diesem Zeitrahmen. . 137

10.9. Freigesetzte (k=0) bzw. zugeführte (k=1) Stoßwellenenergien E für verschiedene β-Werte, bestimmt über die Gleichungen 10.6 und 10.2 aus den Anpassungen an die Dynamik, vgl. Abbildung 10.7. 139

A.1. Jeweils einzelne Freifeld-Aufnahmen der vier hintereinander gestapelten Speicherfolien (IP1 bis IP4) für die 16 aufgenommenen Backlighter-Schüsse. Die Wahl der jeweiligen Freifeld-ROIs kann Abbildung 6.2 auf Seite 48 entnommen werden. 153

A.2. Intensitätsverlauf der mittleren Zeile der in Abbildung A.1 dargestellten Freifeld-Aufnahmen für die 16 aufgenommenen Backlighter-Schüsse. . . . 154

A.3. Freifeld-Aufnahmen, erhalten nach sukzessivem Aufaddieren der gematchten Freifeld-Aufnahmen der einzelnen hintereinander gestapelten Speicherfolien (IP1 bis IP4) für die 16 aufgenommenen Backlighter-Schüsse, dargestellt in Abbildung A.1. 155

A.4. Intensitätsverlauf der mittleren Zeile der in Abbildung A.3 dargestellten Freifeld-Aufnahmen für die 16 aufgenommenen Backlighter-Schüsse. . . . 156

A.5. Mittels Fourier-Imaging mit inklusivem Schnitt im Frequenzraum rekonstruierte Visibilitätskarten der Freifeld-ROIs der vier hintereinander gestapelten Speicherfolien (IP1 bis IP4) für die acht ausgewählten Backlighter-Schüsse mit gleich eingestelltem Moiré-Muster. 157

A.6. Aus den Visibilitätskarten von Abbildung A.5 hervorgehende Häufigkeitsverteilungen der Visibilitätswerte aller Pixel der jeweiligen ROIs. 158

A.7. Mittels Fourier-Imaging mit inklusivem Schnitt rekonstruierte Visibilitätskarten der Freifeld-ROIs der sukzessive aufaddierten, hintereinander gestapelten Speicherfolien (IP1 bis IP4) für die acht ausgewählten Backlighter-Schüsse mit gleich eingestelltem Moiré-Muster. 159

A.8. Aus den Visibilitätskarten von Abbildung A.7 hervorgehende Häufigkeitsverteilungen der Visibilitätswerte aller Pixel der jeweiligen ROIs. 160

A.9. Aus den Freifeld-ROIs von Abbildung A.3 hervorgehende, normierte Häufigkeitsverteilungen der Intensitätswerte aller Pixel der jeweiligen ROIs. . 161

A.10. Für verschiedene, ausgewählte Backlighter-Schüsse der ersten Strahlzeit erhaltene Summen über jeweils vier hintereinander gestapelte und anschließend gematchte Speicherfolienaufnahmen. Die roten Rechtecke markieren dabei Freifeld-ROIs, die in ihrer Position in etwa der ROI von Schuss 13 entsprechen, welche bereits zuvor für die Untersuchungen der Freifeld-Aufnahmen der ersten Strahlzeit in Abschnitt 6.2 ausgewählt wurde, vgl. Abbildung 6.2 auf Seite 48. 162

A.11. Mittels Fourier-Imaging mit exklusivem Schnitt im Frequenzraum rekonstruierte Visibilitätskarten der für den Backlighter-Schuss 20 der ersten Strahlzeit neu ausgewählten Freifeld-ROIs, die die Abschattung zum rechten Rand hin ausschließt, vgl. Abbildung A.10: **a)** der vier hintereinander gestapelten Speicherfolien (IP1-IP4) einzeln und **b)** nach deren Matching und sukzessivem Aufaddieren. Jeweils darunter befindlich die entsprechenden Häufigkeitsverteilungen der Visibilitätswerte jedes Pixels der ROI. . . 162

A.12. Aus den in Abbildung 6.10 in Abschnitt 6.3 auf Seite 68 präsentierten Objekt- bzw- Referenz-ROIs der Schüsse 16 bzw. 20 via Fourier-Imaging mit exklusivem Schnitt im Frequenzraum rekonstruiertes Transmissions-, differentielles Phasen- und Dunkelfeldbild sowie die aus der Referenzaufnahme erhaltene Visibilitätskarte, ohne vorhergehende Glättung erhalten aus den sukzessive aufsummierten Aufnahmen der vier hintereinander gestapelten Speicherfolien. 163

B.1. Mit dem Gitter-Setup A1 gemachte Aufnahmen, sortiert nach der Abfolge der PHELIX-Schüsse. Es fehlen die Schüsse 17 und 18, da dabei keine Hintergrundbeleuchtung durch einen Backlighter erfolgte. Mit einem roten Rechteck sind die in Analysen einbezogenen Freifeld-ROIs markiert. . 164

B.2. Mit dem Gitter-Setup A2 gemachte Aufnahmen, sortiert nach der Abfolge der PHELIX-Schüsse. Mit einem roten Rechteck sind die in Analysen einbezogenen Freifeld-ROIs markiert. 165

B.3. Mit dem Gitter-Setup M1 gemachte Aufnahmen, sortiert nach der Abfolge der PHELIX-Schüsse. Mit einem roten Rechteck sind die in Analysen einbezogenen Freifeld-ROIs markiert. 165

B.4. Mit dem Gitter-Setup M2 gemachte Aufnahmen, sortiert nach der Abfolge der PHELIX-Schüsse. Es fehlen die Schüsse 17 und 18, da dabei keine Hintergrundbeleuchtung durch einen Backlighter erfolgte. Mit einem roten bzw. blauen Rechteck sind die in Analysen einbezogenen Freifeld-ROIs markiert. Dabei wurde bei der Auswahl der blauen ROIs auf eine möglichst große Fläche geachtet, bei der Auswahl der roten ROIs auf einen möglichst gut ausgeleuchteten, zentralen Bereich. 166

B.5. Mit dem Gitter-Setup M3 gemachte Aufnahmen, sortiert nach der Abfolge der PHELIX-Schüsse. Mit einem roten Rechteck sind die in Analysen einbezogenen Freifeld-ROIs markiert. 167

B.6. Mittels Fourier-Imaging mit inklusivem Schnitt im Frequenzraum rekonstruierte Visibilitätskarten der für den Backlighter-Schuss 7 ausgewählten und mit dem Gitter-Setup M1 aufgenommenen Freifeld-ROIs: **a)** der vier hintereinander gestapelten Speicherfolien (IP1-IP4) einzeln und **b)** nach deren Matching und sukzessivem Aufaddieren. Jeweils darunter befindlich die entsprechenden Häufigkeitsverteilungen der Visibilitätswerte jedes Pixels der ROI. 167

B.7. **a)** Absolutbetrag der Fourier-Transformierten des beim Toy-Modell generierten, sinusförmigen Streifenmusters mit einer mittleren Photonenanzahl von 75, vgl. Abbildung 6.7 auf Seite 56 bzw. Abbildung 9.5 auf Seite 101, jeweils oben links. In der unteren Bildhälfte mit eingezeichnet ist der bei logarithmierter y-Achse dargestellte Linienverlauf der mit dem blauen Pfeil markierten, mittleren Zeile. **b)**, **c)** Die aus **a)** jeweils mit exklusivem bzw. inklusivem Schnitt herausgefilterten Frequenzbereiche $\mathcal{F}_{0,\text{exklusiv}}$ bzw. $\mathcal{F}_{0,\text{inklusiv}}$ mit der nullten Ordnung. **d)**, **e)** Die aus **a)** jeweils mit exklusivem bzw. inklusivem Schnitt herausgefilterten Frequenzbereiche $\mathcal{F}_{1,\text{exklusiv}}$ bzw. $\mathcal{F}_{1,\text{inklusiv}}$ mit der rechten, ersten Ordnung. Jeweils in der unteren Bildhälfte mit eingezeichnet ist der bei logarithmierter y-Achse dargestellte Linienverlauf (orange) der mit einem orangen Pfeil markierten, mittleren Zeile sowie der ungefilterte Linienverlauf (blau) aus **a)**. 168

B.8. SNR-Werte, erhalten aus den via Fourier-Imaging mit exklusivem Schnitt im Frequenzraum rekonstruierten Visibilitätsverteilungen der jeweils einzelnen und sukzessive aufaddierten Speicherfolienaufnahmen weiterer ausgewählter Schüsse der zweiten Strahlzeit: **a)** aufgenommen mit Gitter-Setup A1 und **b)** aufgenommen mit dem Gitter-Setup M1. 169

B.9. Für die auf 11 keV designten Gitter-Setups erhaltene Standardabweichungen s_{Vis} der via Fourier-Imaging mit exklusivem Schnitt im Frequenzraum rekonstruierten Visibilitätsverteilungen, aufgetragen über die entsprechenden mittleren Intensitäten. Die hierfür zugrundeliegenden Freifeld-ROIs können den Abbildungen B.1, B.2, B.4 und B.5 auf den Seiten 164 bis 167 entnommen werden. Im Falle des Setups M2 wurden zwei ROIs ausgewählt, vgl. die blauen bzw. roten Rechtecke in Abbildung B.4 auf Seite 166 für eine möglichst große, maximierte ROI bzw. eine möglichst zentrale, optimierte ROI, welche hier anhand der Größe der Rauten unterschieden werden können. Die braune Kurve zeigt die Anpassung (englisch: *Fit*) eines erwarteten $(\mathrm{I})^{(-0.5)}$-Verlaufs. Die Tupel in der Legende geben die Nummer des jeweiligen Schusses sowie die mittlere Periodenlänge des eingestellten Moiré-Musters in Pixeln pro Periode (PPP) an. 170

B.10. **a)–c)** Mit Abbildung 10.6 auf Seite 131 konforme Signalverläufe der Rohbilder, der Transmissionsbilder sowie der differentiellen Phasenbilder. Die letzteren beiden wurden dabei aus der Fourier-Imaging-Rekonstruktion der identischen Rohaufnahmen mit exklusivem Schnitt im Frequenzraum erhalten. Die Kennzeichnung der x-Achse ist in Einheiten von Detektorpixeln gegeben. Der magentafarbene Balken markiert eine Ausdehnung von 10 µm in der Objektebene. Die vertikalen, blauen Linien dienen der Positionsbestimmung der PMMA-Kante sowie der Schockfront. 172

B.11. Aus den Transmissionsbildern bestimmte, zurückgelegte Distanzen d_s der Schockwelle, aufgetragen gegenüber der zur jeweiligen Aufnahme eingestellten Verzögerungszeit t_{vz} zwischen Treiber- und Backlighter-Laser. Fit0 und Fit1 und die daraus erhaltenen Parameter können Abbildung 10.7 auf Seite 135 entnommen werden. Mit Fit2 wurde zusätzlich neben der Amplitude g, der Exponent q als freier Anpassungsparameter gewählt. . . 172
B.12. Aus der zeitlichen Ableitung der gemäß Gleichung 10.3 auf Seite 135 angepassten Dynamik-Modelle für k=0 und k=1 erhaltene Geschwindigkeitsverläufe der Schockexpansion, vgl. Fit0 und Fit1 in Abbildung 10.7 auf Seite 135. Zudem ist der aus Fit2 mit dem Exponent als zusätzlichen freien Parameter, vgl. Abbildung B.11, erhaltene Geschwindigkeitsverlauf, mit abgebildet (rote, strichpunktierte Linie). Der hellgraue Fehlerbereich geht aus den aus der Anpassung in Abbildung B.11 erhaltenen Fehlern Δg und Δq der Anpassungsparameter g und q hervor. Der dunkelgraue Fehlerbereich ergibt sich aus reduzierten Fehlern Δg^* und Δq^*, welche man für skalierte Fehler der Distanzen d_s erhält, die zu einem reduzierten χ^2 von 1 für Fit2 in Abbildung B.11 führen würden. 173
B.13. **a) – b)** Für die beiden Fälle k=0 und k=1 von Dokuchaev, V. I. (2002) numerisch bestimmte β-Werte zu den γ-Werten 4/3, 7/5 und 5/3. Die orangen Kurven zeigen jeweils den Verlauf der in Gleichung 10.8 auf Seite 139 vorgestellten, analytischen Näherung gemäß Zel'dovich und Raizer (2002). Die grünen Kurven repräsentieren die Anpassung der analytischen Näherung nach Gleichung 10.9 auf Seite 140 mit den freien Anpassungsparametern o und u an die numerischen Werte aus Dokuchaev, V. I. (2002). 174
B.14. Nach Integration des in Abbildung 10.5 c) auf Seite 129 links für eine Verzögerungszeit von 1.0 ns (Schuss 31) dargestellten differentiellen Phasenbildes erhaltener Phasen-Verlauf entlang der entsprechenden Markierungen. Die dabei gewählte Darstellung entspricht der von Abbildung 10.6 auf Seite 131. 174

Tabellenverzeichnis

5.1. Spezifikationen der im portablen Talbot-Interferometer verwendeten Gitter. 36

5.2. Abstand von G1 zur Quelle Q und zu G2 sowie projektive Vergrößerung $M_{G1,G2}$ von G1 in die Ebene von G2. 37

8.1. Für die drei anvisierten Design-Energien berechnete und in Prozent angegebene Transmissionswerte der verwendeten Wafer-Höhen in Strahlrichtung. Die Schwächungskoeffizienten wurden Chantler et al. (2005) entnommen, wobei für Silizium (Si) eine Dichte von 2.32 g/cm^3 (Chantler et al., 2005), für Polyimid (PI) von 1.42 g/cm^3 („DuPont Kapton HN. Polyimide Film“, 2019) sowie für Graphit (GR) von 2.26 g/cm^3 (Sicius, 2021) angenommen wurde. 85

8.2. Spezifikationen der für die einzelnen Setups verwendeten Phasen- (G1) und Absorptionsgitter (G2). Für einen Vergleich mit den Setups **A1–A2** und **M1–M3** der zweiten Strahlzeit (P186) sind die Gitter des Setups der ersten Strahlzeit, **P166**, mit aufgeführt. Neben der Periode **p** der Gitter sind auch deren Abmessungen **GA** sowie die Höhe **WH** und das Material **WM** der Wafer angegeben. Aus den aufgelisteten Höhen der Gitterstege **SH** und deren Material **SM** wurde für die Phasengitter die Energie $\mathbf{E}_\pi$ der Röntgenstrahlung berechnet, bei der die Gitterstege einen π-Phasenschub aufprägen. Die Abkürzungen der Wafer- bzw. Stegmaterialien ergeben sich wie folgt: Silizium (Si), Polyimid (PI), Graphit (GR), Nickel (Ni) und Gold (Au). Anhand des Grautons der G2-Zeilen lässt sich erkennen, wenn dasselbe Absorptionsgitter erneut verwendet wurde. Die Spezifikationen ohne Fehlerangaben verstehen sich als Soll-Werte. Bei Angaben des Tastgrads **DC** und der Steghöhe **SH** mit einem Fehlerintervall lagen Messungen seitens des Gitter-Herstellers vor. 90

8.3. Zuordnung der Gitter-Setups zu den PHELIX-Schüssen der zweiten Strahlzeit. Die Gitter-Setups wurden, je nach verwendeter Gitter-Kombination, mit M1-M3 für den manuell verstellbaren bzw. mit A1-A2 für den motorisiert verstellbaren Aufbau bezeichnet. 91

10.1. Von Dokuchaev, V. I. (2002) numerisch bestimmte **(I)**, aus der analytischen Näherung in Gleichung 10.8 berechnete **(II)** und aus der Anpassung von Gleichung 10.9 an **(I)** erhaltene **(III)** β-Werte für verschiedene Wärmekapazitätsverhältnisse γ und die beiden betrachteten Fälle k = 0 und k = 1. 140

10.2. Freigesetzte (k = 0) bzw. zugeführte (k = 1) Stoßwellenenergien E, erhalten aus den bei den eingestellten Verzögerungszeiten t_{vz} zurückgelegten Distanzen $d_s(t_{vz})$ der einzelnen Schocks sowie aus den Anpassungen an die Dynamik (grau unterlegt) für die bei $\gamma_{\mathrm{PMMA}} = 1.07$ bestimmten und in Tabelle 10.1 aufgelisteten β-Werte. Bei den aus der Anpassung erhaltenen Energiewerten wurde zusätzlich das Verhältnis zur mittleren Energie $\overline{\mathrm{E_p}}$ des Treiber-Lasers über die drei beobachteten Verzögerungszeiten gebildet. 141

A.1. Für die mit dem Gitter-Setup der ersten Strahlzeit, P166, aufgenommenen, zur Freifeld-Analyse ausgewählten Schüsse innerhalb der in Abbildung A.10 auf Seite 162 neu ausgewählten ROIs bestimmte Periodenlängen des Moiré-Musters in Einheiten von Pixeln (PPP). 163

B.1. Für die mit dem Gitter-Setup M1 aufgenommenen, zur Freifeld-Analyse ausgewählten Schüsse innerhalb der in Abbildung B.3 auf Seite 165 rot markierten ROIs bestimmte Periodenlängen des Moiré-Musters in Einheiten von Pixeln (PPP). 166

B.2. Für die mit dem Gitter-Setup M2 aufgenommenen, zur Freifeld-Analyse ausgewählten Schüsse innerhalb der maximierten ROIs (blaue Rechtecke in Abbildung B.4 auf Seite 166) bestimmte Periodenlängen des Moiré-Musters in Einheiten von Pixeln (PPP). 166

B.3. Für die mit dem Gitter-Setup M2 aufgenommenen, zur Freifeld-Analyse ausgewählten Schüsse innerhalb der zentrierten ROIs (rote Rechtecke in Abbildung B.4 auf Seite 166) bestimmte Periodenlängen des Moiré-Musters in Einheiten von Pixeln (PPP). 169

B.4. Für die mit dem Gitter-Setup M3 aufgenommenen, zur Freifeld-Analyse ausgewählten Schüsse innerhalb der in Abbildung B.5 auf Seite 167 rot markierten ROIs bestimmte Periodenlängen des Moiré-Musters in Einheiten von Pixeln (PPP). 169

B.5. Für die mit dem Gitter-Setup A1 aufgenommenen, zur Freifeld-Analyse ausgewählten Schüsse innerhalb der in Abbildung B.1 auf Seite 164 rot markierten ROIs bestimmte Periodenlängen des Moiré-Musters in Einheiten von Pixeln (PPP). 171

B.6. Für die mit dem Gitter-Setup A2 aufgenommenen, zur Freifeld-Analyse ausgewählten Schüsse innerhalb der in Abbildung B.2 auf Seite 165 rot markierten ROIs bestimmte Periodenlängen des Moiré-Musters in Einheiten von Pixeln (PPP). 171

Abkürzungsverzeichnis

Das folgende Verzeichnis stellt eine Übersicht über die in dieser Dissertation am häufigsten verwendeten Abkürzungen dar.

CNR	contrast-to-noise ratio (deutsch: *Kontrast-zu-Rausch-Verhältnis*)
DPC	differential phase-contrast (deutsch: *differentieller Phasenkontrast*)
ECAP	Erlangen Centre for Astroparticle Physics
GSI	GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung
IP	Imaging Plate (deutsch: *Speicherfolie*)
o. B. d. A.	ohne Beschränkung der Allgemeinheit
obj	Objekt
PHELIX	**P**etawatt **H**och-**E**nergie **L**aser für Schwer**I**onene**X**perimente
PMMA	Polymethylmethacrylat
PPP	Pixel pro Periode
PSL	Intensitätseinheit (photostimulierte Lumineszens)
Q-Werte	Qualitätsparameter-Werte
ref	Referenz
ROI	region of interest
SNR	signal-to-noise ratio (deutsch: *Signal-zu-Rausch-Verhältnis*)
TvNS	Taylor-von Neumann-Sedov
Vis	Visibilität

Beiträge zu Publikationen und Konferenzen

Publikationen

Die folgende Liste an Publikationen, die einem Peer-Review-Verfahren unterzogen wurden und an denen der Verfasser dieser Dissertation mitgewirkt hat, kann auch online unter der mit ihm verknüpften ORCID-iD eingesehen werden: https://orcid.org/0000-0003-2223-0133

- Schreiner, S.; Akstaller, B.; Dietrich, L.; Meyer, P.; Neumayer, P.; **Schuster, M.**; Wolf, A.; Zielbauer, B.; Ludwig, V.; Michel, T.; Anton, G. and Funk, S. "Noise Reduction for Single-Shot Grating-Based Phase-Contrast Imaging at an X-ray Backlighter", J. Imaging, 2021, 7, 9, 178. DOI: 10.3390/jimaging7090178

- Akstaller, B.; Schreiner, S.; Hofmann, F.; Meyer, P.; Neumayer P.; **Schuster, M.**; Wolf, A.; Zielbauer, B.; Ludwig V.; Michel, T.; Anton, G. and Funk, S. "Single-shot grating-based phase-contrast imaging of a micrometer sample at a laser-driven x-ray backlighter source", J. Instrum., 2021, 16, 06, P06021. DOI: 10.1088/1748-0221/16/06/P06021

- Koddenberg, T.; Greving, I.; Hagemann, J.; Flenner, S.; Krause, A.; Laipple, D; Klein, K. C.; Schmitt, U.; **Schuster, M.**; Wolf, A.; Seifert, M.; Ludwig, V.; Funk, S.; Militz, H. and Nopens, M. "Three-dimensional imaging of xylem at cell wall level through near field nano holotomography", Sci Rep, 2021, 11, 1, 4574. DOI: 10.1038/s41598-021-83885-8

- Seifert, M.; Weule, M.; Cipiccia, S.; Flenner, S.; Hagemann, J.; Ludwig, V.; Michel, T.; Neumayer, P.; **Schuster, M.**; Wolf, A.; Anton, G.; Funk, S. and Akstaller, B. "Evaluation of the Weighted Mean X-ray Energy for an Imaging System Via Propagation-Based Phase-Contrast Imaging", J. Imaging, 2020, 6, 7, 63. DOI: 10.3390/jimaging6070063

- Wolf, A.; **Schuster, M.**; Ludwig, V.; Anton, G. and Funk, S. "Maximum likelihood reconstruction for grating-based X-ray microscopy", Opt. Express, 2020, 28, 13553–13568. DOI: 10.1364/OE.380940

- Ludwig, V.; Akstaller, B.; **Schuster, M.**; Seifert, M.; Wolf, A.; Michel, T. and Anton, G. "A phase-sampling method for an X-ray Talbot-Lau scanner with continuous grating movement", J. Instrum., 2020, 15, 01, P01010. DOI: 10.1088/1748-0221/15/01/p01010

- **Schuster, M.**; Ludwig, V.; Akstaller, B.; Seifert, M.; Wolf, A.; Michel, T.; Neumayer, P; Funk, S. and Anton, G. "A fast alignment method for grating-based X-ray phase-contrast imaging systems", J. Instrum., 2019, 14, 8, P08003. DOI: 10.1088/1748-0221/14/08/p08003

- Seifert, M.; Gallersdörfer, M.; Ludwig, V.; **Schuster, M.**; Horn, F.; Pelzer, G.; Rieger, J.; Michel, T. and Anton, G. "Improved Reconstruction Technique for Moiré Imaging Using an X-Ray Phase-Contrast Talbot–Lau Interferometer", J. Imaging, 2018, 4, 5, 62. DOI: 10.3390/jimaging4050062

- Seifert, M.; Gallersdörfer, M.; Horn, F.; Ludwig, V.; **Schuster, M.**; Pelzer, G.; Rieger, J.; Michel, T. and Anton, G. "Measurement and simulative proof concerning the visibility loss in x-ray Talbot-Lau Moiré imaging", J. Instrum., 2017, 12, 12, T12007. DOI:10.1088/1748-0221/12/12/T12007

- Seifert, M.; Hauke, C.; Horn, F.; Lachner, S.; Ludwig, V.; Pelzer, G.; Rieger, J.; **Schuster, M.**; Wandner, J.; Wolf, A.; Michel, T. and Anton, G. "Evaluation of a new reconstruction algorithm for x-ray phase-contrast imaging", Proc. SPIE 9783, Medical Imaging 2016: Physics of Medical Imaging, 2016, 97835M, 1488–1497. DOI: 10.1117/12.2216874

- Hauke, C.; Horn, F; Pelzer, G.; Rieger, J.; Lachner, S.; Ludwig, V.; Seifert, M.; **Schuster, M.**; Wandner, J.; Wolf, A.; Weber, T.; Michel, T. and Anton, G. "Construction and evaluation of a high-energy grating-based x-ray phase-contrast imaging setup", Proc. SPIE 9783, Medical Imaging 2016: Physics of Medical Imaging, 2016, 97835F, 1445–1451. DOI: 10.1117/12.2216879

- Horn, F.; Hauke, C.; Lachner, S.; Ludwig, V.; Pelzer, G.; Rieger J.; **Schuster, M.**; Seifert, M.; Wandner, J.; Wolf, A.; Michel, T. and Anton, G. "High-energy x-ray grating-based phase-contrast radiography of human anatomy", Proc. SPIE 9783, Medical Imaging 2016: Physics of Medical Imaging, 2016, 97830P, 182–187. DOI: 10.1117/12.2216893

Konferenzen

Mit den folgenden mündlichen Vorträgen beziehungsweise Poster-Präsentationen hat der Verfasser dieser Dissertation zu nationalen und internationalen Fachtagungen beigetragen:

- **M. Schuster**; B. Akstaller; V. Ludwig; S. Schreiner; A. Wolf; T. Michel; P. Neumayer; B. Zielbauer; P. Meyer; G. Anton and S. Funk. "X-ray gratings for phase-contrast imaging at an X-ray backlighter source", Poster, KNMF User Meeting 2020, Karlsruhe, Deutschland, März 2020

- **M. Schuster**; A. Wolf; V. Ludwig; B. Akstaller; M. Seifert; T. Michel; P. Neumayer; G. Anton and S. Funk. "Grating-based phase-contrast imaging for the field of laboratory astrophysics", Vortrag, X-ray and Neutron Phase Imaging with Gratings (XNPIG) 2019, Sendai, Japan, Oktober 2019

- **M. Schuster**; V. Ludwig; M. Seifert; M. Weule; A. Wolf; T. Michel; P. Neumayer; G. Anton and S. Funk. "X-ray phase-contrast imaging as a plasma diagnostics technique", Poster P 18.70, DPG Frühjahrstagung, München, Deutschland, März 2019

- **M. Schuster**; B. Akstaller; V. Ludwig; M. Seifert; A. Wolf; T. Michel; P. Meyer; G. Anton and S. Funk. "X-ray phase gratings for single-shot phase-contrast imaging on the submicron scale", Poster, KNMF User Meeting 2019, Karlsruhe, Deutschland, Februar 2019

- **M. Schuster**; M. Seifert; A. Wolf; T. Michel; G. Anton and S. Funk. "Quantitative single-shot phase-contrast radiography at synchrotrons: A comparison between propagation-based and grating-based imaging on the basis of simulated data", Vortrag ST 5.3, DPG Frühjahrstagung, Würzburg, Deutschland, März 2018

- **M. Schuster**; M. Seifert; A. Wolf; T. Michel; A. Schropp; G. Anton and S. Funk. "Quantitative single-shot phase-contrast radiography at synchrotrons: A comparison between propagation-based and grating-based imaging at high spatial and temporal resolutions on the basis of simulated data", Poster, International Symposium On Biomedical Application of X-ray Phase Contrast Imaing (IMXP), Garmisch-Partenkirchen, Deutschland, Januar 2018

- **M. Schuster**; M. Gallersdörfer; V. Ludwig; J. Rieger; M. Seifert; A. Wolf; G. Pelzer; T. Michel; G. Anton and S. Funk. "High resolution phase contrast radiography: A comparison between propagation-based and grating-based imaging", Poster ST 7.6, DPG Frühjahrstagung, Münster, Deutschland, März 2017

- **M. Schuster**; V. Ludwig; J. Rieger; M. Seifert; A. Wolf; G. Pelzer; T. Michel; G. Anton and S. Funk. "Pre-Studies towards phase-contrast imaging in the field of laboratory astroparticle physics", Poster MI 7.5, DPG Frühjahrstagung, Dresden, Deutschland, März 2017

Liste bewilligter Strahlzeit- und Fördermittel-Anträge

Bewilligte Strahlzeit-Anträge

Die folgende Liste stellt die bewilligten Strahlzeit-Anträge, die unter federführender Beteiligung des Verfassers dieser Dissertation während seiner Promotionszeit gestellt wurden, in chronologischer Reihenfolge zusammen.

1. Antrag auf Strahlzeit an der Diamond Light Source (DLS), Didcot OX11 0DE, Vereinigtes Königreich

    - **Antragstitel:** Single-shot grating-based X-ray Fourier imaging at high magnification for complex nanostructured objects
    - **Referenznummer:** 18540
    - **Eingereicht am:** 29.09.2017
    - **Principle Investigator:** Prof. Dr. Stefan Funk, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
    - **Alternate Contacts:** M.Sc. Max Schuster, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Prof. Dr. Gisela Anton, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
    - **Co-Investigators:** M.Sc. Maria Seifert, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, PD Dr. Thilo Michel, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, M.Sc. Andreas Wolf, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Dr. Andreas Schropp, SLAC National Accelerator Laboratory
    - **Antragstyp:** Standard
    - **Beantragte Beamline:** I13-1
    - **Beantragte Schichten:** 15[1]

[1] Eine Schicht an der DLS entspricht 8 h und damit dem Drittel eines Strahlzeit-Tages.

- **Bewilligte Schichten:** 15
- **Bewilligt am:** 14.12.2017
- **Zuteilungszeitraum:** Allocation period AP23 von April 2018 bis Oktober 2018

2. Antrag auf Strahlzeit am PETRA-III Synchrotron des Deutschen Elektronen-Synchrotrons DESY, 22607 Hamburg, Deutschland

   - **Antragstitel:** Investigation of distribution and structure of water induced plant cell wall pores by Fourier imaging
   - **Referenznummer:** I-20180109
   - **Eingereicht am:** 01.03.2018
   - **Leader:** Prof. Dr. Andreas Krause, Thuenen-Inistitut, Hamburg
   - **Principle Investigator:** M.Sc. Max Schuster, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
   - **Co-Proposers:** Dr. Andreas Schropp, Deutsches Elektronen-Synchrotron, Dr. Imke Greving, Helmholtz-Zentrum Geesthacht HZG, M.Sc. Andreas Wolf, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Prof. Dr. Stefan Funk, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Prof. Dr. Gisela Anton, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, M.Sc. Maria Seifert, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, PD Dr. Thilo Michel, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Dr. Martin Nopens, Universität Hamburg
   - **Antragstyp:** Regulär
   - **Beantragte Beamline:** P05: Nanotomgraphy (EH1)
   - **Beantragte Schichten:** 15[2]
   - **Bewilligte Schichten:** 14.75
   - **Bewilligt am:** 04.06.2018
   - **Zuteilungszeitraum:** September 2018 bis Dezember 2018

[2]Eine Schicht an PETRA-III entspricht 8 h und damit dem Drittel eines Strahlzeit-Tages.

3. Antrag auf Strahlzeit PHELIX-Laser des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung GmbH, 64291 Darmstadt, Deutschland

   - **Antragstitel:** Single-shot grating-based X-ray phase-contrast imaging as diagnostics in High-Energy-Density science experiments
   - **Referenznummer:** P186
   - **Eingereicht am:** 16.07.2018
   - **Principle investigator:** Prof. Dr. Gisela Anton, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
   - **Sprecher:** M.Sc. Max Schuster, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
   - **Co-Proposers:** M.Sc. Andreas Wolf, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, M.Sc. Maria Seifert, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, M.Sc. Veronika Ludwig, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg PD Dr. Thilo Michel, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, PD Dr. Paul Neumayer, GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung GmbH, Prof. Dr. Stefan Funk, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg,
   - **Antragstyp:** Neu
   - **Beantragte Beamline:** PHELIX, Laser Bay
   - **Beantragte Schichten:** 20[3]
   - **Bewilligte Schichten:** 20
   - **Bewilligt am:** 23.10.2018
   - **Zuteilungszeitraum:** April 2019 bis März 2020

[3] Eine Schicht am PHELIX-Laser entspricht 4 h und damit der Hälfte eines Strahlzeit-Tages.

Bewilligter Fördermittel-Antrag

Folgender von der Arbeitsgruppe für Laborastrophysik und Phasenkontrast-Röntgenbildgebung des Erlangen Centre for Astroparticle Physics (ECAP) unter der wissenschaftlichen Leitung von Prof. Dr. Stefan Funk und Prof. Dr. Gisela Anton in Zusammenarbeit mit Dr. Paul Neumayer von der GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH bei der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) eingereichter und von dieser bewilligter Projektantrag wurde unter maßgeblicher Beteiligung des Verfassers dieser Dissertation erstellt:

- **Projekttitel:** Einzelschuss Röntgen-Phasenkontrast Abbildung von dichten Plasmen
- **Antragssteller:**

  Prof. Dr. Stefan Funk, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Erlangen Centre for Astroparticle Physics (ECAP),

  Dr. Paul Neumayer, GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH
- **Mitverantwortlich:**

  Prof. Dr. Gisela Anton, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Erlangen Centre for Astroparticle Physics (ECAP)
- **Fachliche Zuordnung:** Optik, Quantenoptik, Physik der Atome, Moleküle und Plasmen
- **Förderung seit:** Ende 2020
- **Projektkennung:**

  Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) - Projektnummer 452935060
- **DFG-Verfahren:** Sachbeihilfen
- **Projektbeschreibung:**

  Die Untersuchung laser-getriebener Schock-Phänomene ist ein hochaktuelles Forschungsfeld auf dem Gebiet der Materie bei extremen Bedingungen. In dem beantragten Projekt werden wir verschiedene mit solchen Schockwellen zusammenhängende Phänomene untersuchen, wie etwa die Wechselwirkung von laser-erzeugten Druckwellen mit einem stationären, kompakten Objekt, die Schock-Kompression bei geringer Entropiezunahme mittels reflektierender Schockwellen, die Strahlungsvorwärmung in Laserschock-Experimenten sowie die schnelle Strahlungsheizung zur Erzeugung von Materiezuständen hoher Dichte. Während mit optischem Licht nur die Oberflächen dichter Plasmen untersucht werden können, ist es mit Röntgenstrahlung möglich, die Dichteverteilung innerhalb dieser Plasmen abzubilden. Im Falle geringer Dichtevariationen erlaubt die Röntgenabbildung mittels Phasenkontrast einen

höheren Bildkontrast als die üblicherweise verwendete Abbildung durch Absorptionskontrast. In diesem Projekt werden wir gitterbasierte Methoden zur Phasenkontrast-Röntgenbildgebung für die Untersuchung der oben beschriebenen Schock-Phänomene einsetzen, welche mit dem Hochenergie-Laser PHELIX der GSI erzeugt werden. Besondere Herausforderungen stellen dabei die Justage und Stabilität des Abbildungssystems, die Optimierung der Talbot-Parameter für die Moiré-Bildgebung und die Bildanalyse dar. Durch Kombination von hydrodynamischen Simulationen und Röntgenpropagationsrechnungen werden die zu erwartenden Bildsignaturen berechnet, was den direkten Vergleich mit den experimentell erhaltenen Phasenkontrastbildern ermöglicht.

Die hier aufgeführten Angaben zum bewilligten DFG-Projektantrag sowie künftige aus dem Projekt hervorgehende Ergebnisse und Publikationen können online in der Datenbank *GEPRIS*, welche zweisprachig (deutsch/englisch) über geförderte Projekte der DFG informiert, beispielsweise nach Suche mit der o.g. Projektnummer bzw. direkt unter der zum Zeitpunkt der Einreichung dieser Dissertation gültigen URL eingesehen werden: https://gepris.dfg.de/gepris/projekt/452935060

Eigenanteil an Publikationen

Ausführungsbestimmungen

Gemäß §4 Absatz 5 Satz 1 der Ausführungsbestimmungen für Promotionen am Department Physik, welche die Rahmenpromotionsordnung der FAU und die Fakultätspromotionsordnung der Naturwissenschaftlichen Fakultät ergänzen, am 05.06.2019 beschlossen und durch die Regelungen zu Eigenzitaten am 06.05.2020 erweitert wurden, gilt es, bei Anwendung von §4 Absatz 4 den Eigenanteil an den zitierten Publikationen darzulegen. §4 Absatz 4 fand in dieser Dissertation Anwendung, da ein Eigenzitat (§4 Absatz 1) vorliegt, das aus längeren Textpassagen aus einer bereits erschienenen Publikation entstand, welche ins Deutsche übersetzt wurden. Dies ist für die Ausführungen im Abschnitt 4.2 und Kapitel 5 der Fall, eingangs derer auf Seite 34 dieser Dissertation auf den Ursprung der übernommenen Textpassagen aus Schuster et al. (2019) explizit und in räumlicher Nähe hingewiesen wurde. Infolgedessen kann gemäß §4 Absatz 3 auf die Verpflichtung zur Kenntlichmachung des Eigenzitats nach §4 Absatz 2 verzichtet werden, was auch erfolgte.

Darlegung des Eigenanteils

§4 Absatz 5 Satz 1 entsprechend erfolgt nun die Darlegung des Eigenanteils an Schuster et al. (2019). Der Artikel wurde unter dem Titel "A fast alignment method for grating-based X-ray phase-contrast imaging systems" von Max Schuster, Veronika Ludwig, Bernhard Akstaller, Maria Seifert, Andreas Wolf, Thilo Michel, Paul Neumayer, Stefan Funk und Gisela Anton im *Journal of Instrumentation*, Band 14, Nummer 8 in 2019 (DOI: https://doi.org/10.1088/1748-0221/14/08/P08003) publiziert.

Erst- und ZweitautorIn trugen in vergleichbarem Umfang bei. Hier die Beiträge im Detail:

Beiträge des Erstautors (Max Schuster):

- Konzept der Publikation
- Konzeption und Entwurf des Aufbaus
- Unterstützung beim Konzipieren und Durchführen der Experimente im Heimlabor
- Analyse der Daten und Präparation der Moiré-Karte
- Anwendung der Ausrichtungsmethode am PHELIX-Laser, GSI
- Konzipieren und Durchführen der Experimente am PHELIX, GSI
- Diskussion der Methoden und Ergebnisse

- Erstellung der Abbildung 1 und Abbildung 2
- Schreiben der Publikation

Beiträge der Zweitautorin (Veronika Ludwig):

- Idee der Moiré-Karte als Grundlage der Ausrichtungsmethode
- Konzept der Publikation
- Unterstützung bei der Konzeption und Entwurf des Aufbaus
- Konzipieren und Durchführen der Experimente im Heimlabor
- Analyse der Daten und Präparation der Moiré-Karte
- Anwendung der Ausrichtungsmethode am PHELIX-Laser, GSI
- Konzipieren und Durchführen der Experimente am PHELIX, GSI
- Diskussion der Methoden und Ergebnisse
- Erstellung der Abbildung 3, Abbildung 4 und Abbildung 5
- Unterstützung beim Schreiben der Publikation

Beiträge der Co-Autoren:

- Unterstützung bei der Konzeption und Entwurf des Aufbaus
- Konzipieren und Durchführen der Experimente am PHELIX, GSI
- Diskussion der Methoden und Ergebnisse
- Unterstützung beim Schreiben der Publikation

Die o.g. Darlegung der jeweiligen Beiträge – und somit auch des Eigenanteils des Verfassers dieser Dissertation – sowie das Einverständnis zur Verwendung in dieser Dissertation wurde §4 Absatz 5 Satz 2 zufolge durch alle o.g. Koautorinnen und Koautoren schriftlich bestätigt. Entsprechende Erklärungen wurden dem Promotionsbüro der FAU ausgehändigt.

Gemäß §4 Absatz 6 Satz 1 gilt es zudem, den Ursprung von Abbildungen aus eigenen Veröffentlichungen in geeigneter Form für jede einzelne Abbildung anzugeben. Dies erfolgte nach §4 Absatz 6 Satz 2 jeweils in der Bildunterschrift der betreffenden Abbildungen 5.1, 5.2, 5.3, 5.4 und 5.5 sowie bei deren Aufführung im Abbildungsverzeichnis ab Seite 192.

Aufführung der Publikationen

Im Folgenden ist das akzeptierte Manuskript des Artikels Schuster et al. (2019), der zur Veröffentlichungen im Journal of Instrumentation angenommen wurde und für den gemäß obiger Ausführungen Eigenzitate vorliegen, angefügt. Weder SISSA Medialab Srl noch IOP Publishing Ltd ist verantwortlich für Fehler oder Auslassungen in dieser Version des Manuskripts oder einer daraus abgeleiteten Version. Die endgültig veröffentlichte Version, einschließlich aller Korrekturen oder Verbesserungen nach der Veröffentlichung sowie aller weiteren Änderungen, die von IOP und/oder seinen Lizenzgebern vorgenommen wurden, ist online unter https://doi.org/10.1088/1748-0221/14/08/P08003 verfügbar.

This is the Accepted Manuscript version of an article accepted for publication in Journal of Instrumentation. Neither SISSA Medialab Srl nor IOP Publishing Ltd is responsible for any errors or omissions in this version of the manuscript or any version derived from it. The Version of Record is available online at https://doi.org/10.1088/1748-0221/14/08/P08003.

Prepared for submission to JINST

A fast alignment method for grating-based X-ray phase-contrast imaging systems

M. Schuster,[a,1,2] **V. Ludwig,**[a,1,2] **B. Akstaller,**[a] **M. Seifert,**[a] **A. Wolf,**[a] **T. Michel,**[a] **P. Neumayer,**[b] **S. Funk**[a] **and G. Anton**[a]

[a] *Erlangen Centre for Astroparticle Physics, Friedrich-Alexander-University Erlangen-Nürnberg, Erwin-Rommel-Strasse 1, 91058 Erlangen, Germany*

[b] *GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Planckstraße 1, 64291 Darmstadt, Germany*

E-mail: max.schuster@fau.de, veronika.ludwig@fau.de

Abstract: The alignment of a grating-based X-ray phase-contrast interferometer is an iterative process that requires numerous steps of changing the distances and angles between the gratings. For each alignment step an image is acquired to evaluate the detected intensity signature in order to optimize the observed moiré pattern. Thus, a large number of images has to be taken for the alignment procedure. This is not feasible within reasonable time at X-ray sources like X-ray backlighters where the time between two X-ray shots is on the scale of hours. Here, we report on the development of a stable and transportable setup ready-to-use for grating-based X-ray phase-contrast imaging. A comprehensive set of reference images taken at a continuous beam serves as a look-up table which enables the grating alignment within very few alignment steps. Since this method features a fast, reliable and predictable alignment, it is also beneficial for grating-based X-ray phase-contrast imaging systems at common X-ray sources.

Keywords: X-ray radiography and digital radiography (DR); Inspection with x-rays; Plasma diagnostics - interferometry; spectroscopy and imaging

[1] Corresponding author.
[2] Contributed equally.

Contents

1 Introduction **1**

2 Materials and Methods **2**

3 Measurements, results and discussions **4**

4 Conclusion **9**

1 Introduction

X-ray phase-contrast imaging is based on the refraction of X-rays while passing through an object [1]. In comparison to conventional attenuation imaging, here, the contrast is generated by the real part δ of the complex refractive index $n = 1 - \delta + i\beta$ [1]. For low-Z matter, δ is typically around three orders of magnitude larger than β [1], implying a higher sensitivity to density variations in the observed sample. For X-ray energies far from absorption edges, i.e. where dispersion corrections can be neglected, δ is directly proportional to the electron density [1]. This allows to measure the areal electron density integrated along the lines of sight by phase-contrast imaging.

To date, various methods for X-ray phase-contrast imaging exist, which are able to image samples with high spatial resolution and high sensitivity. These are e.g. methods based on crystal-interferometers [2, 3], diffraction enhanced imaging [4], propagation-based techniques [5, 6], edge-illumination [7–9] or grating-based phase-contrast [10–12].

An upcoming field of application for X-ray phase-contrast imaging is in the field of high-energy-density (HED) physics. Here, experiments are particularly challenging due to the short length scales of the processes involved and their rapid temporal dynamics. Examples are the study of compressed fuel capsules in inertial confinement fusion experiments [13, 14] or the imaging of laser-driven shocks in solids [15, 16]. Radiography using X-rays emitted by a laser-driven backlighter [17, 18] provides a conceptionally simple density diagnostic tool to probe dense HED matter. For HED plasma consisting of low-Z matter, though, absorption-based X-ray imaging retrieving the imaginary part of the refractive index of the sample often lacks contrast.

The application of X-ray phase-contrast imaging turns out to be a candidate solution to overcome this issue. Due to the rapid temporal dynamics of HED experiments, single-shot techniques of phase-contrast imaging, like Fourier imaging [19–21] for the grating-based approach, are the means of choice. In a HED environment, the technique, also known as moiré deflectometry, has first been implemented using soft X-rays [22]. After the development of the method to higher X-ray energies – a progress mainly driven by the field of medical imaging [23] – the application of moiré deflectometry has been investigated conceptionally and via simulations by Stutman and Finkenthal [24]. The same group has published benchmarks of setups adapted to typical HED

samples by using laboratory X-ray tubes [25] as well as first measurements of static test samples with an X-ray backlighter on the multi-Terawatt laser at the Laboratory for Laser Energetics [26].

However, a setup built of gratings and suitable for these kinds of experiments requires fine adjustment and has to satisfy high stability demands on the level of sub-micrometer.

For petawatt high-energy laser facilities like the PHELIX laser facility at the GSI Helmholtzzentrum (Darmstadt), the time between two single laser shots on the backlighter source wire, that creates the short X-ray pulse for probing, is on the scale of hours [27]. Even if the backlighter laser had a higher repetition rate, one would still need a similar time to change the backlighter wire and wait for the pump process for sufficient vacuum conditions inside the target chamber.

The alignment of grating-based X-ray phase-contrast setups is an iterative procedure which requires numerous steps of relative shifting and tilting of the gratings on the scale of micrometers and microradians. For each alignment step an image is taken to evaluate the detected intensity signature and optimize the resulting moiré pattern. Thus, a large number of images has to be acquired for the entire alignment process. As a consequence, the alignment of the grating setup at X-ray backlighter sources is not feasible within reasonable time. Hence, a stable and transportable setup in combination with a fast and reliable alignment method is needed for such experiments.

Here, we report on the development of a ready-to-use X-ray grating-based phase-contrast imaging setup. It was designed in such a way that after the alignment procedure at a continuous X-ray source it is transportable to another location and still remains adjusted. Due to a prepared map of moiré images for different adjustment parameters at the home laboratory utilized as a look-up table, it is ready to use within very few alignment steps. The requirements and demands it has to fulfill, its alignment procedure as well as its performance in terms of stability, transportability and robustness demonstrated by measurements at both, the home laboratory and at an X-ray backlighter source shall be addressed.

2 Materials and Methods

Talbot imaging is based on the analysis of the Talbot pattern, which is a self-image of a periodic structure, in this case of a grating G1, occurring at certain distances from the grating [11, 28, 29]. If the pattern is directly resolvable, the extraction of images is obtained by e.g. Fourier imaging [19]. For many applications, the pattern is smaller than the pixel pitch of the detector. Hence, a second grating G2 is introduced in order to sample the Talbot pattern [30]. Alternatively, the moiré fringes which are created due to the superposition of the second grating with the intensity signature of the first grating, are usable for Fourier imaging. These moiré fringes can be tuned to have a period large enough to be resolved by the X-ray detector [31, 32]. The period or orientation of the resolvable moiré structure is tunable by either tilting both gratings relative to each other or changing their periods. The latter can be realized via a different relative distance which leads to different projected periods in a magnifying setup. This predictable appearance of the moiré fringes is utilized for the alignment procedure of the gratings and enables their readjustment without a continuous beam. This procedure is depicted in the following chapter.

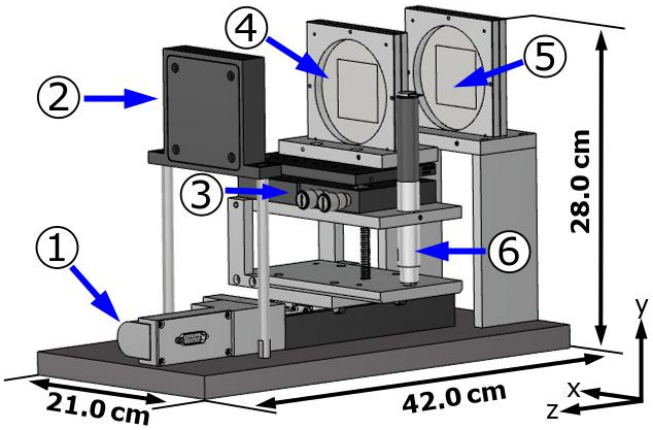


Figure 1: 3D sketch of the stable and transportable two-grating X-ray phase-contrast setup (to scale). The phase grating G1 (5) is mounted firmly. The absorption grating G2 (4) is mounted on a linear stage (1) to adjust the distance between both gratings. The linear actuator (6) and a tilting and rotating platform (3) ensure the rotation of G2 around the z- and y-axis, respectively. A removable box (2) impermeable to light enables the mounting and transporting of imaging plates.

The basic setup for all measurements consisted of two gratings. The first grating G1 was designed to serve as an X-ray phase grating with negligible absorption. It had a period of 4.37 µm. For the energy for which G1 imprints a π-phaseshift on the impinging X-ray wavefront, the period of its self-image is halved, i.e. its frequency is doubled in the Talbot distances [31, 33]. Taking the magnification M = 1.10 into account, the magnified frequency-doubled period of G1 at the plane of the absorption grating G2 amounts to 2.40 µm which equals the G2 period.

A 3D sketch of the portable setup is displayed in figure 1 with an enumeration of its key components described below. For a precise adjustment of the distance between both gratings, the grating G2 (4) was mounted on a linear stage (1), M-403 (Physik Instrumente, Karlsruhe, Germany), with sub-micron precision. Its travel range amounts to 100 mm. The adjustment of the relative angle between both gratings was realized with a high-resolution linear actuator (6), M-227 (Physik Instrumente, Karlsruhe, Germany), which enabled the rotation of G2 around the z-axis. To avoid shadowing effects of the absorption grating G2, it was mounted in a bent grating holder as well as on a tilting and rotating platform (3), which enabled its rotation around the y-axis to better match the given orientation of G1 relative to the corresponding axis. G1 (5) was firmly mounted to avoid additional degrees of freedom and to adjust the moiré pattern only by moving G2 along and tilting it around the z-axis. Fuji BAS type SR imaging plates, which resolution was measured to be $\sim$ 109 µm [34], were used for the detection of X-rays at the X-ray backlighter. Further specifications of the imaging plates can be found in [35]. For their mounting and transporting to a read-out scanner, a removable box (2) impermeable to light was placed behind G2. The distance between the box and G1 is 265.5 mm.

At the home laboratory two different types of X-ray sources were used. A YXLON Feinfokus FXE-160.51 microfocus X-ray tube with a tungsten transmission target as well as a Siemens

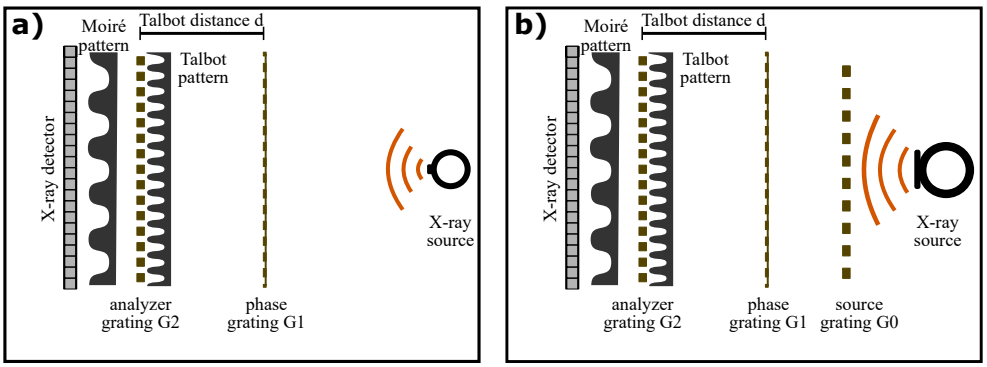


Figure 2: a) Setup at the X-ray backlighter and microfocus tube. Here, the small source size is sufficient for Talbot imaging. b) Setup at the high-power tube. A source grating G0 is added to achieve the necessary partially spatial coherence for the Talbot effect to occur.

MEGALIX Cat Plus 125/40/90-125GW (Siemens, Munich, Germany) medical X-ray tube with a tungsten rotating anode. The latter has more than two orders of magnitude higher power compared to the microfocus tube and is therefore referred to in the following as the high-power tube. Both tubes were operated with an acceleration voltage of 40 kV. No further filtering was applied so that the center-of-mass energy was approximately 26 keV [36, 37]. For the measurements in the home laboratory, the imaging plate box was removed and the Teledyne Dalsa Shad-o-Box (Teledyne DALSA, Waterloo, ON, Canada) with a pixel pitch of 50 µm was used as detector at the microfocus tube and the Dexela 1512 X-ray flat panel detector (PerkinElmer, Waltham, MA, USA) with 74.8 µm pixel size in a 2×2 binning mode at the high-power X-ray tube, respectively. The backlighter measurements took place at the PHELIX laser facility at the GSI Helmholtzzentrum (Darmstadt). Tungsten wires with a diameter of 5 µm [38] were used as source wires. The backligher spectrum is dominated by bremsstrahlung with most of the flux in the energy regime below 50 keV. Gaining a more precise and detailed knowledge about the spectrum is subject of current and ongoing investigations.

Figure 2 a) illustrates the setup for the X-ray backlighter at PHELIX and the microfocus X-ray tube, both with source sizes below 10 µm. The source size of the high-power tube was approximately 500 µm and thus more than an order of magnitude larger compared to the latter two sources. In this case, an additional absorption grating G0 in front of the extended X-ray source is necessary to allow for sufficient coherence so that Talbot imaging is possible [12], see figure 2 b). It had a period of 24.39 µm.

3 Measurements, results and discussions

The aim of the experiments at the home laboratory was to align the portable setup, to examine its stability and robustness as well as to ensure its adjustment at PHELIX/GSI within very few backlighter shots. In addition, the tolerance of the setup with respect to its distance to the X-ray source was investigated, since it could not be ensured that the distance from the source to G1 at

PHELIX matches the source-G1-distance at the home laboratory with sub-millimeter precision. To take this into account, the optimized source-G1-distance was only roughly adjusted with a precision of approximately ±5 mm around the optimized value of 80 cm during the preparatory measurements in the home laboratory.

The setup was initially aligned at the high-power tube. The first row in figure 3 shows the measured moiré patterns for different distances between G1 and G2. These correspond to the z-positions of the G2 translation stage, since the position of G1 was fixed at z = 0 mm. The G2 position where the moiré pattern has the largest period and almost vanishes is z = 78.72 mm. For that G1-G2-distance the period of G2 matches the magnified Talbot pattern of G1 best and the moiré fringe period is at its maximum [32]. The envisaged single-shot imaging approach, Fourier imaging, depends on the quality and structure of the moiré stripes which encode the object's phase shift. To ensure high quality and resolution of the phase retrieval via Fourier imaging, a fine moiré fringe pattern is favorable which period is still large enough to be adequately resolved by the detection system [39, 40]. Such sought-after moiré patterns are depicted in the outer fields of figure 3 and motivate the performed z-scan of G2.

To test the stability and robustness of the portable setup, it was carried to the microfocus X-ray tube to check for possible changes in the observed moiré patterns due to the transport. The measured moiré patterns are displayed in the second row of figure 3. The fringe contrast (visibility) for the measurements at both X-ray tubes amounts to 15–20% depending on the period of the moiré fringes. A shift of the moiré patterns compared with the ones above measured at the high-power tube is discernible. For instance, the pattern with the largest period is now measured at the G2 z-position of 79.22 mm. To measure the corresponding moiré fringes at the microfocus tube, a change in the G2 z-position by $\Delta d = 0.50$ mm is necessary. Owing to the property of the linear translation axis to maintain the set position extremely accurately, the distance between the fixed G1 and the G2 on the linear stage is considered as stable. This implies that the necessary change by $\Delta d = 0.50$ mm in the distance between both gratings originates from the only roughly adjusted distance of the portable setup to the X-ray source. According to the intercept theorem, a variation in the source to G1 distance of about 5 mm results in the necessary change $\Delta d = 0.50$ mm of the z-position of G2 to observe corresponding moiré fringes. This deviation in the source-G1-distance of both setups is in good agreement with the aforementioned envisaged precision.

Furthermore, when comparing the moiré patterns acquired at the high-power tube with the corresponding ones at the microfocus tube, i.e. with the ones at G1-G2-distances shifted by $\Delta d = 0.50$ mm, a slight change of the period and inclination of the moiré stripes is visible. This change can originate from two effects. On the one hand, the geometric magnification of the G1 pattern into the G2 plane plays a role. Different distances from the source to the setup can only be compensated within the precision of the chosen stepwidth of the z-scan of G2 which amounts to 0.25 mm. Resulting differences lead to a different magnified period of the G1 fringe pattern projected into the G2 plane which then has a discernible influence on both, the inclination and the period of the moiré fringes [32]. On the other hand, a change in the relative angle of both gratings during the transport can not be excluded which leads to similar observations.

To quantify the influence of changes in the relative angle between both gratings, moiré patterns

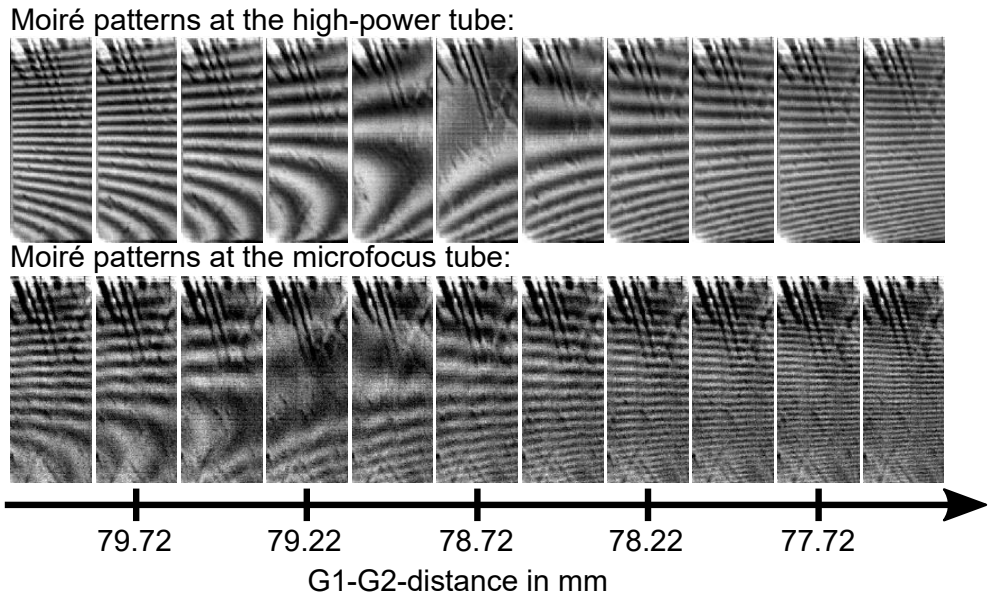


Figure 3: Moiré patterns acquired at the high-power tube and at the microfocus tube for different G1-G2-distances. These correspond to the z-positions of G2, since the position of the fixed G1 was set to z = 0 mm.

for different inclination angles of G2 were measured at different distances between G1 and G2 realized by changing the G2 z-position. Figure 4 shows the acquired moiré patterns for variations in angle and distance, in the following denoted as moiré map, which results from the scans at the high-power (left) and at the microfocus tube (right). For both maps the abscissa denotes the deviations Δd in the distance between both gratings from the distance d for which the moiré pattern has the largest period and almost vanishes. The deviations $\Delta\alpha$ from the corresponding angles are denoted by the ordinate. In other words, the moiré pattern with the largest period was centered at $\Delta d = 0.00$ mm and $\Delta\alpha = 0.00$ mrad for both configurations. The stepwidth of the ordinate of approximately 0.32 mrad results from a vertical shift of the linear actuator by 0.05 mm.

The slight differences in the periods and inclination of the corresponding moiré stripes observed for $\Delta\alpha = 0.00$ mrad in figure 3 are also discernible in the moiré maps of figure 4 at further relative angles between G1 and G2. Besides that, both moiré maps show an overall good agreement. This demonstrates the achieved stability and robustness of the portable setup. Discernible differences in contrast and noise of both maps can be related to the properties of the imaging system, i.e. the different X-ray sources and detectors.

The orange boxes in the left moiré map of figure 4 labeled with A, B, C and D mark the ranges of distances and angles that were realized at the GSI experiment. After transporting it over 220 km from the home laboratory in Erlangen to GSI/Darmstadt, the alignment process of the portable setup at PHELIX within the very first shots by utilizing the moiré maps depicted in figure 4 as a look-up table is illustrated in figure 5 and will be described in the following.

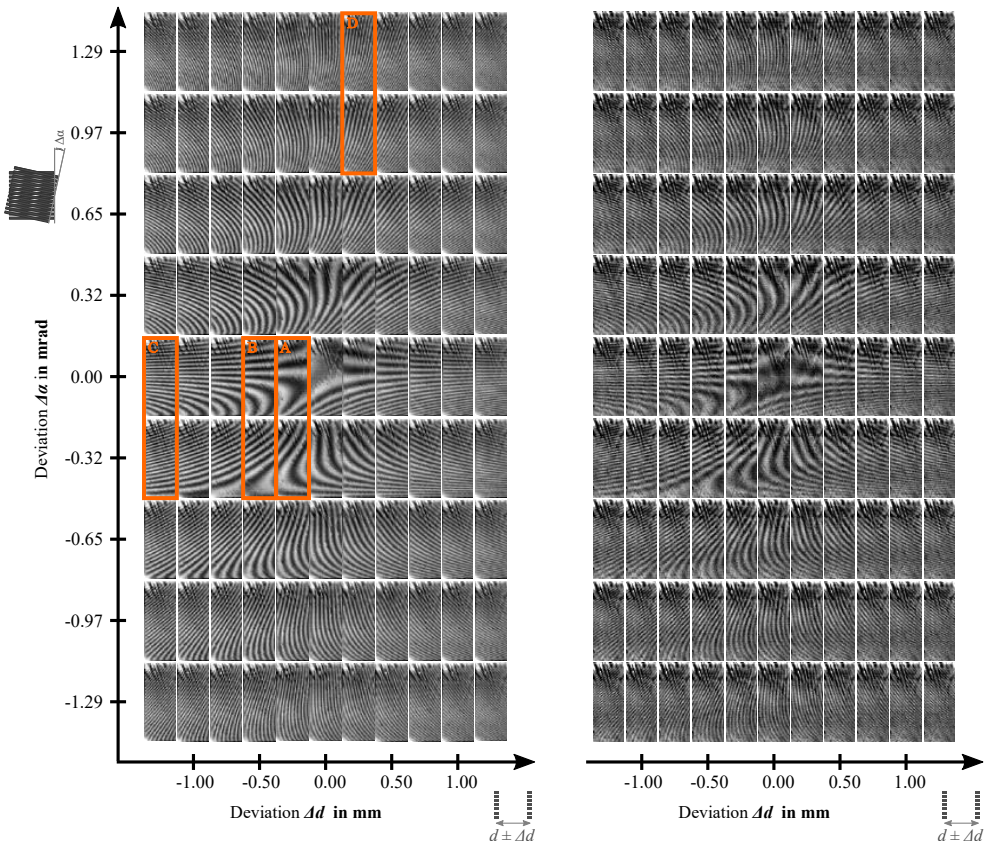


Figure 4: Moiré maps obtained from the acquisition of moiré patterns at different relative distances and angles between G1 and G2. The left map was measured at the high-power tube and with a source grating G0. The orange boxes therein labeled with A, B, C and D mark the ranges of relative distances and angles for moiré patterns that were realized at the GSI experiment. The right map was measured at the microfocus tube without a source grating. For both maps the abscissa denotes the deviations Δd in the distance between both gratings from the distance d for which the moiré pattern has the largest period and almost vanishes. The deviations $\Delta\alpha$ from the corresponding angles are denoted by the ordinate. Accordingly, the moiré pattern with the largest period was centered at $\Delta\alpha = 0.00\,\text{mrad}$ and $\Delta d = 0.00\,\text{mm}$ for both configurations.

Before transporting the portable setup to GSI/Darmstadt, the relative angle and distance between both gratings were chosen such that the largest period of the moiré fringes is realized, cf. figure 4 at $\Delta d = 0.00\,\text{mm}$ and $\Delta\alpha = 0.00\,\text{mrad}$. The setup was transported by car in a wooden box lined with polystyrene. After the transport, the portable setup was positioned at the PHELIX backlighter source as shown in figure 5 a). For the alignment by means of the moiré map, the distance of G1 to the source wire has to match the corresponding source-G1-distance that was realized for

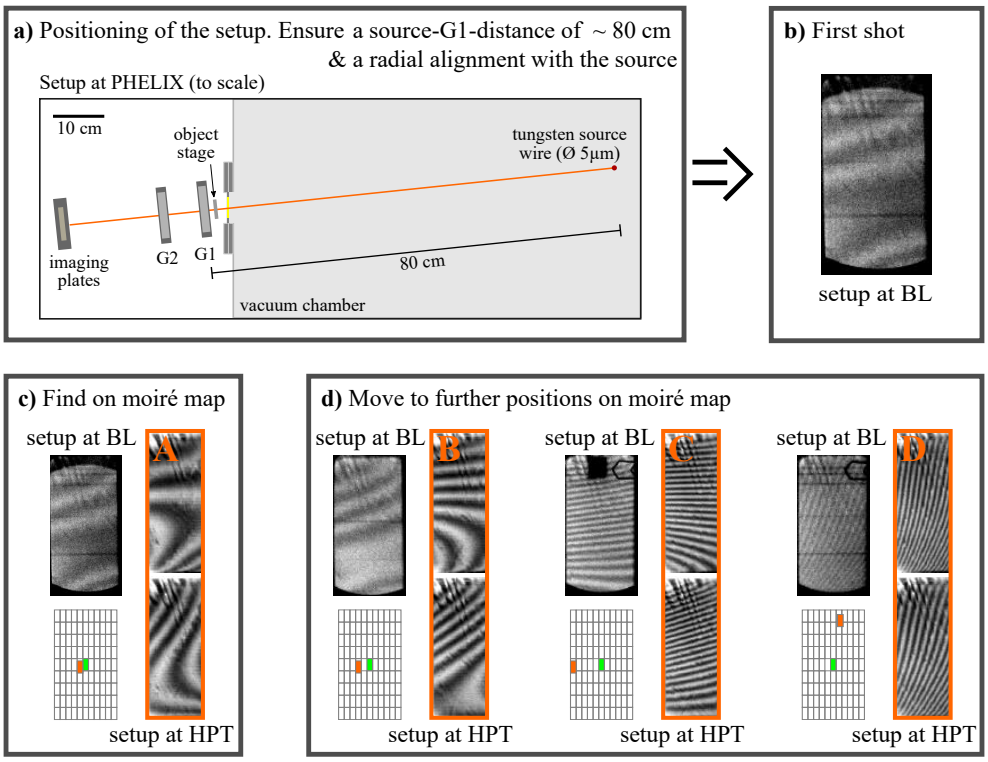


Figure 5: Scheme of the adjustment process at GSI/PHELIX. First, the portable setup has to be aligned. Its orientation and positioning at the PHELIX backlighter source (BL) is displayed to scale in a). Next, the acquisition of the moiré pattern of the first shot shown in b) was compared with the corresponding excerpt of the moiré map lookup-table acquired at the high-power tube (HPT), cf. figure 4, as illustrated in c). For each shot at the backlighter, two corresponding measurements at the high-power tube are shown. As the measurements of the moiré map have been taken for discrete G1-G2-distances and angles, the measurement at GSI can lie in between. The moiré pattern adjusted right before the transport is represented by the filled green rectangle in the moiré map grid. The estimated deviation of the first shot at PHELIX therefrom is denoted by the filled orange rectangle. Further comparisons are depicted in d) for different sought out positions on the moiré map.

the measurement of the moiré map at the home laboratory, i.e. approximately 80 cm ideally with the envisaged precision of ±5 mm. Moreover, it was important to ensure that the optical axis of the setup is aligned with the position of the backlighter source to prevent shadowing by G2. The image of the first shot at PHELIX is depicted in figure 5 b). A moiré pattern with a relatively large period is clearly visible.

In the next step of the adjustment at the backlighter source, a comparison of the first shot with the moiré map has to be performed, see figure 5 c). Looking at the moiré maps depicted in figure 4, one can deduce that the first shot at the backlighter shows a similar structure compared to the upper moiré pattern marked with the orange rectangle A. The observed finer period of the first shot at

PHELIX compared with the adjusted position at the home laboratory before transport stems from a deviation in the distance of the portable setup to the source since the inter-grating distance is considered as stable as previously discussed. With application of the intercept theorem, it turns out that a difference in the source-G1-distance between the finally adjusted setup at the home laboratory right before transport and the setup at PHELIX of about 2.5 mm causes the observed finer periods that were measured for a deviation $\Delta d = -0.25$ mm at the home laboratory.

The inclination of the moiré stripes for the moiré pattern of the first shot at PHELIX differs slightly from the top moiré pattern in rectangle A, with a tendency towards the lower moiré pattern in rectangle A, observable in figure 5 c). With reference to the moiré maps in figure 4, the lower moiré pattern can be realized by the smallest measured negative rotation $\Delta\alpha = -0.32$ mrad. As the moiré stripes from the first shot at the backlighter look much more like the moiré stripes of the upper moiré pattern in rectangle A, only a slight change in the angle between both gratings by $|\Delta\alpha| \ll 0.32$ mrad is necessary to obtain identical patterns. This again underlines the stability of the portable setup.

The filled green rectangle in the moiré map grid of figure 5 c) represents the distance and angle between both gratings which were adjusted at the home laboratory before the transport to PHELIX. The filled orange rectangle indicates the estimated position of the first GSI shot in the moiré map. The deviation is caused by a different distance from the source to G1 as well as by changes in the relative angle of both gratings during the transport. In other words, the orange rectangle provides information on the changes in the angle and distance between G1 and G2 necessary not only to get the moiré pattern that was previously adjusted at the home laboratory, but also to realize other desired appearances of the moiré fringes as demonstrated in figure 5 d).

The grating defects visible as parallel scratches in the upper left corner of the moiré patterns were useful for the directional allocation of the pattern and also revealed the smaller field-of-view of the imaging plates used at PHELIX compared with the images of the X-ray detectors at the home laboratory.

The consequences of altering either the inter-grating distance or angle for the portable setup are predictable within the precision of the moiré map look-up table.

4 Conclusion

We developed a fast alignment method for grating-based X-ray phase-contrast imaging systems employing a moiré map look-up table. By assigning the first taken image to a given image on the moiré map, the necessary tuning of parameters in order to obtain a desired moiré pattern, i.e. the inter-grating distances and angles, can easily be read off from the moiré map look-up table. This is in particular relevant for single-shot phase retrieval techniques that benefit from a specific arrangement of the moiré fringes like Fourier imaging where fine moiré stripes are needed [39, 40].

Furthermore, we designed a portable setup, especially for measurements at an X-ray backlighter, which was adjusted there within the very first shots by means of a moiré map that had been acquired at the home laboratory. The proven stability and transportability of the portable setup in combination with the presented fast alignment method is crucial for its usage at sources where the time between two X-ray shots is on the scale of hours. In addition, also systems at common X-ray sources benefit

from the alignment method since it enables a fast, reliable and predictable adjustment within very few steps.

Acknowledgments

We would like to give a special thank to Francesco Barbato (University of Zürich, Zürich, Switzerland), Luca Antonelli (York Plasma Institute , University of York , York, United Kingdom), Donaldi Mancelli (Université de Bordeaux, CNRS, CEA, CELIA, UMR 5107, F-33405 Talence, France and Donostia International Physics Center (DIPC), Spain) and Ghassan Zeraouli (Centro de Laseres Pulsados, Salamanca, Spain) for enabling and supporting our experiments at PHELIX/GSI. Furthermore, we would like to acknowledge the technical support of this work by Johannes Depner, Hennry Schott (both ECAP) and Bernhard Zielbauer (PHELIX/GSI). Finally, we would like to acknowledge the Karlsruhe Nano Micro Facility (KNMF), a Helmholtz Research Infrastructure at Karlsruhe Institute of Technology (KIT), and microworks GmbH for fabricating the gratings.

References

[1] J. Als-Nielsen and D. McMorrow, *Elements of modern X-ray physics*. John Wiley & Sons, 2011.

[2] U. Bonse and M. Hart, *An x-ray interferometer*, *Applied Physics Letters* **6** (1965) 155–156.

[3] A. Momose and J. Fukuda, *Phase-contrast radiographs of nonstained rat cerebellar specimen*, *Medical physics* **22** (1995) 375–379.

[4] D. Chapman, W. Thomlinson, R. Johnston, D. Washburn, E. Pisano, N. Gmür et al., *Diffraction enhanced x-ray imaging*, *Physics in medicine and biology* **42** (1997) 2015–2025.

[5] 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*, *Review of scientific instruments* **66** (1995) 5486–5492.

[6] P. Cloetens, R. Barrett, J. Baruchel, J.-P. Guigay and M. Schlenker, *Phase objects in synchrotron radiation hard x-ray imaging*, *Journal of Physics D: Applied Physics* **29** (1996) 133.

[7] A. Olivo, F. Arfelli, G. Cantatore, R. Longo, R. Menk, S. Pani et al., *An innovative digital imaging set-up allowing a low-dose approach to phase contrast applications in the medical field*, *Medical physics* **28** (2001) 1610–1619.

[8] A. Olivo and R. Speller, *A coded-aperture technique allowing x-ray phase contrast imaging with conventional sources*, *Applied Physics Letters* **91** (2007) 1–3.

[9] P. Diemoz, M. Endrizzi, C. Zapata, Z. Pešić, C. Rau, A. Bravin et al., *X-ray phase-contrast imaging with nanoradian angular resolution*, *Physical Reviw Letters* **110** (2013) 13805.

[10] C. David, B. Nöhammer, H. Solak and E. Ziegler, *Differential x-ray phase contrast imaging using a shearing interferometer*, *Applied physics letters* **81** (2002) 3287–3289.

[11] A. Momose, S. Kawamoto, I. Koyama, Y. Hamaishi, K. Takai and Y. Suzuki, *Demonstration of x-ray talbot interferometry*, *Japanese journal of applied physics* **42** (2003) L866.

[12] F. Pfeiffer, T. Weitkamp, O. Bunk and C. David, *Phase retrieval and differential phase-contrast imaging with low-brilliance x-ray sources*, *Nature physics* **2** (2006) 258.

[13] F. Marshall, P. McKenty, J. Delettrez, R. Epstein, J. Knauer, V. Smalyuk et al., *Plasma-density determination from x-ray radiography of laser-driven spherical implosions*, *Physical review letters* **102** (2009) 185004.

[14] R. Tommasini, S. Hatchett, D. Hey, C. Iglesias, N. Izumi, J. Koch et al., *Development of compton radiography of inertial confinement fusion implosions*, *Physics of Plasmas* **18** (2011) 056309.

[15] S. Le Pape, P. Neumayer, C. Fortmann, T. Döppner, P. Davis, A. Kritcher et al., *X-ray radiography and scattering diagnosis of dense shock-compressed matter*, *Physics of Plasmas* **17** (2010) 056309.

[16] A. Schropp, R. Hoppe, V. Meier, J. Patommel, F. Seiboth, Y. Ping et al., *Imaging shock waves in diamond with both high temporal and spatial resolution at an xfel*, *Sci. Rep.* **5** (2015) .

[17] H.-S. Park, B. Maddox, E. Giraldez, S. Hatchett, L. Hudson, N. Izumi et al., *High-resolution 17–75 kev backlighters for high energy density experiments*, *Physics of Plasmas* **15** (2008) 072705.

[18] L. Jarrott, A. Kemp, L. Divol, D. Mariscal, B. Westover, C. McGuffey et al., *Kα and bremsstrahlung x-ray radiation backlighter sources from short pulse laser driven silver targets as a function of laser pre-pulse energy*, *Physics of Plasmas* **21** (2014) 031211.

[19] M. Takeda, H. Ina and S. Kobayashi, *Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry*, *JosA* **72** (1982) 156–160.

[20] H. Wen, E. E. Bennett, M. M. Hegedus and S. C. Carroll, *Spatial harmonic imaging of x-ray scattering–initial results*, *IEEE transactions on medical imaging* **27** (2008) 997–1002.

[21] E. E. Bennett, R. Kopace, A. F. Stein and H. Wen, *A grating-based single-shot x-ray phase contrast and diffraction method for in vivo imaging*, *Medical physics* **37** (2010) 6047–6054.

[22] D. Ress, L. DaSilva, R. London, J. Trebes, S. Mrowka, R. Procassini et al., *Measurement of laser-plasma electron density with a soft x-ray laser deflectometer*, *Science* **265** (1994) 514–517.

[23] C. David, J. Bruder, T. Rohbeck, C. Grünzweig, C. Kottler, A. Diaz et al., *Fabrication of diffraction gratings for hard x-ray phase contrast imaging*, *Microelectronic Engineering* **84** (2007) 1172–1177.

[24] D. Stutman and M. Finkenthal, *Talbot-lau x-ray interferometry for high energy density plasma diagnostic*, *Review of Scientific Instruments* **82** (2011) 113508.

[25] M. Valdivia, D. Stutman and M. Finkenthal, *Moire deflectometry using the talbot-lau interferometer as refraction diagnostic for high energy density plasmas at energies below 10 kev*, *Review of Scientific Instruments* **85** (2014) 073702.

[26] M. Valdivia, D. Stutman, C. Stoeckl, W. Theobald, C. Mileham, I. Begishev et al., *An x-ray backlit talbot-lau deflectometer for high-energy-density electron density diagnostics*, *Review of Scientific Instruments* **87** (2016) 023505.

[27] F. Wagner, C. João, J. Fils, T. Gottschall, J. Hein, J. Körner et al., *Temporal contrast control at the phelix petawatt laser facility by means of tunable sub-picosecond optical parametric amplification*, *Applied Physics B* **116** (2014) 429–435.

[28] H. F. Talbot, *Lxxvi. facts relating to optical science. no. iv*, *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* **9** (1836) 401–407.

[29] A. Yan, X. Wu and H. Liu, *A general theory of interference fringes in x-ray phase grating imaging*, *Medical physics* **42** (2015) 3036–3047.

[30] T. Weitkamp, A. Diaz, C. David, F. Pfeiffer, M. Stampanoni, P. Cloetens et al., *X-ray phase imaging with a grating interferometer*, *Opt. Express* **13** (Aug, 2005) 6296–6304.

[31] N. Bevins, J. Zambelli, K. Li, Z. Qi and G.-H. Chen, *Multicontrast x-ray computed tomography imaging using talbot-lau interferometry without phase stepping*, Medical physics **39** (2012) 424–428.

[32] I. Amidror, *The Theory of the Moiré Phenomenon: Volume I: Periodic Layers*, vol. 38. Springer Science & Business Media, 2009.

[33] T. Weber, P. Bartl, F. Bayer, J. Durst, W. Haas, T. Michel et al., *Noise in x-ray grating-based phase-contrast imaging*, Medical physics **38** (2011) 4133–4140.

[34] G. Fiksel, F. Marshall, C. Mileham and C. Stoeckl, *Note: Spatial resolution of fuji bas-tr and bas-sr imaging plates*, Review of Scientific Instruments **83** (2012) 086103.

[35] A. Meadowcroft, C. Bentley and E. Stott, *Evaluation of the sensitivity and fading characteristics of an image plate system for x-ray diagnostics*, Review of Scientific Instruments **79** (2008) 113102.

[36] J. M. Boone and J. A. Seibert, *An accurate method for computer-generating tungsten anode x-ray spectra from 30 to 140 kV*, Medical physics **24** (1997) 1661–1670.

[37] J. Punnoose, J. Xu, A. Sisniega, W. Zbijewski and J. Siewerdsen, *spektr 3.0—a computational tool for x-ray spectrum modeling and analysis*, Medical physics **43** (2016) 4711–4717.

[38] B. Borm, D. Khaghani and P. Neumayer, *Properties of laser-driven hard x-ray sources over a wide range of laser intensities*, Physics of Plasmas **26** (2019) 023109.

[39] M. Seifert, M. Gallersdörfer, F. Horn, V. Ludwig, M. Schuster, G. Pelzer et al., *Measurement and simulative proof concerning the visibility loss in x-ray talbot-lau moiré imaging*, Journal of Instrumentation **12** (2017) T12007.

[40] M. Seifert, M. Gallersdörfer, V. Ludwig, M. Schuster, F. Horn, G. Pelzer et al., *Improved reconstruction technique for moiré imaging using an x-ray phase-contrast talbot–lau interferometer*, Journal of Imaging **4** (2018) .

Danksagung

Diese Dissertation soll nicht enden ohne Worte des Dankes, die ich an all diejenigen richten möchte, die mich während meiner Promotionszeit auf die ein oder andere Art und Weise unterstützt und mich wissenschaftlich sowie zwischenmenschlich, seelisch und moralisch auf diesem Weg begleitet haben, der mit Einreichung dieser Dissertationsschrift sein Ende findet. Eine alles in allem schöne und wie im Flug vergangene Zeit geht nun zu Ende, die mit all ihren Höhen und Tiefen sehr prägend war, mir einen reichen Schatz an Erfahrungen und Fähigkeiten bereitet hat und ich nicht missen möchte.

Ein großes Dankeschön von Herzen!

Im Speziellen geht mein Dank an meinen Doktorvater Prof. Dr. Stefan Funk für die Betreuung der Arbeit und den Mut, bei der Überlassung des Themas mit der Untersuchung der Anwendbarkeit der gitterbasierten Phasenkontrast-Röntgenbildgebung im Feld der Laborastrophysik wissenschaftliches Neuland zu begehen. Danke auch für den bewiesenen langen Atem und die Geduld, die es als Principle Investigator bei der wissenschaftlichen Reise durch dieses Neuland brauchte und braucht.

Im gleichen Zug möchte ich mich bei Prof. Dr. Gisela Anton bedanken, die diese wissenschaftliche Reise mit-begleitete, stets ein offenes Ohr hatte und sich die Zeit nahm für die Besprechung und Beantwortung der unzähligen fachlichen und wissenschaftlichen Fragestellungen auf diesem Weg. Besonders bin ich ihr dankbar für das Aufzeigen der ein oder anderen Route auf dieser Reise, insbesondere den Weg, der durch ihre Herstellung des Kontakts zu Dr. Paul Neumayer eingeschlagen wurde und so zur ersten, parasitären Teilnahme an einer PHELIX-Strahlzeit führte.

Daher gilt mein nächster Dank Dr. Paul Neumayer, der die erste, parasitäre Strahlzeit am PHELIX-Laser möglich machte, für das in uns gesetzte Vertrauen und die Unterstützung bei der Vorbereitung und Durchführung beider PHELIX-Strahlzeiten sowie beim Verfassen der Anträge auf PHELIX-Strahlzeit und auf Sachbeihilfen im Zuge eines DFG-Projekts. Sein Feedback bei plasmaphysikalischen Fragestellungen und das Erläutern der Anforderungen von Seiten der Plasma- und Laborastrophysik an die gitterbasierte Phasenkontrast-Bildgebung war und ist eine wichtige Komponente bei deren Übertragung auf diese Forschungsfelder.

Bedanken möchte ich mich auch bei der Arbeitsgruppe um Luca Antonelli, Francesco Barbato, Dimitri Batani, Donaldi Mancelli, Artem Martynenko und Ghassan Zeraouli, die sich auf unsere parasitäre Teilnahme während ihrer PHELIX-Strahlzeit einließen und somit unsere erste PHELIX-Strahlzeit ermöglichten.

Ebenfalls mit Dankesworten begleiten möchte ich die technische Unterstützung von Johannes Depner und Hennry Schott von Seiten des ECAP für die Vorbereitung der beiden PHELIX-Strahlzeiten. Ohne deren fachkundige, pragmatische und unkomplizierte Hilfe beim Design des ersten portablen Talbot-Interferometers sowie bei den Vorbereitungen und dem Aufbau der Experimente am PHELIX-Laser wäre vieles nicht so schnell und einfach vonstattengegangen.

Vielen Dank auch an Dr. Bernhard Zielbauer und das gesamte PHELIX-Betriebsteam für die Unterstützung während der Strahlzeiten und das Möglichmachen eines erfolgreichen Ablaufs.

Ein großes Dankeschön an Bernhard Akstaller und Stephan Schreiner für die Durchführung der Messungen der zweiten Strahlzeit sowie an Stephans Bruder, Martin Schreiner, für dessen Unterstützung für Stephan beim CAD-Design der optimierten Talbot-Interferometer.

Ein ganz besonderer Dank gilt auch Dr. Pascal Meyer für die gute Zusammenarbeit im Zuge von KNMF-Projekten und bei der Herstellung dediziert für diese Strahlzeit entwickelter Gitter. Ohne seine schnelle und unkomplizierte Unterstützung mit der zeitnahen Fertigung der Gitter wären diese Ergebnisse und insbesondere die Steigerung der Bildqualität zwischen erster und zweiter Strahlzeit nicht erzielt worden. Expliziter Dank auch an die Microworks GmbH für die Leihe von Gitter-Masken zur Fertigung dieser Gitter.

Bedanken möchte ich mich auch bei Dr. Thilo Michel sowie meinen ehemaligen und gegenwärtigen Mit-Doktoranden Andreas, Bernhard, Maria, Michi, Stephan und Veronika für die kollegiale Zusammenarbeit, die Unterstützung bei allen Strahlzeiten und Forschungsprojekten und die angenehme Arbeitsatmosphäre, welche auch im Büro herrschte und der Grund für meinen Dank an meine ehemaligen Zimmer-KollegInnen Caro, Mareike, Maria, Michi und Veronika ist. Darüber hinaus möchte ich mich bei allen ehemaligen und gegenwärtigen Mitgliedern der Arbeitsgruppe bedanken, die ich während meiner Promotionszeit kennenlernen und zum Teil als Betreuer wissenschaftlich begleiten durfte: Es war mir eine Freude, mit euch zusammenzuarbeiten und von und mit euch dazulernen zu dürfen, von den ganzen zwischenmenschlichen Aspekten und Gruppenaktivitäten ganz zu schweigen.

Expliziter Dank geht auch an Caro und Tim, die durch ihre wertvolle Arbeit als von mir betreute wissenschaftliche Hilfskräfte die Arbeitsgruppe ein gutes Stück vorangebracht haben.

Meinen Dank an Dr. Andreas Schropp und Dr. Imke Greving möchte ich an dieser Stelle bekunden für ihre Unterstützung und das Feedback beim Konzipieren und Verfassen von Synchrotron-Strahlzeit-Anträgen an PETRA-III und der Diamond Light Source.

Für wissenschaftliche, fachliche sowie technische Unterstützung während der beiden Synchrotron-Strahlzeiten meiner Promotionszeit möchte ich mich explizit bedanken bei Dr. Silvia Cipiccia, Simon Logan, Dr. Imke Greving, Dr. Johannes Hagemann, Lina Felsner und

Silja Flenner. Auch möchte ich der Arbeitsgruppe um Prof. Andreas Krause und Dr. Martin Nopens meinen Dank aussprechen für die gute, kollegiale Zusammenarbeit im Zuge der Beantragung und Durchführung der Strahlzeit an der P05-Beamline und die angenehme Arbeitsatmosphäre dort.

Darüber hinaus möchte ich mich beim gemeinsamen Dienst des ECAP und des physikalischen Instituts sowie den elektronischen und mechanischen Werkstätten bedanken, die die Rahmenbedingungen, welche für ein erfolgreiches, experimentelles Arbeiten essenziell und notwendig sind, in freundlicher und angenehmer Zusammenarbeit geschaffen haben.

Auch für nicht-technische, organisatorische und bürokratische Fragestellungen und Probleme, die es während der Promotionszeit zu beantworten und bewältigen gilt, braucht es Beistand und eine helfende Hand. Daher gilt mein großer Dank Gabriele Eckner, die mir mit ihrer freundlichen, positiven und unkomplizierten Art die Bewältigung sämtlicher bürokratischer Aspekte verständlich und leicht gemacht hat.

Zudem möchte ich mich bei Dr. Veronika Ludwig bedanken, nicht nur für das Korrekturlesen dieser Arbeit, sondern auch für den fachlich-wissenschaftlichen Austausch, die erfolgreiche Zusammenarbeit sowie die unzähligen nicht-fachlichen Gespräche und ihre motivierende Art, die ich schon während unserer gemeinsamen Masteranden-Zeit sehr zu schätzen wusste.

Ein besonderer Dank geht auch an meinen Mitstreiter seit dem ersten Semester, Andreas Wolf, der sich entschieden hat, mich als Kollegen auch durch unsere Promotionszeit in derselben Arbeitsgruppe zu begleiten. Danke für das Korrekturlesen dieser Arbeit und deine geduldige Bereitschaft, meine unzähligen theoretischen Frage- und Problemstellungen zu unserer gemeinsamen Forschung mit mir zu besprechen, zu diskutieren und sich den immer wieder neuen Herausforderungen, die unser Forschungsgebiet mit sich bringt, zu stellen. Danke für die schöne Zeit, die wir gemeinsam in Bus, Bahn und Büro sowie auf nationalen und internationalen Konferenzen und etlichen Dienstreisen verbracht haben. Danke auch für den emotionalen Beistand durch sämtliche Hochs und Tiefs, die eine Promotion so mit sich bringt.

Ein großes Dankeschön auch an Nora für das sprachliche Korrekturlesen meiner Dissertation. Als Fachfremde die Motivation für das Korrekturlesen dieser doch umfangreichen, physikalischen Dissertation aufzubringen, zollt mir höchsten Respekt ab.

Von Herzen möchte ich mich bei meiner Familie bedanken, die mich die ganze Promotionszeit hindurch bedingungslos unterstützt und mir den für einen erfolgreichen Abschluss dieser Dissertation notwendigen Rückhalt im Privaten gegeben hat. Einen besonderen Dank möchte ich meinem Bruder, Ralf, aussprechen, der als Promovierender der Chemie nicht nur bei der Beantwortung etlicher, chemischer Fragestellungen, v.a. hinsichtlich der chemischen Zusammensetzung verschiedenster Materialien, sondern auch beim Korrekturlesen von Teilen dieser Arbeit mit seiner Fachkenntnis Unterstützung leistete.

Und zu guter Letzt gilt mein größter Dank meiner Frau Barbara, die mich seelisch und moralisch all die Jahre der Promotionszeit hindurch begleitet, unterstützt und die ein oder andere Last mitgetragen hat. Danke für dein Durchhaltevermögen und deine Geduld.