

Design und Charakterisierung eines optischen Talbot-Interferometers

Bachelorarbeit aus der Physik

Vorgelegt von

Tim Kalkus

16. Oktober 2017

Erlangen Centre for Astroparticle Physics
Physikalisches Institut IV
Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg



Betreuerin: Prof. Dr. Gisela Anton

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	5
2 Grundlagen	7
2.1 Licht als elektromagnetische Welle	7
2.1.1 Wellengleichung	7
2.1.2 Interferenz	9
2.2 Talbot-Effekt	10
3 Aufbau	17
3.1 Dimensionierung des Aufbaus	17
3.2 Gitter	19
3.3 Laser	24
3.4 Sensor	27
3.5 Verfahrachse	31
3.6 Montage des Aufbaus	32
4 Ergebnisse und Diskussion	33
4.1 Messung eines Talbotmusters	33
4.2 Vermessung eines Talbotteppichs	35
4.3 Vergleich der Herstellungsmethoden	39
4.3.1 Talbotmuster	39
4.3.2 Talbotteppich	45
4.4 Talbotmuster an fraktionalen Talbotabständen	47
5 Zusammenfassung und Ausblick	51
6 Anhang	53
6.1 Talbot-Simulation nach dem Huygensschen Prinzip	53
Literatur	57

1 Einleitung

Bereits im Jahr 1836 beobachtete und beschrieb Henry Fox Talbot periodische Selbstab bildungen hinter einem mit fokussiertem Sonnenlicht beleuchteten Gitter [Tal36]. Diese später nach ihm benannte Entdeckung, der Talbot-Effekt, wurde auch von Lord Rayleigh untersucht. Er leitete im Jahr 1881 als Erster her, wie sich aus der verwendeten Wellenlänge und Gitterkonstante der Abstand des sich wiederholenden Interferenzmusters berechnen lies [Ray81].

Obwohl der Effekt somit schon recht lange bekannt ist, hat er in den letzten Jahrzehnten zu neuer Beliebtheit gefunden. Mit aus Synchrotronstrahlung erzeugten Röntgenstrahlen konnte der Talboteffekt genutzt werden, um neben der Absorption auch das durch Objekte aufgeprägte Phasen- und Dunkelbild zu detektieren [Mom+03]. Wenige Jahre später konnte der Effekt vergleichsweise einfach mit Röntgenröhre erzeugt werden [Wei+06]. Diese Er kenntnis ist vor allem für den medizinischen und industriellen Einsatz interessant, um auch Informationen über beispielsweise Haarrisse im Material zu erhalten, die im Absorptionsbild wenig Kontrast aufweisen und somit nicht oder nur schwer zu erkennen sind.

Auch wenn die Ursprünge des Talboteffekts im optisch sichtbaren Wellenlängenbereich lagen, findet seine momentane Anwendung, wie beispielsweise in der medizinischen Röntgenbildgebung, auf Energie- und Größenskalen statt, die für den Menschen ohne technische Hilfsmittel nicht erfassbar sind.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, den Talboteffekt im Optischen durchzuführen. In der praktischen Umsetzung bedeutet dies, das Designen, Konzipieren und Realisieren eines optischen Talbot Interferometers. Dieser soll später auch als Vorführobject dienen und zur Umsetzung und Untersuchung der Phasenkontrast-Bildgebung für optisch transparente Proben verwendet werden können.

Zunächst wird die dem Effekt zugrunde liegende Theorie hergeleitet. Ein Resultat hierbei ist eine auf dem Huygensschen Prinzip basierende Simulation, die das Berechnen von Talbotteppichen ermöglicht. Welche Bauteile für die praktische Umsetzung benötigt werden wird im darauffolgenden Kapitel besprochen. Auf dieser Grundlage basierend wird ein erster Aufbau realisiert. Einige Messungen werden auf diesem zu dessen Charakterisierung durchgeführt und anschließend analysiert und diskutiert.

2 Grundlagen

2.1 Licht als elektromagnetische Welle

Licht lässt sich als elektromagnetische Welle darstellen. Aus dieser Welleneigenschaft folgen viele bekannte Phänomene wie der Doppelspaltversuch. Auch der in dieser Arbeit behandelte Talboteffekt kann durch die Wellencharakteristik des Lichts erklärt werden. Die folgende Herleitung und Lösung der Wellengleichung ist im Wesentlichen an [Dem13b] angelehnt.

2.1.1 Wellengleichung

Die Maxwell-Gleichungen sind zentraler Bestandteil der Elektrodynamik und beschreiben das Verhalten von Lichtwellen im Raum. Diese stellen die mathematischen Zusammenhänge zwischen der elektrischen Feldstärke \mathbf{E} und der magnetischen Flussdichte \mathbf{B} dar. Es gilt

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (2.4)$$

Dabei bezeichnet μ_0 die magnetische Permeabilität, ϵ_0 die elektrische Feldkonstante, \mathbf{j} die Stromdichte, ρ die Ladungsdichte und $c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}$ die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Unter der Annahme, dass die elektromagnetische Welle sich im ladungs- und stromfreien Raum ($\rho = 0$, $\mathbf{j} = \mathbf{0}$) befindet, vereinfacht sich die Gleichung (2.2) zu [Dem13b]

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (2.5)$$

Durch weiteres Umformen der Gleichungen (2.1) und (2.5) erhält man

$$\begin{aligned} \nabla \times \nabla \times \mathbf{E} &= -\nabla \times \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t}(\nabla \times \mathbf{B}) \\ &= -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}. \end{aligned} \quad (2.6)$$

Aus den Rechenregeln für Vektoren lässt sich $\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla \cdot (\nabla \mathbf{E})$ schließen [Dem13a]. Da aufgrund des ladungsfreien Vakuums $\rho = 0$ ist, ergibt sich $\nabla \cdot \mathbf{E} = \rho/\epsilon_0 = 0$. Somit folgt aus der Gleichung (2.6) die Wellengleichung für das elektrische Feld im Vakuum

$$\Delta \mathbf{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}. \quad (2.7)$$

Für einen Punkt \mathbf{r} zum Zeitpunkt t lautet eine mögliche Lösung

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 \cdot e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}, \quad (2.8)$$

mit dem Wellenvektor in Ausbreitungsrichtung $|\mathbf{k}| = k = \frac{2\pi}{\lambda}$, der Kreisfrequenz $\omega = k \cdot c$ und der Wellenlänge λ . Diese Gleichung beschreibt allerdings lediglich ebene Wellen im Raum. Eine weitere Art der Wellenausbreitung sind die Kugelwellen beziehungsweise Kreiswellen im zweidimensionalem Raum. Diese breiten sich punktsymmetrisch um ihren Ursprung \mathbf{r}_0 aus. Eine Konsequenz hierbei ist, dass in Gleichung (2.8) der Wellenvektor \mathbf{k} vom Ort \mathbf{r} abhängig ist.

$$\mathbf{k}(\mathbf{r}) = k \cdot \frac{\mathbf{r}'}{|\mathbf{r}'|}; \quad \text{mit } \mathbf{r}' = \mathbf{r} - \mathbf{r}_0 \quad (2.9)$$

$$\Rightarrow e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} = e^{i(k \cdot \frac{\mathbf{r}'}{|\mathbf{r}'|} \cdot \mathbf{r}' - \omega t)} = e^{i(kr - \omega t)}. \quad (2.10)$$

Somit ist die komplexe Phase nicht vom genauen Ort \mathbf{r} , sondern von dem Abstand $r = |\mathbf{r}'|$ abhängig. Eine weitere Besonderheit gegenüber planaren Wellen ist das Abnehmen der Intensität $I \propto |\mathbf{E}|^2$ mit zunehmenden Radius r aufgrund der Energieerhaltung. Für Kreiswellen gilt [Dem13b]

$$I_{\text{ges.}}(r) = \int_0^{2\pi} I(r) \cdot r \, d\varphi = \text{const}, \quad (2.11)$$

$$\Rightarrow I(r) \propto \frac{1}{r} \Rightarrow \mathbf{E} \propto \frac{1}{\sqrt{r}}. \quad (2.12)$$

Somit kann eine Kreiswelle durch

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 \cdot e^{i(kr - \omega t)} \cdot \frac{1}{\sqrt{r}} \quad (2.13)$$

beschrieben werden.

Diese Lösung ist zwar für eine Welle im Vakuum gültig, befindet sich die elektromagnetische Welle hingegen in Materie, verändert sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit zu c' . Die veränderte Lichtgeschwindigkeit hat zur Folge, dass das Licht einen bestimmten Zeitunterschied Δt beim Durchlaufen der selben Strecke z in Materie im Vergleich zum Vakuum hat. Daraus folgt

$$n = \frac{c}{c'}, \quad (2.14)$$

$$\Delta t = (n - 1) \cdot z/c, \quad (2.15)$$

$$e^{i(kr - \omega t + \omega \Delta t)} = e^{i(kr - \omega t + \omega(n-1) \cdot z/c)} \quad (2.16)$$

$$= e^{i(kr - \omega t + k(n-1) \cdot z)}. \quad (2.17)$$

Somit entsteht in der Lichtwelle ein Phasenschub um $\Delta\varphi$ beim Durchdringen eines Materials der Dicke z :

$$\Delta\varphi = k(n - 1) \cdot z = \frac{2z\pi(n - 1)}{\lambda}. \quad (2.18)$$

Durchläuft nicht nur ein Teil, sondern die komplette Welle ($z = r$) das Medium, folgt für Gleichung (2.17)

$$e^{i(kr - \omega t + k(n-1) \cdot r)} = e^{i(krn - \omega t)}. \quad (2.19)$$

2.1.2 Interferenz

Eine weitere Eigenschaft der Wellengleichung (2.7) ist deren Linearität. Eine Lösung kann somit auch die Summe aus Einzellösungen sein:

$$\mathbf{E} = \sum_m \mathbf{E}_m . \quad (2.20)$$

Dies wird im Huygensschen Prinzip [Dem13a] genutzt um die Ausbreitung einer beliebigen Phasenfläche als Summe vieler einzelner Kugelwellen zu beschreiben. Dies ist in Abbildung 2.1 verdeutlichend dargestellt. Setzt man also nun für die Einzellösungen die Gleichung (2.13) ein, erhält man

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \sum_m \mathbf{E}_m \cdot e^{i\varphi_m} \cdot \frac{1}{\sqrt{r_m}} , \quad (2.21)$$

$$\text{mit } \varphi_m = k_m \cdot r_m - \omega_m t + \Delta\varphi_m . \quad (2.22)$$

Die Variable φ_m beschreibt die aktuelle Phase einer Teilwelle zum Zeitpunkt t und am Ort \mathbf{r} . Entsprechen die Wellen monochromatischem Licht ($\omega_m = \omega$, $k_m = k$), folgt für die Intensität

$$I \propto \left| \sum_m \mathbf{E}_m \cdot e^{i\varphi_m} \cdot \frac{1}{\sqrt{r_m}} \right|^2 = \left| \sum_m \mathbf{E}_m \cdot e^{i(k \cdot \mathbf{r}_m - \omega t + \Delta\varphi_m)} \cdot \frac{1}{\sqrt{r_m}} \right|^2 \quad (2.23)$$

$$\stackrel{|\exp(i\omega t)|=1}{=} \left| \sum_m \mathbf{E}_m \cdot e^{i(k \cdot \mathbf{r}_m + \Delta\varphi_m)} \cdot \frac{1}{\sqrt{r_m}} \right|^2 . \quad (2.24)$$

Somit ist die Interferenz bei monochromatischen Licht zeitlich unabhängig.

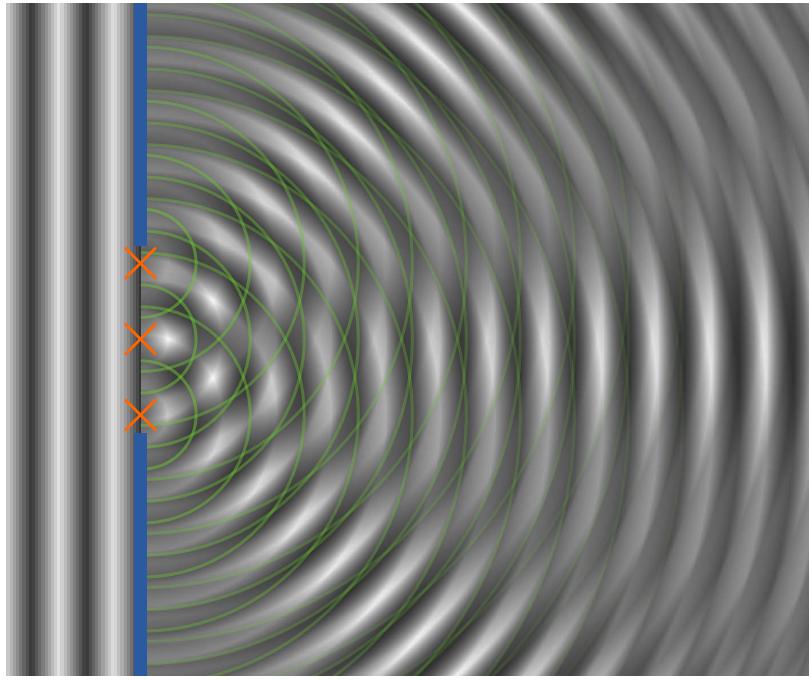


Abbildung 2.1: Verdeutlichung des Huygensschen Prinzips. Dieses besagt, dass eine Wellenfront durch die Summe vieler Punktquellen dargestellt werden kann. In diesem Bild wird so die Beugung an einem Einfachspalt durch die Summe von drei Kreiswellen nachgestellt.

2.2 Talbot-Effekt

Bereits im Jahr 1836 entdeckte William Henry Fox Talbot, dass sich hinter einem mit Licht beleuchteten Absorptionsgitter die Gitterstruktur in bestimmten Abständen periodisch wiederholt [Tal36]. Erst 45 Jahre später wurde die Theorie zu diesem Effekt von Lord Rayleigh untersucht und für planare Wellen hergeleitet [Ray81]. Der Zusammenhang zwischen dem Abstand z hinter dem Gitter, der Wellenlänge λ des Lichts und der Gitterkonstante d lautet

$$z_T = \frac{\lambda}{1 - \sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{d^2}}} . \quad (2.25)$$

Für $\lambda^2 \ll d^2$ kann die Gleichung auf

$$z_T = \frac{2d^2}{\lambda} \quad (2.26)$$

vereinfacht werden. Neben der Selbstabbildung im Talbotabstand gibt es noch weitere Abbildungen bei anderen Abständen, die das Gitter abbilden. Diese fraktionalen Talbotabstände z_F lassen sich für Absorptionsgitter durch

$$z_F^k = \frac{(2k-1)d^2}{\lambda} ; \quad k \in \mathbb{N} \quad (2.27)$$

berechnen [Clo+97]. Für ideale Phasengitter gilt [YWL15]:

$$z_F^k = \frac{(2k - 1)d^2}{2\lambda\eta^2}; \quad k \in \mathbb{N}. \quad (2.28)$$

Die Variable η ist hierbei vom Phasenschub des Gitters abhängig. Bei π -phasenschiebenden Gittern ist $\eta = 2$ und für ein $\pi/2$ -phasenschiebendes Gitter beträgt $\eta = 1$.

Um zu visualisieren, wie sich die Gittertypen auf das Interferenzmuster auswirken, kann die im Kapitel 2.1.2 hergeleitete Formel (2.24) verwendet werden. Dabei macht man sich das Huygenssche Prinzip zu nutze und modelliert die Gitter als dicht aneinander gereihte Punktquellen, aus deren Interferenz das propagierte Wellenfeld berechnet werden kann. Der für die Simulation verwendete in *Matlab* [MAT16] geschriebene Code ist in Kapitel 6.1 mit beispielhaften Parametern abgebildet. Zur Verdeutlichung ist in Abbildung 2.2 eine Skizze des simulierten Aufbaus abgebildet. Die Simulationen der verschiedenen Gitter ist in Abbildung 2.3 zu sehen. Neben einer geringeren Intensität beim Absorptionsgitter aufgrund von Absorption im Vergleich zu den Phasengittern ist auch ein weiteres Phänomen beim π -Phasengitter zu erkennen. Die Periode des Interferenzmusters entspricht nicht wie bei den anderen beiden Gitter der Gitterkonstante d , sondern halbiert sich zu $d/2$. Dieses Phänomen wird auch als *frequency doubling* bezeichnet [Sul97].

Aufgrund der erheblichen Laufzeit von ca. 2h pro Simulation wird für alle folgenden Simulationen das Framework der PHACT-Arbeitsgruppe [Rit15] verwendet, welches bei ähnlicher Qualität Laufzeiten im Sekundenbereich hat. Ein Vergleich der Simulationsqualität ist in Abbildung 2.4 zu sehen.

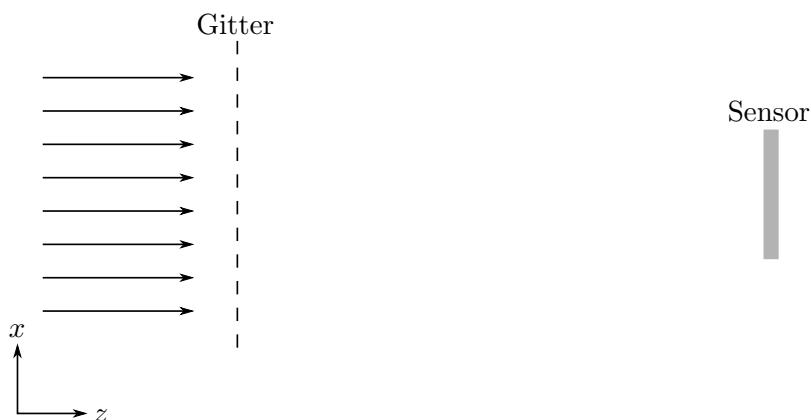


Abbildung 2.2: Von links fällt eine planare Lichtwelle auf das Gitter. Das dadurch entstehende Interferenzmuster wird mithilfe eines Sensors gemessen.

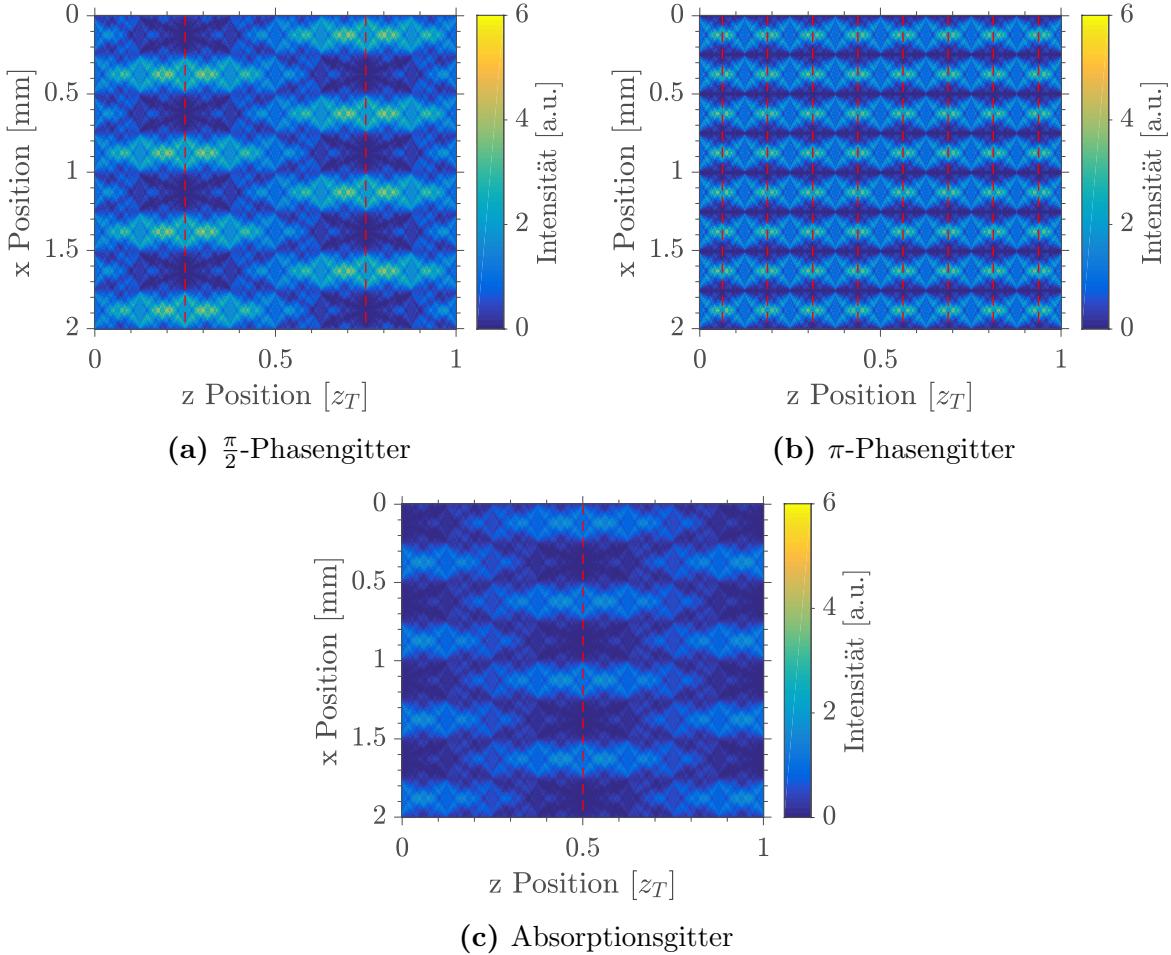


Abbildung 2.3: Talbotteppich für verschiedene Gittertypen mit der Gitterkonstante $d = 0.5$ mm und einer Wellenlänge von $\lambda = 650$ nm. Die Propagation in z -Richtung ist in Einheiten des Talbotabstandes z_T dargestellt. Die aus den Formeln (2.27) und (2.28) folgenden fraktionalen Talbotabstände z_F sind mit den roten Linien markiert. Die Intensität ist beim Absorptionsgitter schwächer, da hier im Vergleich zu den Phasengittern ein Teil des Lichts absorbiert wird. Somit beträgt die mittlere Intensität beim Absorptionsgitter 0.5, bei den Phasengittern 1.

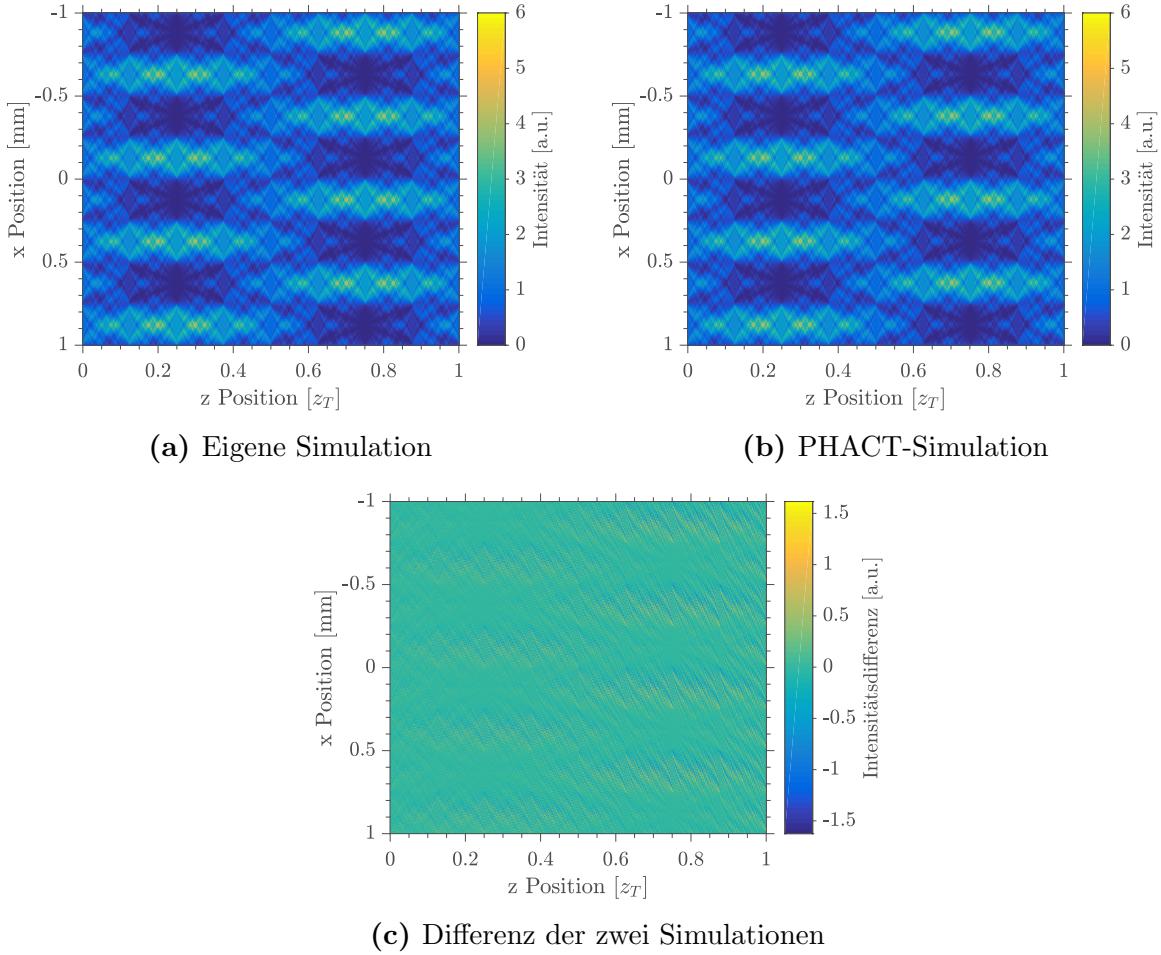


Abbildung 2.4: Vergleich der Talbotteppiche beider Simulationsskripte. Die verwendeten Parameter sind $d = 0.5 \text{ mm}$ und $\lambda = 650 \text{ nm}$. Erst im Differenzbild fallen kleine Intensitätsunterschiede auf. Diese Abweichungen können auf verschiedene Ursachen zurückgeführt werden, wie beispielsweise die Berechnung der Gitter beziehungsweise damit verbunden die simulierte Weltgröße.

Sphärischer Talbot-Effekt

Bisher wurde die am Gitter eingehende Wellenfront als planar angenommen. Verwendet man aber als Lichtquelle eine Punktquelle, von der sich das Licht radial ausbreitet, entspricht die resultierende Wellenfront am Gitter einer sphärischen Welle. Dass sich daraus entwickelnde Interferenzmuster weist geometrisch vergrößernde Effekte auf. Deren Auswirkungen auf den Abstand $z_{sph.}$ im Sphärischen lässt sich in Abhängigkeit von der z -Position im Planaren durch

$$z_{sph.} = \frac{l}{l-z} \cdot z \quad (2.29)$$

berechnen [Eng+08]. Hierbei ist l der Abstand zwischen dem Gitter und der Punktquelle. Auch in x -Richtung erfährt das Interferenzmuster eine Vergrößerung. Aus dem Strahlensatz,

in Abbildung 2.5 dargestellt, folgt

$$x_{sph.} = \frac{l + z_{sph.}}{l} \cdot x . \quad (2.30)$$

Wie sich diese Vergrößerungen auf das Talbotmuster und damit auf den Talbotteppich auswirkt, ist in Abbildung 2.6 zu sehen.

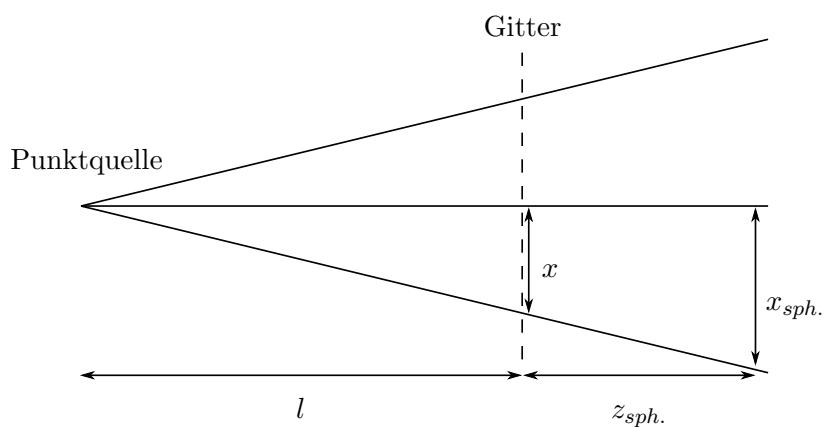


Abbildung 2.5: Durch eine Punktquelle entstehende Vergrößerungen in x -Richtung. Nach dem Strahlensatz muss $\frac{x}{x_{sph.}} = \frac{l}{l+z_{sph.}}$ gelten. Aus diesem Zusammenhang lässt sich die Formel (2.30) herleiten.

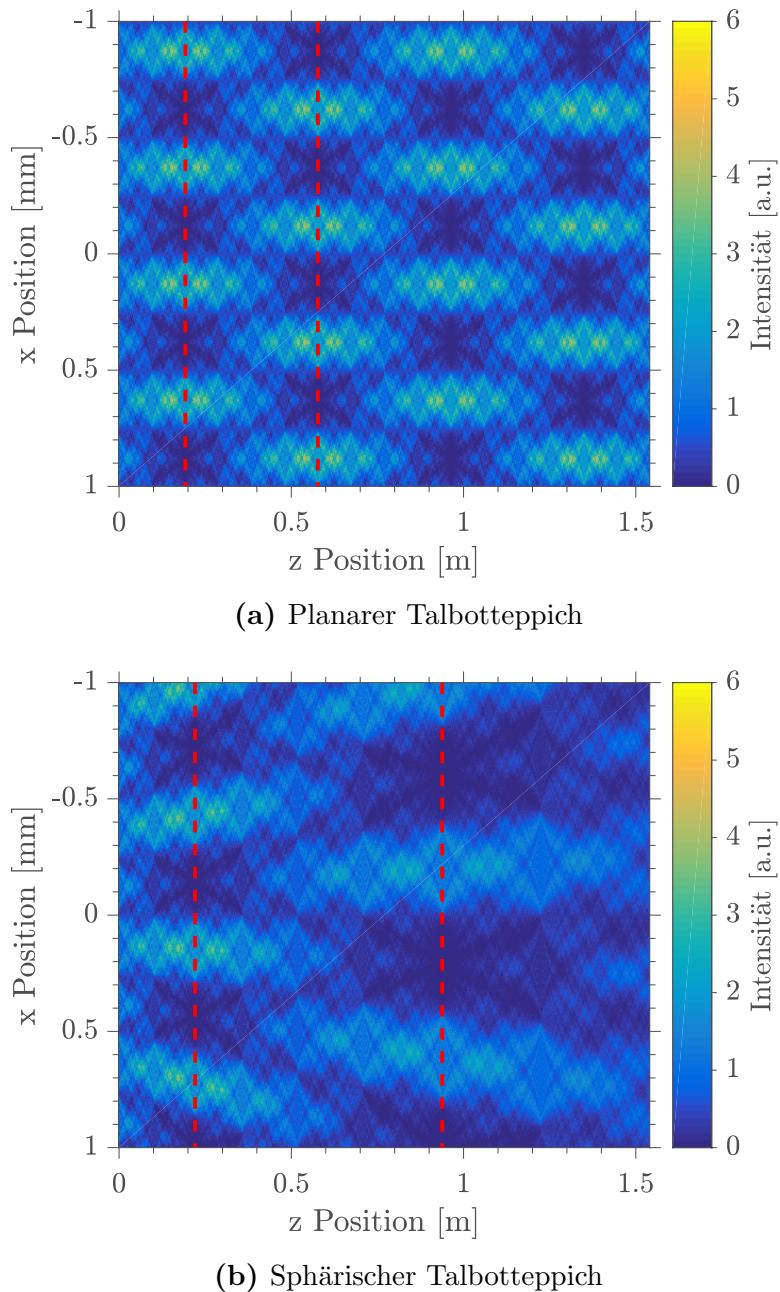


Abbildung 2.6: Vergleich zwischen einem planarem und sphärischen Talotteppich hinter einem $\pi/2$ -Gitter mit $d = 0.5$ mm und $\lambda = 650$ nm. Die ersten zwei fraktionalen Talbotabstände sind in beiden Graphiken rot markiert. Der Abstand l zwischen Punktquelle und Gitter in (b) beträgt 1.5 m. Auffällig ist, dass mit zunehmendem Abstand die Vergrößerungseffekte zunehmen. Dadurch verschieben sich die fraktionalen Talbotabstände weiter in z -Richtung, auch die Periode des Interferenzmusters nimmt mit größerem Abstand zu.

3 Aufbau

In diesem Kapitel wird auf die verschiedenen Komponenten des Aufbaus eingegangen und die Wahl der Bauteile begründet.

3.1 Dimensionierung des Aufbaus

Eines der Ziele des Aufbaus ist es, ihn später für Demonstrationszwecke verwenden zu können. Hierfür ist dessen Transportabilität und somit auch eine möglichst kompakte Größe besonders wichtig. Die Aufbaugröße wird primär durch die Propagationslänge hinter dem Gitter beeinflusst. Hier ist es wichtig, einen sinnvollen Kompromiss zwischen möglichst kurz, um kompakt zu sein, und so lang wie möglich, um viel vom Interferenzmuster vermessen zu können. Ein sinnvolles Mittelmaß ist hier die Wahl eines Talbotabstandes z_T , da sich danach das Interferenzmuster periodisch wiederholt. Aus Formel (2.26) folgt, dass die Propagationslänge von der Wellenlänge λ und der Gitterkonstante d wie folgt abhängt:

$$z_T = \frac{2d^2}{\lambda}.$$

Um z_T zu minimieren, muss λ möglichst groß und d so klein wie möglich gewählt werden. Da das Licht im sichtbaren Bereich liegen soll, wird hierfür ein roter Laser mit einer Wellenlänge von $\lambda = 650 \text{ nm}$ verwendet. Die Gitterkonstante wird zunächst noch als variabel angesehen. Da der Aufbau primär für den sphärischen Talboteffekt konzipiert ist, verändert sich der Talbotabstand nach Formel (2.29) zu

$$z_{sph.} = \frac{l}{l - z_T} \cdot z_T = \frac{l}{l - \frac{2d^2}{\lambda}} \cdot \frac{2d^2}{\lambda}. \quad (3.1)$$

Zusätzlich zur Propagationslänge kommt auch noch der Abstand l zwischen der Punktquelle und dem Gitter zur Gesamtlänge $l_{ges.}$ hinzu. Es gilt

$$l_{ges.} = l + \frac{l}{l - \frac{2d^2}{\lambda}} \cdot \frac{2d^2}{\lambda} = l + \frac{2d^2 l}{l\lambda - 2d^2}. \quad (3.2)$$

Da die Gitter selbst hergestellt werden und somit die Gitterkonstante d variabel ist, ist es sinnvoll, die Abhängigkeit der Variable d von den restlichen Variablen festzustellen. Es folgt aus Gleichung (3.2)

$$d = \sqrt{\frac{l_{ges.} l \lambda - l^2 \lambda}{2 l_{ges.}}}. \quad (3.3)$$

Die graphische Repräsentation dieser Gleichung ist in Abbildung 3.1 zu sehen. Hierbei sind die benötigten Gitterkonstanten d für verschiedene Gesamtlängen $l_{ges.}$ in Abhängigkeit

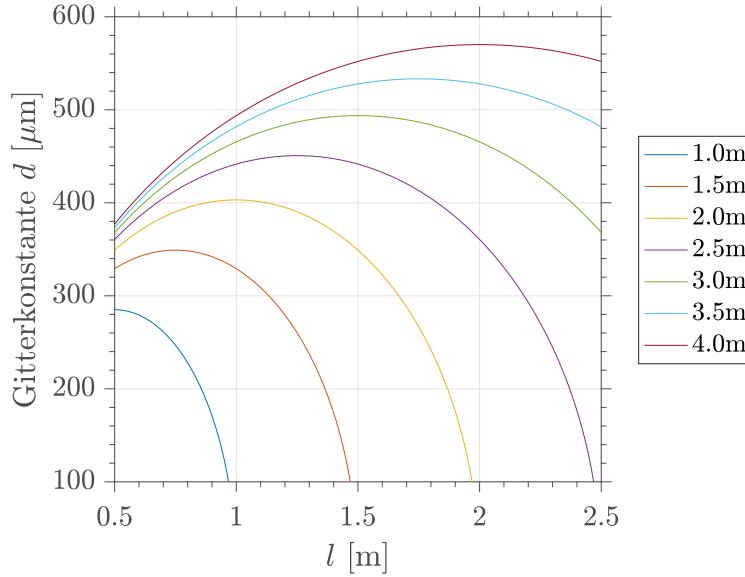


Abbildung 3.1: Abhängigkeit zwischen der Gitterkonstante und dem Abstand der Punktquelle zum Gitter l für verschiedene Gesamtlängen $l_{ges.}$. Für die Wellenlänge wurde $\lambda = 650 \text{ nm}$ angenommen und berechnet wurde dies mit Formel (3.3).

von dem Abstand zwischen Punktquelle und Gitter l aufgetragen. Da das Herstellen von Gittern mit größeren Gitterkonstanten leichter wird, ergeben die Maxima dieser Graphen die idealen Aufbauparameter mit der kleinstmöglichen Gesamtlänge bei der größtmöglichen Gitterkonstante.

Um die Maxima algebraisch zu berechnen, wird die Ableitung der Gleichung (3.3) gleich 0 gesetzt:

$$\frac{\partial d}{\partial l} = 0 = \frac{\lambda(l_{ges.} - 2l)}{2\sqrt{2}l_{ges.}\sqrt{\frac{\lambda(l_{ges.}-l)}{l_{ges.}}}}, \quad (3.4)$$

$$\Rightarrow 2l = l_{ges.}. \quad (3.5)$$

Setzt man den in Gleichung (3.5) hergestellten Zusammenhang zwischen l und $l_{ges.}$ in die Gleichung (3.2) ein, folgt

$$l_{ges.} = \frac{8d^2}{\lambda}. \quad (3.6)$$

Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 3.2 veranschaulicht. Somit kann die minimal benötigte Aufbaugröße in Abhängigkeit von der Gitterkonstanten bestimmt werden.

Da erste Tests bei der Gitterherstellung gezeigt haben, dass das Produzieren von Gittern mit einer Periode von etwa $500 \mu\text{m}$ realisierbar sein könnte, wurde die Aufbaulange $l_{ges.}$ auf 3 m festgelegt. Daraus folgt auch die Positionierung des Gitters mit 1.5 m hinter der Punktquelle.

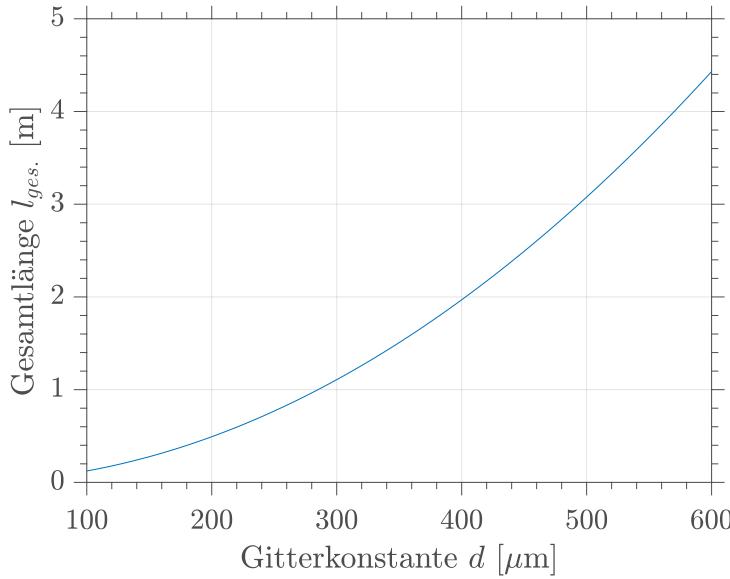


Abbildung 3.2: Der Zusammenhang zwischen minimaler Gesamtlänge und der Gitterkonstante d , um nach Formel (3.6) den gesamten ersten Talbotabstand vermessen zu können. Die Wellenlänge wurde auf $\lambda = 650 \text{ nm}$ festgelegt.

3.2 Gitter

Der Kernbestandteil eines jeden Talbot-Experiments ist das Interferenzmuster erzeugende Gitter. Es kann durch verschiedene Parameter wie der Gitterkonstante d , dem Dutycycle¹, der Dicke, dem Material und der damit zusammenhängende Brechungsindex n und Absorptionskoeffizient α beschrieben werden. Wird für n die komplexe Schreibweise verwendet, ist α bereits durch den Imaginärteil gegeben [Dem13b].

Die in Kapitel 2.2 beschriebenen Gitter sind hierbei idealisierte Modelle mit $\alpha = 0$ für die Phasengitter und somit nicht absorbierend, und $\alpha \gg 0$ für das Absorptionsgitter, sodass keine Strahlung durchdringen kann.

Da die für diesen Versuch geplanten Phasengitter mit Parametern von etwa $100 \mu\text{m} < d < 500 \mu\text{m}$ und einem Phasenschub von π und $\pi/2$ bei einer Wellenlänge von $\lambda = 650 \text{ nm}$ auch nach intensiver Recherche nicht auffindbar waren, wurde eine Methode gesucht, diese selber herzustellen. Nach Gleichung (2.18) ist der Phasenschub $\Delta\varphi$ im Vergleich zur Propagation im Vakuum von der Dicke z und dem Brechungsindex n des Gitters wie folgt abhängig:

$$\Delta\varphi = \frac{2z\pi(n - 1)}{\lambda}.$$

¹Der Dutycycle beschreibt das Tastverhältnis eines Gitters. Dieses entspricht dem Verhältnis der Gitterspaltbreite gegenüber der Gitterkonstante. Für alle in dieser Arbeit gezeigten Gitter wird ein Tastverhältnis von 50% angenommen, falls es nicht explizit anders erwähnt wird.

Für einen Phasenschub von $\Delta\varphi = \pi/2$ folgt der Zusammenhang

$$\frac{\pi}{2} = \frac{2z\pi(n - 1)}{\lambda}, \quad (3.7)$$

und die Auflösung nach z liefert

$$z = \frac{\lambda}{4(n - 1)}. \quad (3.8)$$

Da das Gitter transparent und leicht zu bearbeiten sein muss, bietet sich als Material ein Kunststoff an. Hier beträgt ein üblicher Brechungsindex $n \approx 1.5$ [HKB10, S. 446]. Daraus würde die Dicke des Materials unter Verwendung von $\lambda = 650 \text{ nm}$ mit $d \approx 0.3 \mu\text{m}$ folgen. Da solch dünne Folien nicht erhältlich sind, ist dies keine Möglichkeit, passende Phasengitter zu erhalten. Eine weitere Option ist das Verwenden eines zweiten Materials in den Gitterlücken. Die gesamte Phasendifferenz ergibt sich aus der Differenz der nach Gleichung (2.18) folgenden Phasenschüben φ_1 und φ_2 beider Materialien:

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_1 - \Delta\varphi_2 \quad (3.9)$$

$$= \frac{2z\pi(n_1 - 1)}{\lambda} - \frac{2z\pi(n_2 - 1)}{\lambda} \quad (3.10)$$

$$= \frac{2z\pi(n_1 - n_2)}{\lambda} = \frac{2z\pi\Delta n}{\lambda}. \quad (3.11)$$

Als Zweitmaterial eignet sich eine Flüssigkeit, um die Lücken im Gitter passgenau füllen zu können [Pre10]. Hierbei wird die Flüssigkeit mit dem Gitter zwischen zwei Glasscheibchen gelegt, sodass die Verteilung der Flüssigkeit durch die Oberflächenspannung zustande kommt. Zur Verdeutlichung ist dies in Abbildung 3.3 zu sehen. Um dieses Glas-Flüssigkeits-Gitter-Sandwich zu fixieren, wird es in einen Diarahmen eingespannt, was auch das Einbauen in die Versuchsanordnung erleichtert.

Als Material für das Gitter wurde eine PVC-Folie [Pri] mit einer Dicke von $30 \mu\text{m}$ gewählt. Um die Dicke der Folie zu verifizieren, wurden mehrere Lagen übereinander mithilfe eines Messschreibers vermessen. Laut [HKB10] beträgt der Brechungsindex für PVC $n = 1.520 - 1.545$. Um mit dieser Folie bei einer Dicke von $z = 30 \mu\text{m}$ einen Phasenschub von $\pi/2$ für Licht mit einer Wellenlänge von $\lambda = 650 \text{ nm}$ zu erzielen, muss die Differenz der Brechungsindizes nach Gleichung (3.11) $\Delta n \approx 0.0054$ betragen. Für größere Phasenschübe könnten dann mehrere Schichten der Folie verwendet werden. Eine Flüssigkeit, die dies erfüllen könnte ist Vetiveröl [Car] mit einem Brechungsindex von $n = 1.515 - 1.535$. Leider wurde die bestellte Flasche zum Abgabepunkt dieser Arbeit noch nicht geliefert. Somit können die Phasengitter nicht wie geplant im Aufbau getestet werden.

Zur Herstellung der Absorptionsgitter gab es zwei Herangehensweisen. Die Erstere stammt aus einer früheren Arbeit [Boj+16], in der die Absorptionsgitter auf Folien ausgedruckt werden. Die Zweite benutzt, ähnlich wie im Phasengitter, die selben geschnittenen Folien. Um die transparente PVC-Folien absorbierend zu machen, wurden diese mit einem schwarzen *Glanzlack-Marker 750 creative* der Marke *edding* bemalt. Die Absorptionsfähigkeit dieser Beschichtung im Vergleich zu einen gewöhnlichen schwarzen *edding 800 Marker* ist in Abbildung 3.4 demonstriert. Die Herstellerangaben dieser zwei Stifte sind unter [edd]

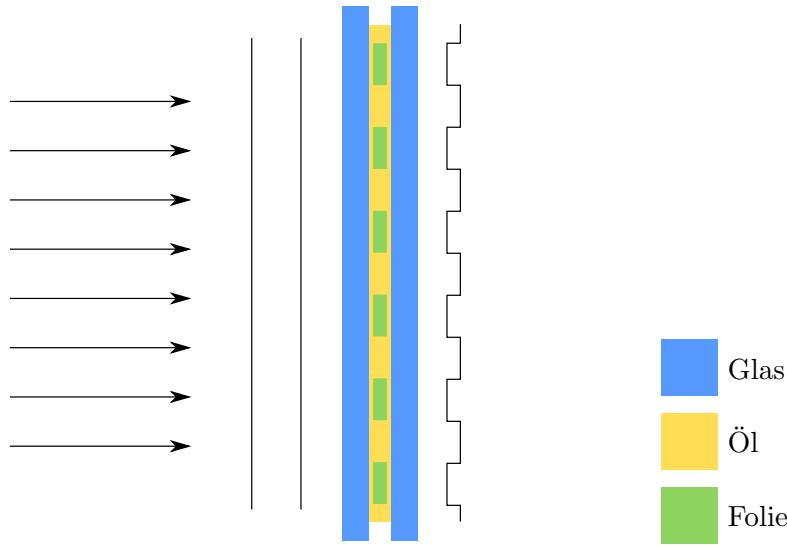


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung eines Phasengitters. Das Gitter besteht aus einer Folie, in der die Gitterstruktur geschnitten wurde. Diese befindet sich in einem Öl mit ähnlichem Brechungsindex, um nach Gleichung (3.11) eine Phasendifferenz von π beziehungsweise $\pi/2$ zu erzielen. Diese aufgeprägte Phase ist in der Wellenfront nach dem Gitter zu sehen. Das ganze befindet sich zwischen zwei Glasplättchen, um das Gitter zu stabilisieren und vor Schäden zu schützen.

zu finden. Eine Übersicht der verschiedenen Schritte des Herstellungsprozesses ist in Abbildung 3.5 zu sehen. Zunächst werden die Folien geschnitten. Hierfür werden sie auf ein Trägermaterial aufgeklebt und in dem Schneideplotter *Roland Camm-1 Servo GX-24* [Rol] des FabLabs [Ham+17] der FAU geschnitten. Mit einer softwareseitigen minimalen Auflösung von 0.025 mm, kombiniert mit der hardwareseitigen Auflösung von 0.0125 mm und dem maximalen Fehler von ± 0.1 mm, ist er zum Schneiden der feinen Gitterstruktur geeignet. Danach müssen die Gitter von dem Trägermaterial gelöst werden. Dieser Schritt ist hierbei der kritischste, da die feinen Gitterstrukturen nicht beschädigt werden dürfen. Erleichtert werden kann der Prozess, indem der Klebstoff auf dem Trägermaterial mittels Wasser angelöst wird. Leider ist hierbei der Versuch eine Gitterkonstante von 500 μm zu erreichen nicht ganzeglückt, da die Gitterstäbe beim Ablösen zerrissen sind. Die kleinste erreichbare Periode waren 800 μm . Nach dem Ablösen mussten zunächst die Gitterzwischenräume manuell aus der Folie herausgetrennt werden und anschließend wurden die Gitter mit dem Lack-Marker bemalt. Um die feine Struktur gegen Beschädigung zu schützen, wurde das fertige Gitter zwischen zwei dünnen Glasscheibchen platziert und in einem Diarahmen fixiert.

Das Anfertigen der bedruckten Absorptionsgitter lief hingegen ohne Probleme ab. Hier konnte auch die für den Aufbau angestrebte Gitterperiode von $d = 500 \mu\text{m}$ umgesetzt werden. Auch das Erstellen von kleineren Gitterperioden von etwa 200 μm wären so möglich [Boj+16], was für diesen Aufbau aber momentan nicht notwendig ist. Um die Methoden zur Herstellung

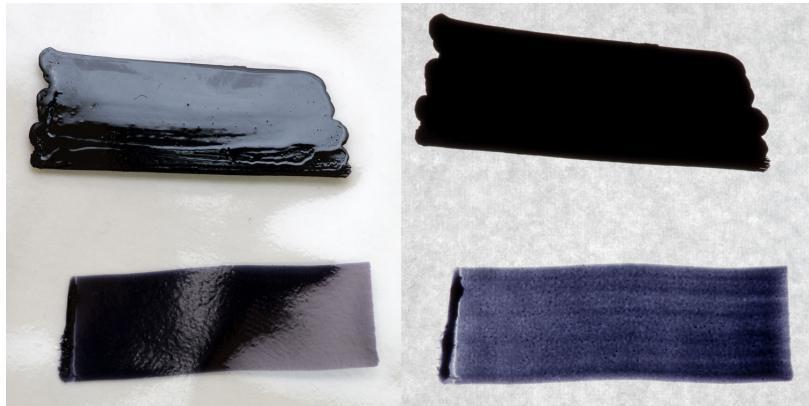


Abbildung 3.4: Vergleich zwischen herkömmlichem schwarzem *edding 800 Marker* (unten) und dem für die Absorptionsgitter verwendeten *Glanzlack-Marker 750 creative* (oben). Links sind die auf der Folie bemalten Stellen von vorne beleuchtet, auf der rechten Seite sind diese nur von hinten beleuchtet. Während der herkömmliche Marker noch einen großen Teil des sichtbaren Lichts hindurch lässt, wird so gut wie alles vom Lack-Marker absorbiert.



Abbildung 3.5: Übersicht über die Herstellung der Gitter. Nachdem die Gitter geschnitten wurden, müssen sie zunächst vom Trägermaterial getrennt werden. Anschließend kann die Folie schwarz eingefärbt und in einem Diarahmen zwischen zwei Glasscheibchen fixiert werden.

geschnittener und gedruckter Gitter besser vergleichen zu können, wurde hier auch noch ein Gitter mit $d = 800 \mu\text{m}$ gefertigt.

Aufnahmen der drei finalen Gitter sind in Abbildung 3.6 und 3.7 zu sehen. Die Dimensionen der Gitterflächen betragen für jedes Gitter $25 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$. Im makroskopischen Vergleich fällt vor allem die Gleichmäßigkeit der Druckmethode auf. Das geschnittene Absorptionsgitter hingegen hat aufgrund seiner fragilen Struktur einige Defekte. Im Gegensatz zum makroskopischen Erscheinungsbild, weist das gedruckte Gitter unter dem Mikroskop einige Unregelmäßigkeiten auf. Die Kanten sind nicht klar definiert und haben einen granularen Übergang zwischen Gittersteg und Gitterlücke. Auch hat die bedruckte Folie einige oberflächliche Unebenheiten, welche sich aufgrund unterschiedlicher Phasenschübe negativ auf das daraus folgende Interferenzmuster auswirken könnten. Das geschnittene Gitter weist hingegen klare Kanten auf. Auch kann hier kein ungewollter Phasenschub durch Folie in den Gitterlücken entstehen, da an diesen Stellen keine Folie vorhanden ist.

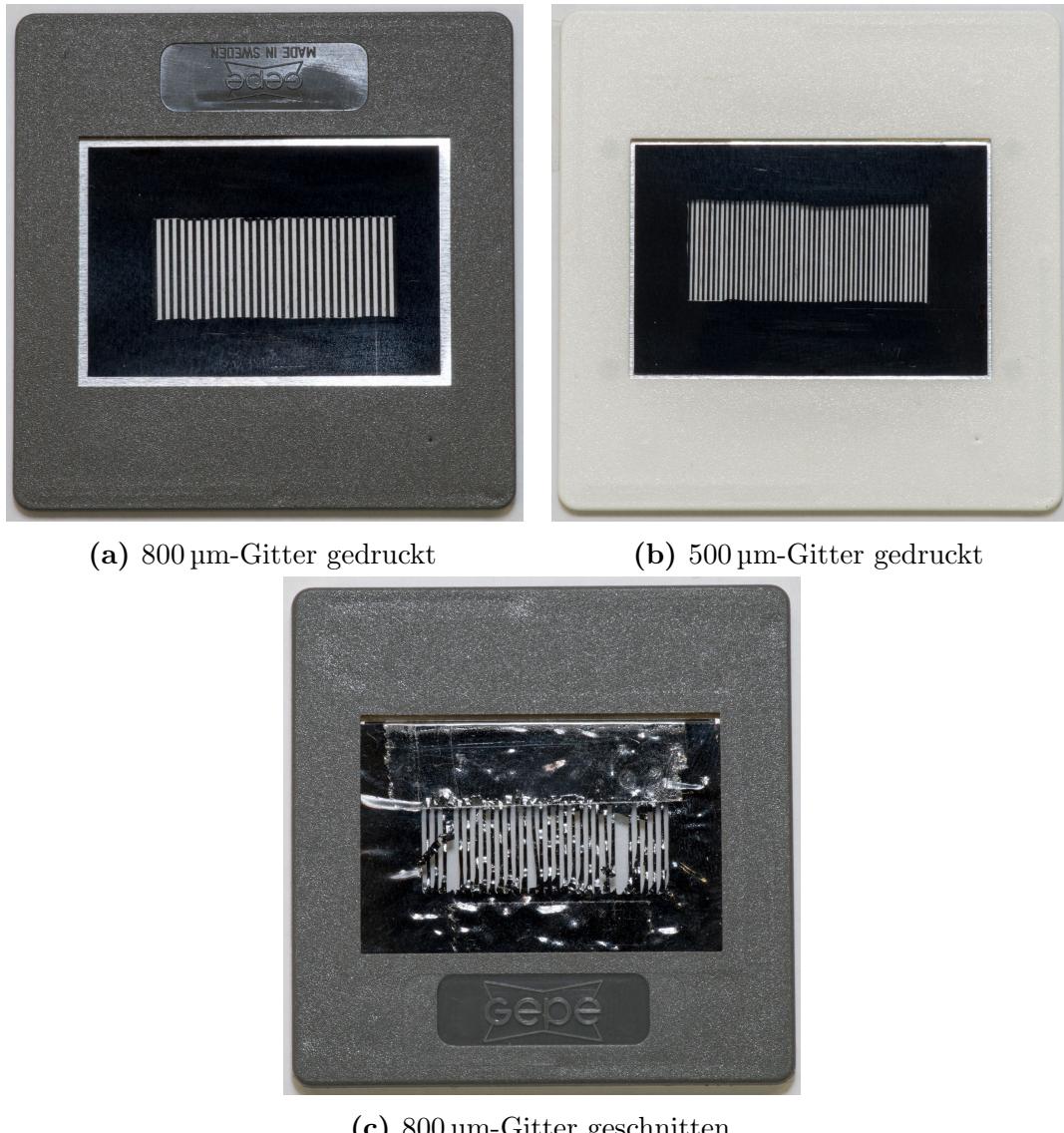


Abbildung 3.6: Fotografie der Gitter. Die Fläche der Gitter beträgt je $25\text{ mm} \times 10\text{ mm}$. Makroskopisch betrachtet sind die bedruckten Gitter deutlich gleichmäßiger als das geschnittene. Erklärt werden kann dies gut durch die Robustheit der verwendeten Materialien. Durch die heraus getrennten Gitterlücken ist das geschnittene Gitter deutlich empfindlicher und hat schon durch das Abtrennen von dem Trägermaterial einige Defekte erhalten. Die gedruckten Gitter hingegen sind auf einer dickeren Folie ohne Löcher aufgedruckt und somit deutlich widerstandsfähiger.

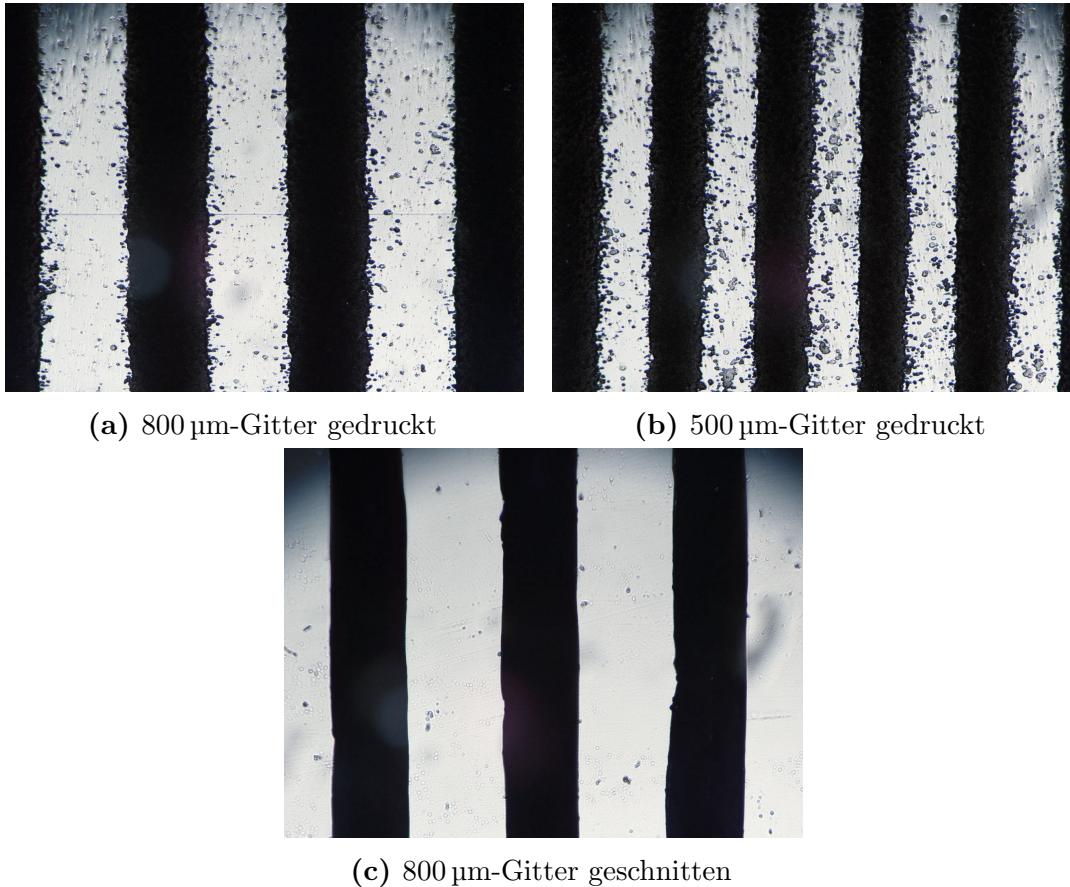


Abbildung 3.7: Mikroskopaufnahme der Gitter. Die gezeigten Ausschnitte haben eine reale Größe von $2.8 \text{ mm} \times 2.1 \text{ mm}$. In den feinen Strukturen haben die gedruckten Gitter einige Unregelmäßigkeiten. Diese entstehen beim Drucken und können somit nicht verhindert werden. Außerdem hat die verwendete Folie einige Unregelmäßigkeiten auf der Materialoberfläche. Diese könnten dem Licht beim Durchdringen einen zusätzlichen, unregelmäßigen Phasenschub aufprägen und somit das Interferenzmuster negativ beeinflussen. Das geschnittene Gitter hingegen hat klar definierte Kanten, auch gibt es keine Folie in den Gitterlücken, die einen unerwünschten Phasenschub aufprägen können.

3.3 Laser

Ein weiterer benötigter Bestandteil des Aufbaus ist die Lichtquelle. Für diesen Aufbau wird eine monochromatische Lichtquelle verwendet, um eine Überlagerung im Interferenzmuster aufgrund unterschiedlicher Wellenlängen zu verhindern. Des Weiteren muss die Wellenlänge möglichst groß sein, um nach Gleichung (3.6) einen kurzen Aufbau zu erhalten. Da rotes Licht im optisch sichtbaren Bereich die langwelligste Strahlung ist, wird hier ein roter Laser mit einer Wellenlänge von $\lambda = 650 \text{ nm}$ verwendet werden [Qua]. Die Spezifikationen des Lasers sind in Tabelle 3.1 aufgeführt. Da der Laser nur eine geringe Betriebsspannung von $U_- = 2.6 - 5.0 \text{ V}$ benötigt, kann dieser Mithilfe eines *Arduino Uno-R3-Boards* [Ard] betrieben werden.

Name	VLM-650-02 LPT
Betriebsspannung	2.6 – 5.0 V
Betriebsstrom	< 35 mA
Lichtleistung	< 1 mW
Peakwellenlänge	645 – 665 nm
Laserklasse	2
Fokusbereich	100 mm – ∞
Punktgröße bei 5 m	5 ± 1 mm

Tabelle 3.1: Spezifikation der im Aufbau verwendeten Laserdiode [Qua].

Zum Ansteuern der Laserdiode können von *Matlab* aus die entsprechenden Befehle direkt an den *Arduino* gesendet werden. Somit kann später in Messungen das An-/Ausschalten automatisiert werden.

Wie bereits im Kapitel 3.1 erwähnt, soll im Versuch ein sphärischer Talbotteppich erzeugt werden. Hierfür ist eine Punktquelle nötig. Da nur ein kleiner Raumwinkel für das Gitter ausgeleuchtet werden muss, ist es auch ausreichend einen konischen Lichtstrahl zu verwenden, der den entsprechenden Bereich in der Gitterebene abdeckt. Hier war die ursprüngliche Idee, die Auffächerung des Lichtstrahls durch Beugung an einer Punktblende zu erreichen. Nach [Dem13b] ist die Intensitätsverteilung $I(\theta)$ einer solchen Blende gegeben durch

$$I(\theta) = I_0 \cdot \left(\frac{\sin[\pi(b/\lambda) \sin \theta]}{\pi(b/\lambda) \sin \theta} \right)^2. \quad (3.12)$$

Hierbei beschreibt θ den Ablenkungswinkel gegenüber der ursprünglichen Stahlrichtung, I_0 die maximale Intensität des Lichts bei $\theta = 0$, b entspricht der Spaltbreite und λ ist die Wellenlänge des verwendeten Lichts. Wie in Abbildung 3.8 zu sehen ist, wäre es mit einer Blendengröße von $b = 0.025$ mm möglich, Gitter mit einer Breite von 3 cm bei einer Wellenlänge von $\lambda = 650$ nm in einem Abstand von $z = 1.5$ m auszuleuchten. Für größere Blendenöffnungen würde die ausgeleuchtete Gitterbreite kleiner werden.

Um so kleine Öffnungen zu erzeugen, muss die Blende eine sogenannte Nullapertur besitzen, die das stufenlose Verstellen bis auf eine Größe von $b = 0$ mm erlaubt. Bei den ersten Test mit der Blende fielen aber zwei Nachteile auf, die diese Methode der Lichtstrahlauflaufweitung für den Aufbau als ungeeignet erwiesen. Zum einen müssen Laser und Blende sehr exakt ausgerichtet werden, damit der Lichtkegel in die gewünschte Richtung zeigt. Zum anderen ist die Lichtintensität von der Blendenfläche abhängig, da nur dieser Teil des Laserstrahls nach der Blende propagieren kann. Nimmt man hier den Querschnitt des Laserstrahls als kreisförmig mit einem Durchmesser von beispielsweise 1 mm an, in dem die Intensität gleichmäßig verteilt ist, würde bei einer Blende mit $b = 0.1$ mm etwa 2% der Intensität zur Verfügung stehen. Für eine Blendenöffnung von $b = 0.025$ mm sind nur noch etwa 0.1% der ursprünglichen Intensität am Gitter messbar. Durch so eine Abschwächung würde das Signal so stark vermindert werden, dass es vermutlich im Hintergrundrauschen untergehen würde.

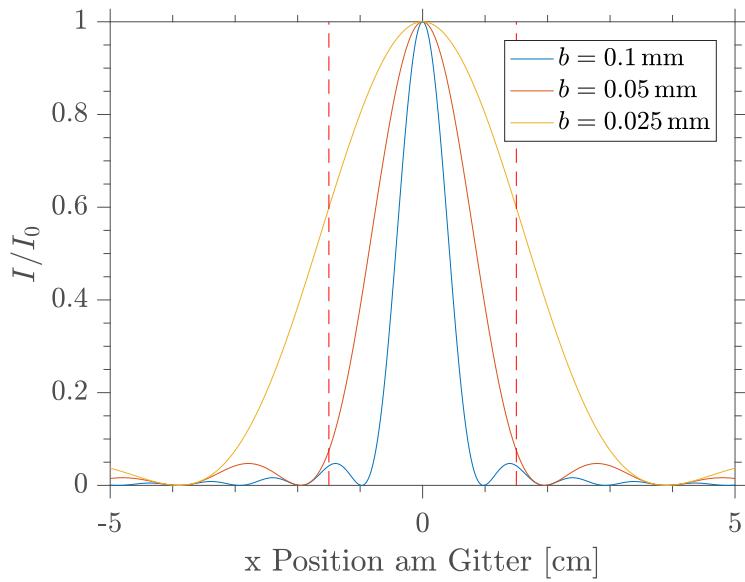


Abbildung 3.8: Intensitätsmuster in einer Entfernung $z = 1.5 \text{ m}$ hinter einer Lochblende für verschiedene Blendendurchmesser b . Um die relativen Intensitäten I/I_0 zu erhalten, wurden die Ablenkungswinkel θ der x -Positionen bestimmt und in Gleichung (3.12) eingesetzt. Die roten Linien grenzen einen Bereich von 3 cm ein, was etwa der maximalen Gitterbreite entspricht. Für $b = 0.025 \text{ mm}$ kann somit das komplette Gitter mit einem maximalen Intensitätsunterschied von 40% ausgeleuchtet werden. Beträgt die Blendengröße hingegen $b = 0.1 \text{ mm}$, werden manche Stellen am Gitter nicht ausgeleuchtet.

Somit muss hier eine alternative Methode der Strahlaufweitung verwendet werden. Die für den Versuch angeschaffte Laserdiode hat einen einstellbaren Fokus. Dieser ermöglicht das Fokussieren des Strahls auf einen minimalen Abstand von etwa 10 cm. Nach dieser Bündelung auf einen Punkt weitert sich der Strahl wieder auf. Da hier im Gegensatz zur anderen Methode kein Teil des Strahls geblockt wird, entspricht die am Gitter ankommenden Intensität der vollen Laserleistung. Auch erleichtert dies die Justierung des Strahls am Aufbau deutlich. Lediglich ein Bauteil ausgerichtet werden muss, damit der Strahl plan über den Lochplatten liegt. Die beiden Methoden der Strahlaufweitung sind in Abbildung 3.9 gegenüber gestellt.

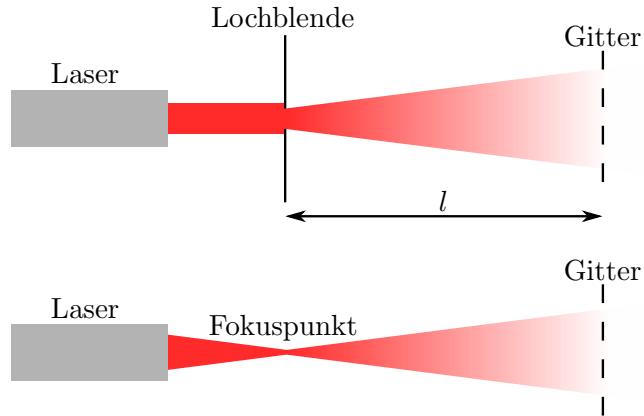


Abbildung 3.9: Oben: Ursprüngliche Idee zur Aufweitung des Laserstrahls. An einer Lochblende entsteht durch Interferenz ein divergenter Strahl. Hierbei wird aber ein Großteil der Intensität des Lasers durch die Blende abgeblockt. Unten: Die im Aufbau verwendete Methode zur Strahlaufweitung. Durch eine Fokussierung des Lasers entsteht nach dem Fokuspunkt ein konischer Lichtstrahl. Da hier kein Licht abgeblockt wird, kommt die gesamte Intensität am Gitter an.

3.4 Sensor

Zur Detektion des Laserlichts wird im Aufbau ein Sensor benötigt. Dieser ist entscheidend für die Qualität und Auflösung der Aufnahmen. Um das Talbotmuster aufzulösen, muss die Pixelgröße kleiner als die zu messende Struktur sein. Durch die Vergrößerungseffekte bei einem sphärischen Talbotteppich, sind die kleinsten Strukturen direkt am Gitter mit einer Vergrößerung von $M = 1$ zu messen. Hier entspricht die Periode im Talbotmuster der Gitterperiode. Somit muss die Pixelgröße kleiner als die Gitterkonstante $d = 500 \mu\text{m}$ sein, um die Gitterstruktur auflösen zu können. In Abbildung 3.10 sind Simulationen mit verschiedenen Pixelgrößen zwischen $100 \mu\text{m}$ und $10 \mu\text{m}$ zu sehen. Bei größeren Pixelgrößen ist das Talbotmuster zwar schon zu erkennen, aber die Details im diesem sind noch nicht zu sehen. Erst unterhalb einer Pixelgröße von $25 \mu\text{m}$ können diese aufgelöst werden.

Nicht nur die Auflösung der Kamera ist entscheidend, auch die Ausdehnung in x -Richtung ist wichtig. Durch diese wird festgelegt, wie breit der Bereich im Talbotteppich ist, der mithilfe der Kamera gemessen werden kann. Für einen Aufbau mit dem Abstand $l = 1.5 \text{ m}$ zwischen Lichtquelle und Gitter, und einer Propagationslänge von $z_{sph.} = 1.5 \text{ m}$ hinter dem Gitter, entspricht nach Gleichung (2.30) die Periode im Talbotmuster der doppelten Gitterkonstante d . Somit ist bei einem Gitter mit $d = 500 \mu\text{m}$ eine Periode pro Millimeter messbar. Für kleinere Gitterkonstanten werden, aufgrund der Linearität, die Anzahl der Perioden pro Millimeter dementsprechend größer.

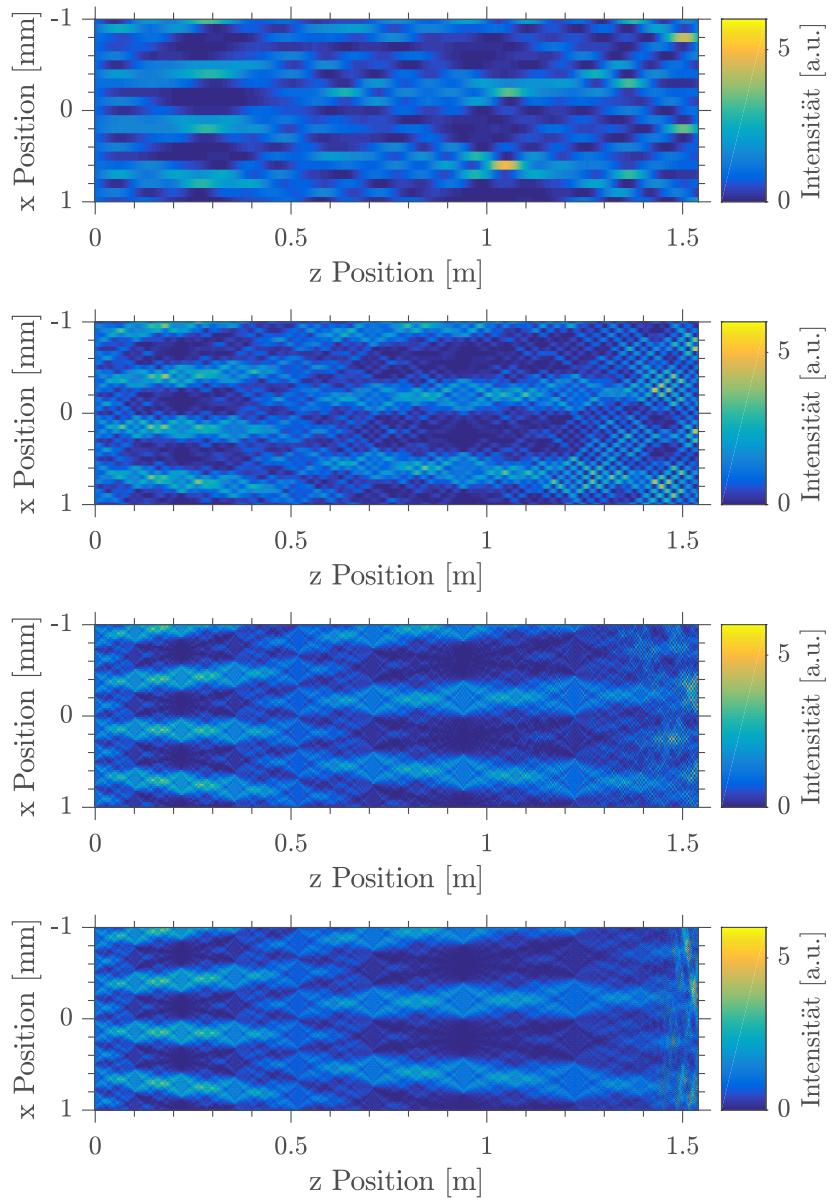


Abbildung 3.10: Simulation des Talbotteppichs eines $\pi/2$ -Gitters mit verschiedenen Pixelgrößen im Sensor. Die Pixelgrößen sind von oben nach unten 100 µm, 50 µm, 25 µm und 10 µm, die Gitterkonstante ist $d = 500$ µm. Zwar ist mit einer Pixelgröße von 100 µm das Talbotmuster schon zu sehen, aber erst bei kleineren Pixeln werden detailliertere Strukturen sichtbar.

Name	UI-3580CP Rev. 2
Sensortyp	CMOS Color
Sensorname	MT9P006STC
Framerate	15 fps
Auflösung	2560 × 1920
Sensorgröße	5.632 mm × 4.224 mm
Pixelgröße	2.2 µm

Tabelle 3.2: Merkmale der im Versuch verwendeten Kamera [IDSb].

Für diese Arbeit wird ein USB-Kamerasensor [IDSb] der Marke *IDS* verwendet. Einige Sensormerkmale sind in Tabelle 3.2 aufgelistet. Mit einer Pixelgröße von $2.2\text{ }\mu\text{m}$ ist dieser Sensor fein genug, um die filigranen Strukturen im Interferenzmuster aufzulösen. Auch sollten mit einer Sensorbreite von 5.632 mm etwas mehr als 5 Perioden im maximalen Abstand $z_{sph.} = 1.5\text{ m}$ gemessen werden können. Die Simulation eines Talbotteppichs mit diesen Parametern ist in Abbildung 3.11 zu sehen. Auch hier ist gut zu erkennen, dass der Sensor den geometrischen Anforderungen gerecht wird, da sowohl im Nahen viele Details im Muster zu erkennen sind, als auch im maximalen Abstand noch etwas mehr als 5 Perioden im Talbotmuster gemessen werden können.

Um das Laserlicht zu detektieren muss der Wellenlängenbereich, den der Sensor abdeckt, die Wellenlänge des Laserlichts beinhalten. In Abbildung 3.12 ist die wellenlängenabhängige Quanteneffizienz der verschiedenen Pixelarten aufgetragen. Die für den roten Farbanteil zuständigen Pixel können die Wellenlänge $\lambda = 650\text{ nm}$ mit einer Quanteneffizienz von etwas über 40% detektieren. Somit sind die Eigenschaften des Sensors zur Messung eines Talbotmusters geeignet.

Zur Aufnahme der Bilder am PC kann die vom Hersteller bereitgestellte Software *uEye Cockpit* [IDSa] verwendet werden. Genauso wie beim Laser, ist es aber auch bei der Kamera sinnvoll, dass die Steuerung über *Matlab* erfolgen kann. So können später die verschiedenen Versuchskomponenten alle zentral angesteuert und Messreihen automatisiert werden. Leider werden die IDS-Kameras nicht direkt von *Matlab* oder *Matlabs Image Aquisition Toolbox* unterstützt. Eine mögliche Lösung ist hier ein inoffizielles *Matlab-uEye-Interface* [Wya]. Dieses liefert allerdings nur Bilder in Graustufen, die Farbinformationen gehen dabei verloren. Für die Messungen sollte dies aber nicht problematisch sein, da zum späteren Analysieren der Daten nur die Intensität benötigt wird.

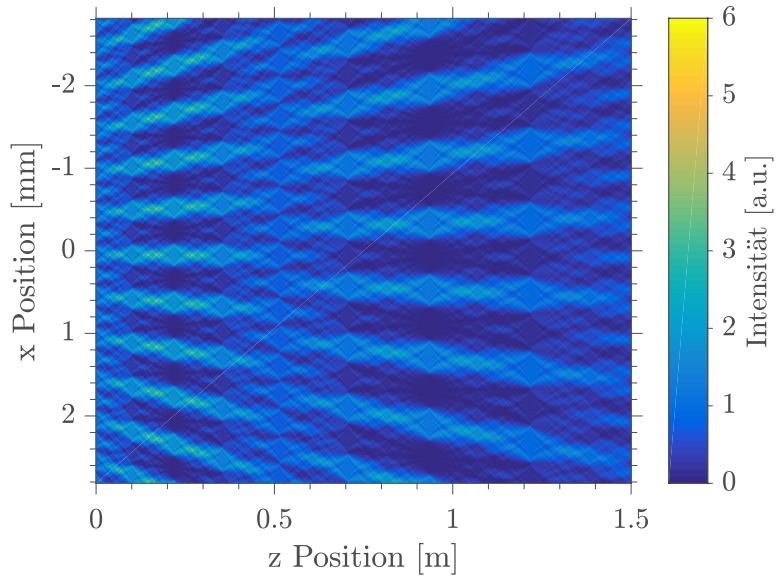


Abbildung 3.11: Simulation eines Talbotteppichs mit einer Pixelgröße von $2.2\text{ }\mu\text{m}$ und einer Auflösung in x -Richtung von 2560 Pixeln. Für die Wellenlänge wurde $\lambda = 650\text{ nm}$ angenommen. Die Gitterkonstante des $\pi/2$ -schiebenden Gitters wurde hier mit $d = 499.4\text{ }\mu\text{m}$ gewählt, da aufgrund interner Berechnungen in der Simulation die Gitterkonstante ein Vielfaches der Pixelgröße betragen muss.

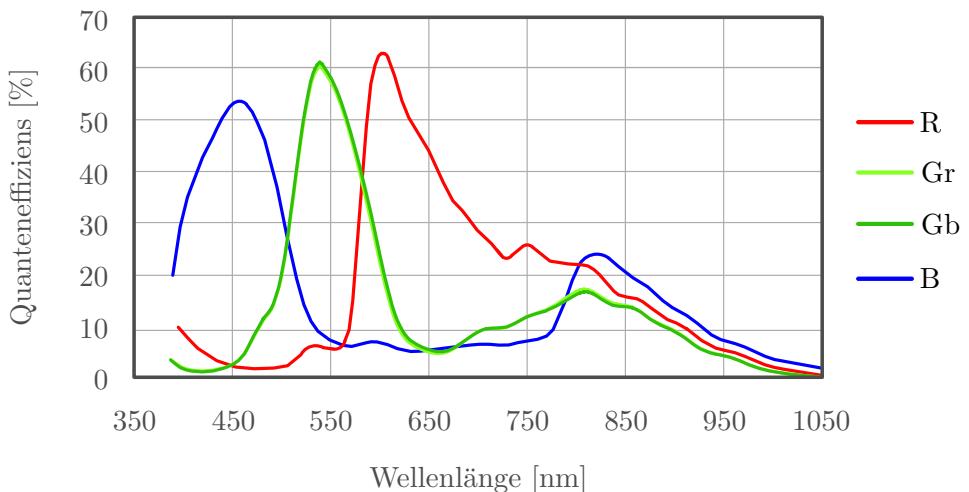


Abbildung 3.12: Wellenlängenabhängige Pixelsensitivität der im Versuch verwendeten Kamera für die unterschiedlichen Farbpixel [Sem17]. Die Wellenlänge $\lambda = 650\text{ nm}$ des Lasers kann, mithilfe der für rotes Licht zuständigen Pixeln, bei einer Quanteneffizienz von etwas mehr als 40% detektiert werden.

3.5 Verfahrachse

Die letzte Komponente im Aufbau ist die Verfahrachse. Diese soll automatisiert die Kamera in sämtliche Abstände hinter dem Gitter positionieren können, um das Vermessen eines kompletten Talbotteppichs zu ermöglichen. Da die Gesamtlänge auf $l_{ges.} = 3\text{ m}$ festgelegt wurde und das Gitter für eine möglichst kurze Gesamtlänge nach Gleichung (3.5) exakt mittig platziert sein muss, beträgt die maximale Propagationslänge hinter dem Gitter $l = 1.5\text{ m}$. Somit wäre eine Achse mit einer Verfahrlänge von 1.5 m die beste Lösung. Zum Ansteuern könnte hier auf die bereits bestehende Kommunikation zwischen dem Arduino und dem Messrechner zurückgegriffen werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wird hier eine schon vorhandene lineare Verfahrachse der Marke *Newport* [Newb] verwendet. Einige Spezifikationen der Achse sind in Tabelle 3.3 aufgeführt. Angesteuert wird die Achse über den *Newport Motioncontroller MM4005* [Newa]. Da die maximale Verfahrlänge lediglich 15 cm beträgt, muss für Messungen über eine längere Strecke die Achse mehrmals neu positioniert werden.

Modell	M-UTMCC1DD
Verfahrlänge	150 mm
Motor	UE31CC
Geschwindigkeit	2.5 mm/s
Auflösung	1 µm

Tabelle 3.3: Spezifikation der linearen Verfahrachse [Newb].

3.6 Montage des Aufbaus

Um mit dem Aufbau messen zu können, müssen zunächst die zuvor genannten Elemente alle passend ausgerichtet und fixiert werden. Als Grundlage dienen hierzu vier Lochplatten mit einer gesamten Größe von $3.5\text{ m} \times 0.5\text{ m}$ und einem Lochraster von jeweils 50 mm in x - und z -Richtung (vgl. Abb. 3.13). Um den Laser korrekt montieren zu können, wurde zunächst der Fokus auf $(12.5 \pm 0.5)\text{ cm}$ fest eingestellt. Mit diesem Fokus wird das Gitter 1.5 m hinter dem Fokuspunkt großflächig ausgeleuchtet. Um die Strahlhöhe des Lasers zu bestimmen wurde die Kamera zusammen mit der Verfahrsschiene montiert und die Höhe der Sensormitte ermittelt. Auf diese Höhe wurde der Laser montiert und anschließend so ausgerichtet, dass er von dem einen Ende der Lochplatten den Kamerasensor am anderen Ende mittig trifft. Zuletzt wurde das Gitter bei den für den Aufbau vorgesehenen 1.5 m hinter dem Fokuspunkt aufgestellt. Ein Foto des fertigen Aufbaus ist in Abbildung 3.13 dargestellt. Eine Liste mit den verschiedenen Merkmalen des Aufbaus ist in Tabelle 3.4 aufgeführt.

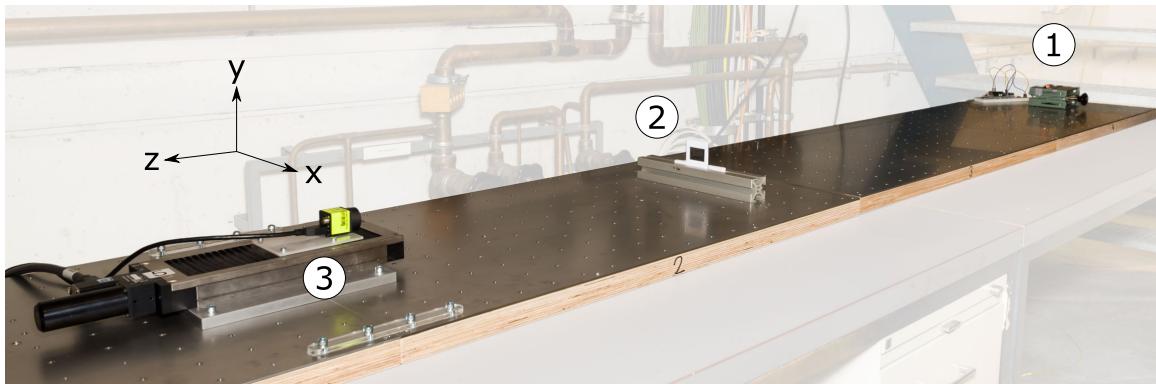


Abbildung 3.13: Foto des finalen Aufbaus. Die vom Arduino angesteuerte Laserdiode (1) beleuchtet das mittig platzierte Gitter im Diarahmen (2). Zur Detektion ist die Kamera auf einer verfahrbaren Schiene montiert (3).

Dimensionierung ($l \times b \times h$)	$3.5\text{ m} \times 0.5\text{ m} \times 0.2\text{ m}$
Wellenlänge	650 nm
Fokuspunkt Laser	$(12.5 \pm 0.5)\text{ cm}$
Distanz Fokuspunkt – Gitter	$(1.50 \pm 0.01)\text{ m}$
Distanz Gitter – Sensor	$(2.7 \pm 0.2)\text{ cm} – (152.7 \pm 0.2)\text{ cm}$
Gitterkonstante	500 μm und 800 μm
Gittertyp	Absorptionsgitter

Tabelle 3.4: Zusammengefasste Daten des Aufbaus

4 Ergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel werden verschiedene Messungen analysiert, um die Grenzen und Möglichkeiten des Aufbaus zu ermitteln.

4.1 Messung eines Talbotmusters

Für einen ersten Test wurde das geschnittene Absorptionsgitter verwendet, die Kamera wurde im minimalen Abstand dahinter platziert. Somit entspricht die Distanz zwischen Gitter und Sensor $z = 2.7$ cm. Aufgenommen wurde das Bild mittels der *uEye-Software* [IDSa]. Die verwendete Belichtungszeit betrug 3.787 ms. Das gemessene Interferenzmuster ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Da der Sensor die Bilddaten im RGB32-Farbraum übermittelt, in dem pro Farbe und Pixel 8 Bits zur Verfügung stehen, ergeben sich für die roten Farbinformationen ein Wertebereich von 0 bis $2^8 - 1 = 255$. Diese werden als Intensitätsmatrix in *Matlab* eingelesen. Um die Intensität besser analysieren zu können, wird an dieser Stelle die zweidimensionale Intensitätsmatrix in eine eindimensionale Intensitätsverteilung umgewandelt. Nimmt man hierfür nur eine einzelne Zeile, weist die Verteilung recht großes Rauschen auf, wie in Abbildung 4.1 dargestellt. Dieses kann beim Mitteln über mehrere Pixelzeilen durch eine größere Statistik minimiert werden. Da die abgebildete Gitterstruktur nicht perfekt senkrecht auf den Detektorpixeln liegt, können feine Details beim Mitteln über zu viele Pixelzeilen verloren gehen. Als geeigneter Kompromiss zwischen feinen Details und wenig Rauschen hat sich hier das Mitteln über 200 Zeilen bewährt. Auch in den folgenden Messungen wird zur Reduzierung des Rauschens beim Ermitteln der Intensitätsverteilung über 200 Pixelzeilen gemittelt werden.

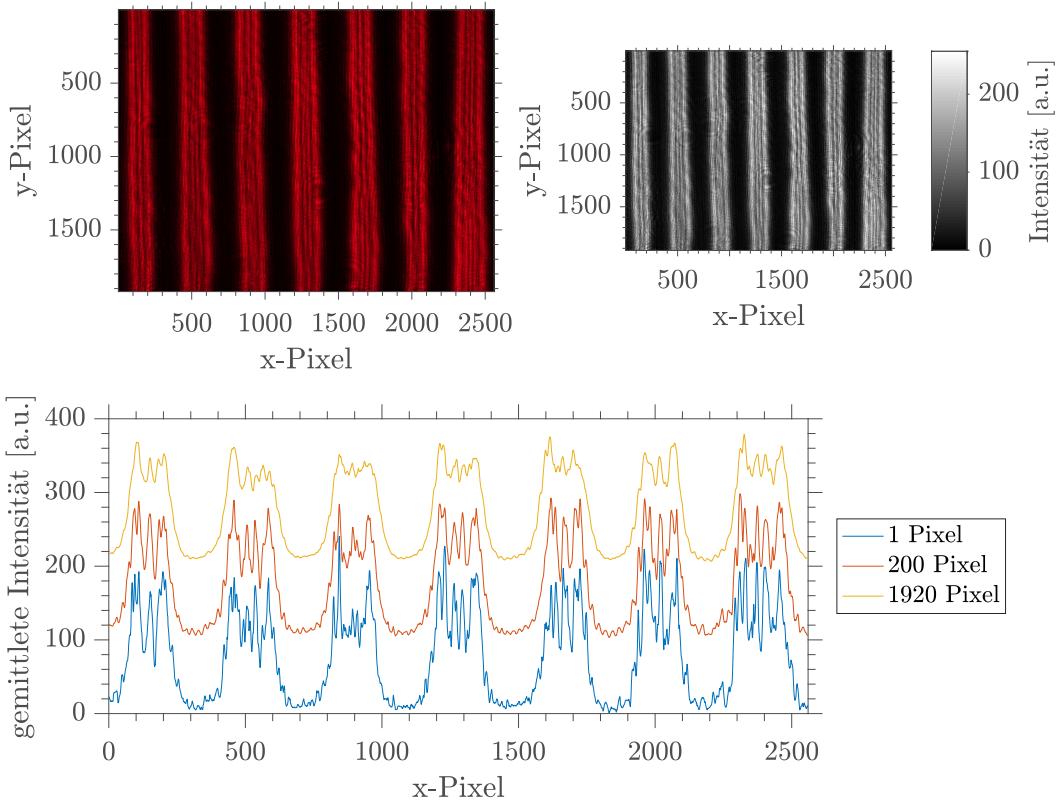


Abbildung 4.1: Analyse eines gemessenen Interferenzmusters. Aus dem gemessenen Bild (oben links) werden zunächst die roten Farbinformationen extrahiert. Aus diesen ergibt sich für die Intensität (oben rechts) mit einem Wertebereich von 0 bis 255. Zuletzt kann die zweidimensionale Intensitätsmatrix in eine eindimensionale Intensitätsverteilung umgewandelt werden (unten). Hierfür wurde über verschiedene Anzahlen an Pixelzeilen (1, 200 und 1920 Pixel) gemittelt. Um die Graphen besser vergleichen zu können, wurden ihre Intensitätswerte um je 100 a.u. versetzt geplottet. Im Vergleich fällt auf, dass die Intensität aus einer Pixelzeile recht viel Rauschen aufweist. Wird über mehrere Pixel gemittelt, wie beispielsweise über 200 Pixel, verringert sich das Rauschen aufgrund einer größeren Statistik. Da die Gitterstruktur nicht perfekt senkrecht zu den Detektorpixeln liegt, können beim Mitteln über zu viele Zeilen einige Details im Muster verloren gehen.

4.2 Vermessung eines Talbotteppichs

Aufgrund der Verfahrachse in z -Richtung ist dieser Aufbau nicht nur zum Aufnehmen einzelner Interferenzmuster geeignet, auch das Erstellen kontinuierlicher Talbotteppiche ist mit diesem möglich. Für die Umsetzung wurde die Kamera mit einer Geschwindigkeit von 1.25 mm/s über die lineare Achse bewegt. Zum Aufnehmen der Einzelbilder wurde die Kamera im Videomodus verwendet. Die hierbei verwendeten Kameraeinstellungen sind in Tabelle 4.1 aufgeführt. Wenn die motorisierte Achse am Ende ihrer 15 cm-Verfahrstrecke angekommen ist, wurde die Aufnahme gestoppt und nach einer um 15 cm versetzten Neupositionierung wurde der selbe Messvorgang wiederholt.

Bei der Vermessung des 1.5 m langen Talbotteppichs kamen somit 10 Messvideos mit je 120 Frames zustande. Diese wurden frameweise in *Matlab* eingelesen und für jeden Einzelframe wurde, wie in Kapitel 4.1, eine Intensitätsverteilung aus der Mittlung über 200 Pixelzeilen berechnet. Die Aneinanderreihung der Intensitätsverteilungen ergibt, wie in Abbildung 4.2 zu sehen, den gemessenen Talbotteppich. Auffällig ist hier eine starke Fragmentierung alle 15 cm. Diese ist auf das Umpositionieren der linearen Achse zurückzuführen. Bereits Abweichungen von < 0.5 mm sind aufgrund der feinen Skalierung in x -Richtung deutlich erkennbar.

Um diesen Versatz etwas auszugleichen, wurden in der Abbildung 4.3 die laterale Abweichung der einzelnen Teilstücke manuell angepasst, sodass der resultierende Talbotteppich ein kontinuierliches Muster ergibt. Jetzt ist das Muster gut erkennbar und kontinuierlich. Zudem können feine Details im Muster aufgelöst werden. Aber im Vergleich zu den simulierten Talbotteppichen in Kapitel 2.2 folgt das Muster nicht geraden, von der Punktquelle ausgehenden Linien, sondern wirkt wellig. Auch dieses Phänomen kann durch die mehrfache

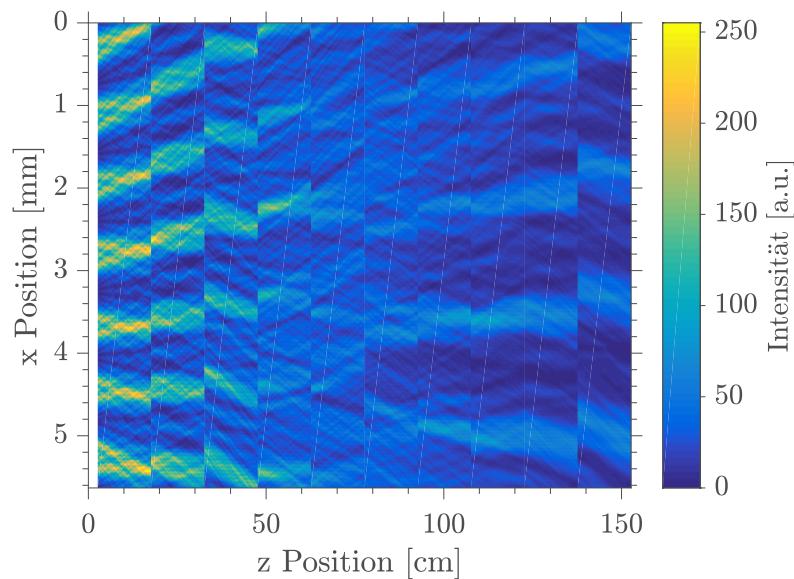


Abbildung 4.2: Erste Messung eines Talbotteppichs über 1.5 m. Die Fragmente können auf das Umpositionieren der Achse alle 15 cm zurückgeführt werden, denn schon kleine Ungenauigkeiten der x -Position führen zu einem deutlich erkennbaren Versatz im Talbotteppich.

Pixeltakt	10 MHz
Bildrate	1 fps
Belichtungszeit	3.787 ms

Tabelle 4.1: Verwendeten Kameraeinstellungen für die Aufnahmen

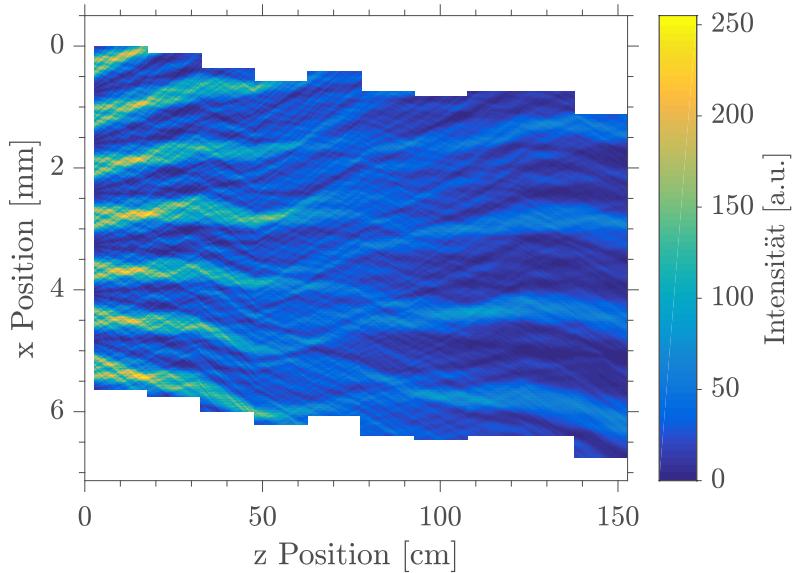


Abbildung 4.3: Gemessener Talbotteppich mit manuellem lateralem Versatz. Die Teilstücke aus Abbildung 4.2 wurden in x-Richtung so umpositioniert, dass ein kontinuierliches Muster entsteht.

Neuausrichtung der linearen Achse begründet werden. Weicht diese nur 0.5° von der Strahlrichtung ab, entspricht der Versatz zwischen Anfang und Ende der Schiene schon 1.3 mm. Da in der Darstellung dieser Versatz nicht kompensiert wird, ändert sich die Strahlrichtung nach jedem Teilstück leicht. Ein welliges Muster entsteht.

Behoben werden kann dies durch eine Verzerrung der Teilstücke in x-Richtung. Umgesetzt wurde dies in der Bildbearbeitungssoftware *Adobe Photoshop* [Ado13]. Dabei wurden die Teilstücke so verzerrt, dass die Struktur im Gesamtbild wieder auf einen Punkt zusammenläuft (vgl. Abb.). Das Ergebnis ist in Abbildung 4.5 zu sehen¹. Zum Vergleich befindet sich ein mit identischen Parametern simulierter Talbotteppich daneben. Direkt hinter dem Gitter stimmen Messung und Simulation in den feinen Details im Muster sehr gut überein. Je weiter entfernt vom Gitter man jedoch die beiden Teppiche vergleicht, desto größer werden die Unterschiede. Zum einen nimmt in der Messung die Intensität schneller ab, zum anderen

¹Da dieser letzte Verbesserungsschritt im Vergleich zu den vorherigen deutlich aufwändiger ist, wird er nur demonstrativ für dieses eine Talbotmuster umgesetzt. Für alle folgenden Rekonstruktionen wird nur der laterale Versatz verwendet werden.

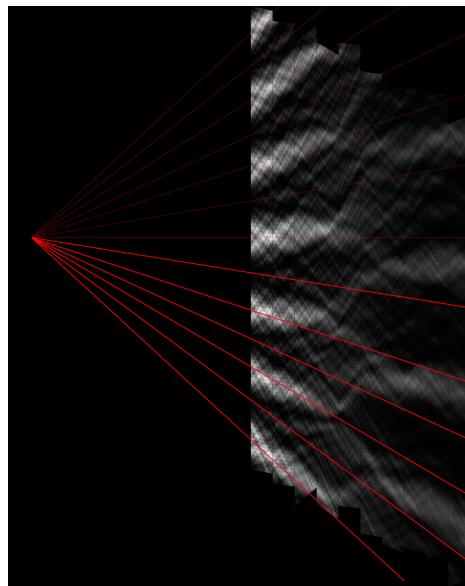
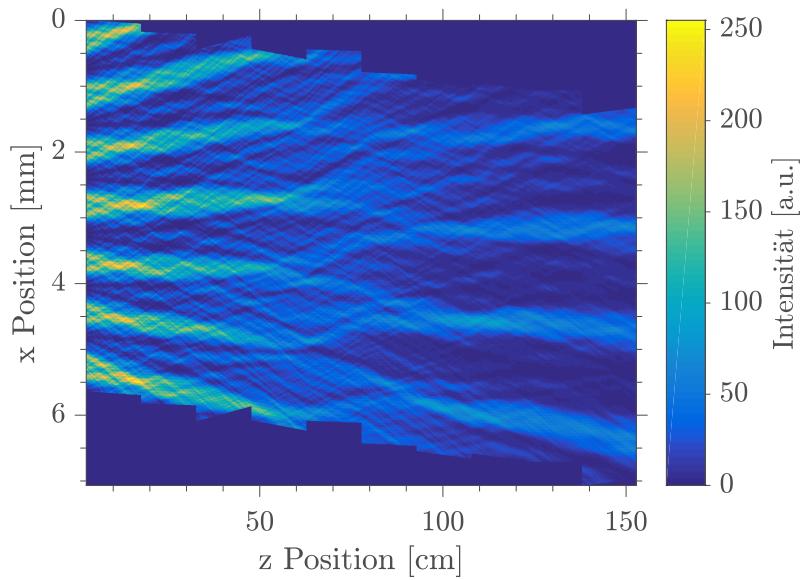
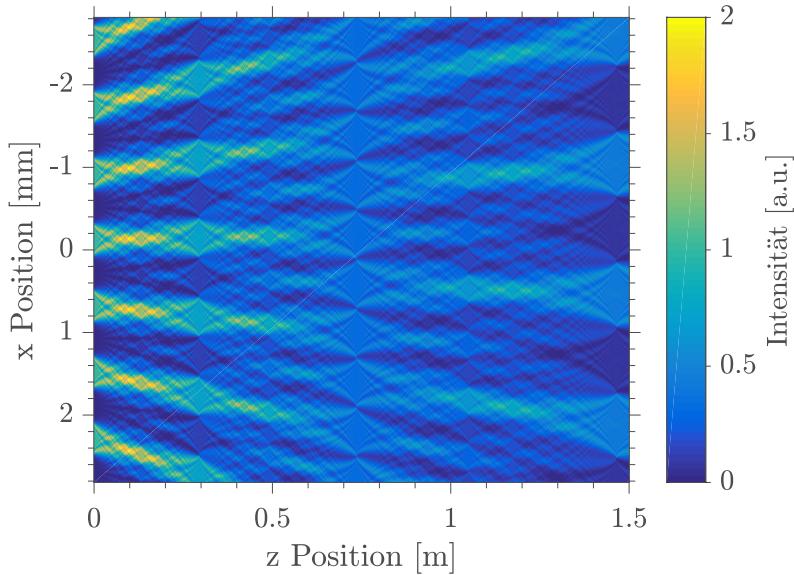


Abbildung 4.4: Rekonstruktion des Talbotmusters in *Adobe Photoshop*. Die Teilbereiche wurden so Verzerrt, dass die Linienstruktur sich am Fokuspunkt des Lasers trifft.

verschwinden die Details in den Strukturen mit zunehmendem Abstand immer mehr. Da die Simulation von Kreiswellen ausgeht, ist in dieser die Intensitätsabnahme linear zum Abstand. In der realen Messung gleicht die Wellenfront am Gitter der einer Kugelwelle, die Intensität nimmt hier also quadratisch ab. Somit verliert die Messung schneller an Intensität als die Simulation. Der Detailverlust im Muster kann durch das kurze, reale Gitter erklärt werden. In der Simulation entstehen diese Strukturen, da von einem 120 mm langem und homogenen Gitter ausgegangen wird. Das reale Gitter hingegen hat eine Breite von nur 25 mm und hat in diesem kurzen Bereich auch Defekte, die sich negativ auf das Interferenzmuster auswirken.



(a) Gemessener Talbotteppich mit manueller Verzerrungskorrektur in x-Richtung. Zusätzlich zum lateral Versatz der Teilstücke in Abbildung 4.3 werden hier die Teilstücke so zu Parallelogrammen verzerrt, dass die zuvor beobachtete Wellenstruktur verschwindet. Mit den Parallelogrammen wird die minimal schiefe Positionierung der Verfahrrachse ausgeglichen.



(b) Simulierter Talbotteppich mit Versuchsparametern von **(a)**

Abbildung 4.5: Vergleich zwischen gemessenem und simuliertem Talbotteppich. Kurz hinter dem Gitter ähneln sich Simulation und Messung, erst bei größeren Entfernung treten Diskrepanzen auf.

4.3 Vergleich der Herstellungsmethoden

Um Aussagen über die Vor- und Nachteile der beiden verwendeten Gittertypen zu machen, werden im Folgenden die gemessenen Interferenzmuster der beiden 800 µm-Gitter miteinander verglichen.

4.3.1 Talbotmuster

Für einen ersten qualitativen Vergleich, werden die Talbotmuster beider Gitter verglichen. Der Abstand zwischen Gitter und Sensor wurde für den ersten Vergleich auf $z = 2.7$ cm festgelegt, dies entspricht im Aufbau dem kleinstmöglichen Abstand. Die verwendeten Kameraeinstellungen entsprechen denen aus Tabelle 4.1. Das für beide Gitter am Sensor gemessene Interferenzmuster ist in Abbildung 4.6 zu sehen. Im Vergleich fällt eine große Ähnlichkeit zu den Mikroskopaufnahmen in Abbildung 3.7 auf. Das gedruckte Gitter weist wieder granulare Strukturen auf. Diese könnten durch die unsauberen Kanten im Farbauftrag begründet werden. Eine weitere mögliche Ursache für diese körnige Beschaffenheit sind sogenannte Speckle [Phi96]. Sie treten auf, wenn kohärentes Licht an einer optisch rauen Oberfläche einen ungleichmäßigen Phasenschub erhält. Ein fleckiges Interferenzmuster, ähnlich zu der in Abbildung 4.6a sichtbaren Musterung, entsteht.

Das geschnittene Gitter hingegen hat ein sehr gleichmäßiges Interferenzmuster mit klar definierten Kanten und Linien, vergleichbar mit dessen Mikroskopaufnahme. Hier kann der Speckleeffekt nicht auftreten, da in den Gitterlücken keine Folie ist, die dem Licht einen unerwünschten Phasenschub aufprägen kann.

Die über 200 Pixel gemittelte Intensitätsverteilung der beiden Aufnahmen wird in Abbildung 4.7 neben der simulierten Intensität gezeigt. Auch hier spiegeln sich die im Interferenzmuster beobachteten Unterschiede wider. Das geschnittene Gitter bildet feinere Strukturen, die mit der Simulation, sowohl bei den Maxima als auch bei den Minima, gut übereinstimmen. Das gedruckte Gitter bildet konträr dazu nur die grobe Struktur ab, die strukturellen Details in den Minima können vom Rauschen nicht klar unterschieden werden.

Um dem qualitativen Vergleich noch eine quantitative Größe hinzufügen zu können, wird die Visibility V der Aufnahmen bestimmt. Dieser lässt sich nach [Eng+08] durch das Maximum und Minimum der Intensität berechnen:

$$V = \frac{\bar{I}_{\max} - \bar{I}_{\min}}{\bar{I}_{\max} + \bar{I}_{\min}}; \quad V \in [0, 1]. \quad (4.1)$$

Hierbei bezeichnen \bar{I}_{\max} und \bar{I}_{\min} das Maximum beziehungsweise Minimum der gemittelten Intensitätsverteilung. Für die Abschätzung des Fehlers δV muss zunächst die Gaußsche Fehlerfortpflanzung für V berechnet werden:

$$\begin{aligned} \delta V &= \sqrt{\left(\frac{\partial V}{\partial \bar{I}_{\max}}\right)^2 \cdot (\delta \bar{I}_{\max})^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial \bar{I}_{\min}}\right)^2 \cdot (\delta \bar{I}_{\min})^2} \\ &= \sqrt{\left(\frac{2 \bar{I}_{\max} \delta \bar{I}_{\min}}{(\bar{I}_{\max} + \bar{I}_{\min})^2}\right)^2 + \left(\frac{2 \bar{I}_{\min} \delta \bar{I}_{\max}}{(\bar{I}_{\max} + \bar{I}_{\min})^2}\right)^2}. \end{aligned} \quad (4.2)$$

Abstand	2.7 cm	150 cm
gedrucktes Gitter	0.877 ± 0.033	0.965 ± 0.020
geschnittenes Gitter	0.972 ± 0.017	0.954 ± 0.022
Simulation	1.000	0.984

Tabelle 4.2: Visibilität der 800 µm-Gitter im Vergleich zur Simulation. Die Werte wurden mit Gleichung (4.1) und (4.2) berechnet. Für die Simulation kann kein Fehler angegeben werden, da hier keine Statistik existiert, über die gemittelt werden kann.

Die Standardfehler $\delta\bar{I}_{\max}$ und $\delta\bar{I}_{\min}$ ergeben sich aus der Standardabweichung σ der Messwerte und der Anzahl für die Statistik verwendeten Werte N :

$$\delta\bar{I}_{\max} = \frac{\sigma_{\max}}{\sqrt{N}}; \quad \delta\bar{I}_{\min} = \frac{\sigma_{\min}}{\sqrt{N}}. \quad (4.3)$$

Die Anzahl der verwendeten Werte entspricht der Pixelzeilenanzahl, über die gemittelt wurde, um die Intensitätsverteilung zu erhalten (vgl. Abb. 4.1, bei 200 Pixelzeilen würde $N = 200$ folgen). Da das Mitteln zum Erhalten der Intensitätsverteilung immer für jede Spalten einzeln geschieht, wird die Standardabweichung σ_x auch für jede Pixelspalte einzeln berechnet werden. Mittelt man über alle σ_x erhält man die mittlere Abweichung $\bar{\sigma}$. Um σ_{\max} und σ_{\min} leichter quantifizieren zu können, wird an dieser Stelle die Annahme getroffen, dass jede Pixelspalte eine ähnliche Standardabweichung aufweist. Somit folgt

$$\sigma_{\max} \approx \sigma_{\min} \approx \sigma_x \approx \bar{\sigma}. \quad (4.4)$$

Um σ_{\max} und σ_{\min} nicht zu klein zu wählen, wird deren maximale Größe auf die doppelte mittlere Abweichung $\bar{\sigma}$ abgeschätzt:

$$\sigma_{\max} = \sigma_{\min} = 2 \cdot \bar{\sigma}. \quad (4.5)$$

Die Werte für σ_{\max} und σ_{\min} können nun in Gleichung (4.2) verwendet werden, um die Visibilität V und den Fehler δV für die Intensitätsverläufe in Abbildung 4.7 bestimmen zu können. Die berechneten Werte sind in Tabelle 4.2 aufgeführt. Das geschnittene Gitter erreicht mit $V = 0.972 \pm 0.005$ einen höheren Kontrast als das gedruckte mit $V = 0.877 \pm 0.010$. Somit entspricht es auch hier mehr der Simulation, welche auf einen Kontrast von $V = 1.000$ kommt. Für die Simulation kann aufgrund einer fehlenden Statistik kein Fehler berechnet werden.

Um die Auswirkung der Gitter für größere Abstände zu vergleichen, wird die selbe Gegeüberstellung nochmals bei einer weiter entfernten Sensorposition vorgenommen. Da mit den verwendeten Parametern kein fraktionaler Talbotabstand im anfahrbaren Bereich liegt, muss eine andere, günstige Position gefunden werden. Wie in der Simulation in Abbildung 4.5 zu sehen ist, sollte bei einem Abstand von $z = 1.5$ m eine Selbstabbildung der Gitterstruktur sichtbar sein. Die gemessenen Interferenzmuster befinden sich in Abbildung 4.8. Um die Muster visuell besser vergleichen zu können, wurden diese nachträglich digital aufgehellt.

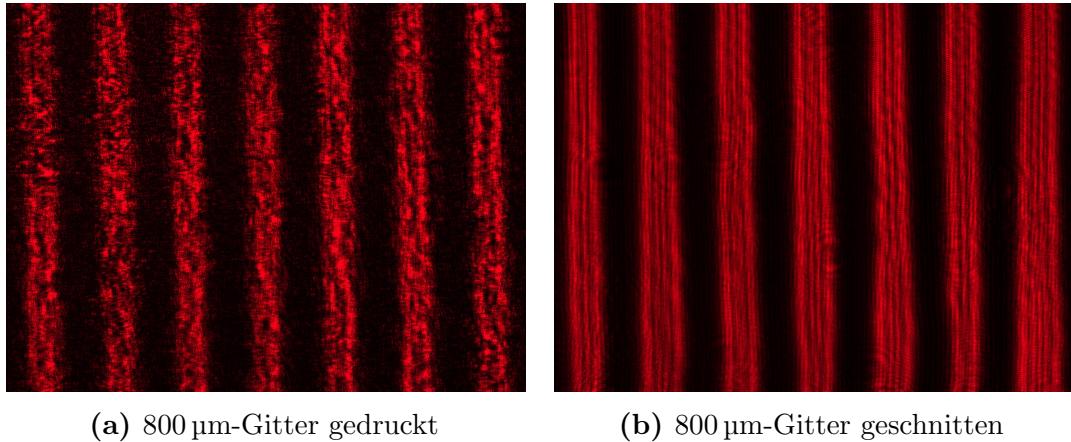


Abbildung 4.6: Interferenzmuster 2.7 cm hinter den Gittern. Dieser Abstand entspricht im Aufbau dem minimal messbaren. Das gedruckte Gitter erzeugt, vergleichbar mit der Mikroskopaufnahme, eine granulare Struktur. Durch das geschnittene Gitter resultiert ein gleichmäßiges Muster mit erkennbaren, dunkleren Linien im Bereich der roten Intensitätsmaxima. Diese Linien entstehen durch Interferenz am Gitter. Wie in Abbildung 4.7 zu sehen ist, werden diese auch bei einem idealen Gitter in der Simulation erzeugt.

Durch die Vergrößerungseffekte sind weniger Perioden im Vergleich zu Abbildung 4.6 beobachtbar. Die granulare Musterung ist bei dem bedruckten Gitter immer noch deutlich zu erkennen. Die Kanten im Interferenzmuster hingegen sind nicht mehr so klar definiert.

Die Intensitätsverteilung der Aufnahmen bei $z = 150$ cm kann in Abbildung 4.9 begutachtet werden. Hier fallen große Diskrepanzen zwischen Simulation und Messung auf. Wie bereits in Kapitel 4.2 geschildert, kann dies durch die unterschiedlichen Gitterlängen begründet werden. Das simulierte Gitter hat eine Länge von 120 mm in x -Richtung, die realen sind hingegen nur 25 mm in x -Richtung lang. Auch hat das reale Gitter auf diesen 25 mm Unregelmäßigkeiten und Defekte, die sich negativ auf das Interferenzmuster auswirken. Die für diesen Abstand von $z = 150$ cm nach Gleichung (4.1) berechnete Visibilität ist wieder in Tabelle 4.2 aufgeführt. Hier liegen sowohl das gedruckte Gitter mit $V = 0.965 \pm 0.006$ als auch das geschnittene Gitter mit 0.954 ± 0.007 nah an der simulierten Visibilität von $V = 0.984$.

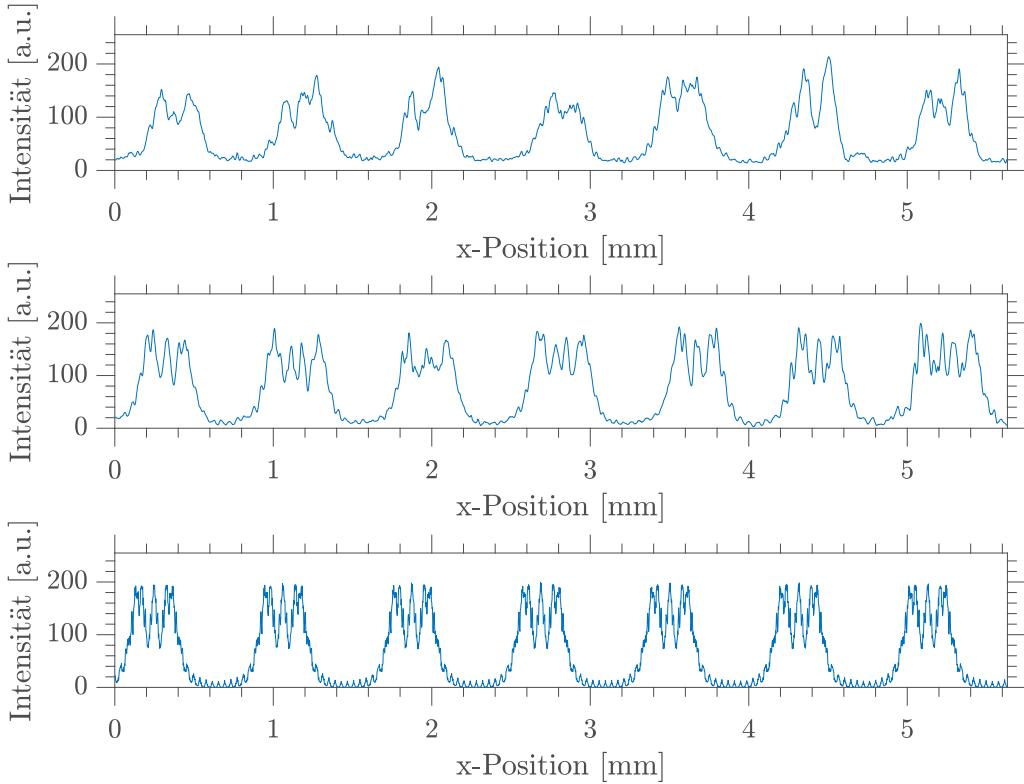


Abbildung 4.7: Intensitätsverteilung 2.7 cm hinter den 800 μm -Gittern. Dies entspricht dem kleinstmöglichen Abstand im Aufbau. Von oben nach unten: gedrucktes Gitter, geschnittenes Gitter und Simulation. Die Intensität der Simulation wurde an die der Messungen angepasst. Das geschnittene Gitter erzeugt viele der in der Simulation sichtbaren Details, wie Beispiel die feine Struktur bei den Minima. Bei dem gedruckten Gitter hingegen stimmt nur die grobe Struktur überein, feinere Details, vor allem in den Minima, sind kaum vom Rauschen zu unterscheiden.

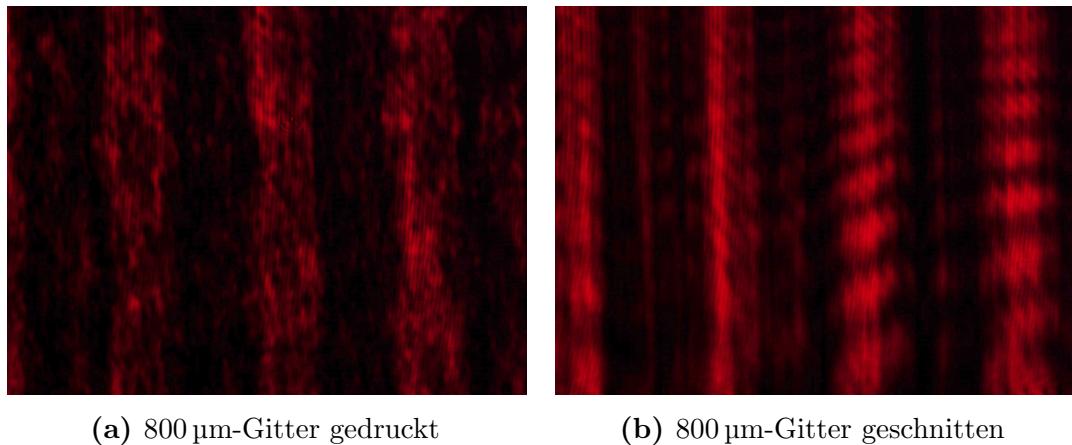


Abbildung 4.8: Interferenzmuster 150 cm hinter dem Gitter. Zur besseren Sichtbarkeit sind die Bilder digital aufgehellt. Die Struktur ist in beiden Bildern nicht mehr so gut zu erkennen wie im minimalem Abstand (vgl. Abb. 4.6), auch sind aufgrund der Vergrößerungseffekte weniger Perioden im Muster sichtbar. Die granulare Verteilung bleibt beim bedruckten Gitter weiterhin bestehen.

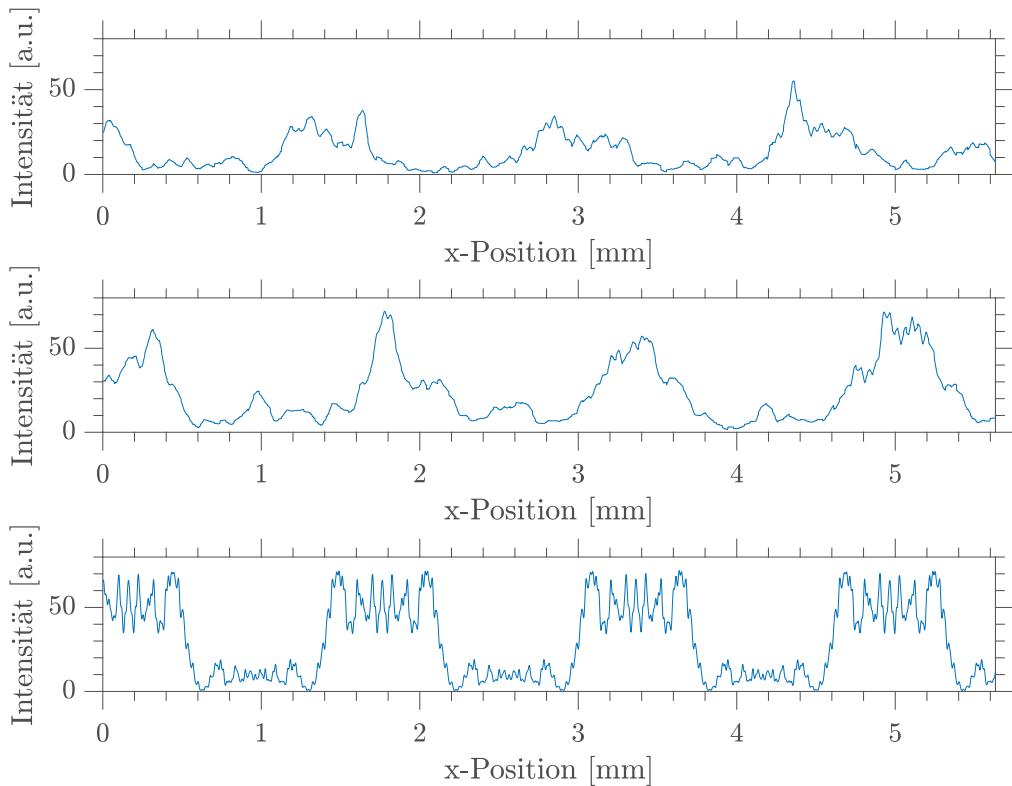


Abbildung 4.9: Intensitätsverteilung 150 cm hinter den 800 μm -Gittern. Von oben nach unten: gedrucktes Gitter, geschnittenes Gitter und Simulation. Die Intensität der Simulation wurde an die der Messungen angepasst. Hier weichen beide Gitter stark von der Simulation ab, nur noch der grobe Verlauf stimmt überein. Begründet werden kann dies durch die Unterschiede in der Gitterlänge zwischen realen und simulierten Gittern. In der Simulation wird ein 120 mm breites Gitter verwendet, die realen haben eine Maximalbreite von lediglich 25 mm. Die Breite trägt mit dazu bei, wie feine Strukturen das resultierende Interferenzmuster ausbildet. Auch sind die Einflüsse durch Defekte im realen Gitter nicht zu vernachlässigen

4.3.2 Talbotteppich

Nachdem die Interferenzmuster der beiden $800\text{ }\mu\text{m}$ -Gitter an zwei repräsentativen Stellen begutachtet wurden, werden nun ihre Talbotteppiche miteinander verglichen. Die Kameraeinstellungen bei der Aufnahme entsprechen auch hier denen aus Tabelle 4.1. Wie schon in Abbildung 4.7 beobachtet werden konnte, bildet das geschnittene Gitter im nahen Bereich mehr Details als das gedruckte Gitter ab. Dies ist auch in den Talbotteppichen in Abbildung 4.10 zu sehen².

Bis zu einem Abstand von etwa $z = 50\text{ cm}$ ist die Musterung des geschnittenen Gitters deutlich detailreicher. Im Mittelbereich von etwa $z = 50\text{ cm} - 100\text{ cm}$ ist bei beiden Gittern keine all zu große Struktur im Muster erkennbar. Aber auch hier bewirkt das geschnittene Gitter ein gleichmäßigeres Interferenzbild, da das gedruckte Gitter im Gegensatz zum anderen einige unregelmäßige Intensitätsschwankungen in diesem Bereich aufweist.

Im letzten Drittel des Talbotteppichs bei $z = 100\text{ cm} - 150\text{ cm}$ zeigen die Muster wieder mehr Ähnlichkeit auf. Das Wiederaufkommen einer klar definierten Struktur ist bei beiden Gittern gut zu erkennen. Erst in diesem Teil fällt aber auch ein Intensitätsunterschied zwischen den beiden Gittern auf. Ein Vergleich mit den Abbildungen 4.7 und 4.9 bestätigt, dass die Intensität hinter dem bedruckten Gitter bei gleichen Kameraeinstellungen geringer ist als beim geschnittenen Gitter. Dies liegt aber nicht unbedingt an der Herstellungsart. Wenn zwei sonst identische Absorptionsgitter einen Unterschied im Dutycycle haben, werden sie auch unterschiedlich viel Licht durchlassen. Daraus lässt sich schließen, dass das geschnittene Gitter einen leicht größeren Dutycycle hat als das gedruckte Gitter.

Abschließend lässt sich zu diesem Vergleich sagen, dass beide Gittertypen geeignet sind, Talbotmuster und damit verbunden Talbotteppiche zu erzeugen. Das feinere und gleichmäßige Erscheinungsbild wird aber durch das geschnittene Gitter erzeugt.

²Da bei den Talbotteppichen nur der laterale Versatz ausgeglichen wurde, hat das Muster noch ein welliges Erscheinungsbild. Dieses ist aber nur ein durch das Messverfahren entstandenes Fragment (vgl. Kapitel 4.2).

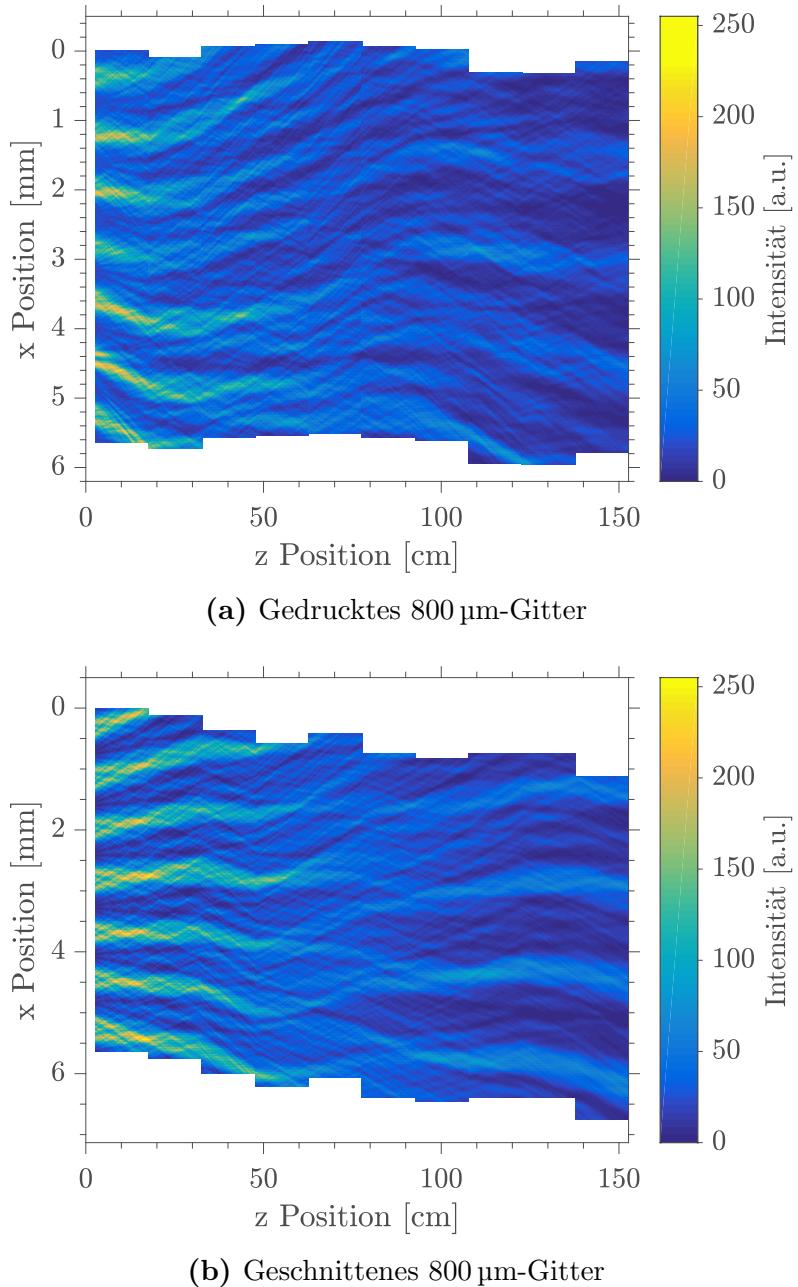


Abbildung 4.10: Talbotteppiche beider 800 μm -Gitter. Hier werden die Beobachtungen aus Kapitel 4.3.1 noch einmal bekräftigt. Das geschnittene Muster erzeugt vor allem im nahen Bereich hinter dem Gitter feinere und gleichmäßige Muster. Im mittlerem Bereich bei etwa $z = 50 \text{ cm} - 100 \text{ cm}$ verschwindet in beiden Teppichen die Gitterstruktur. Im letzten Teil bei $z = 100 \text{ cm} - 150 \text{ cm}$ treten diese wieder auf. Dieses Verwischen und Wiedererscheinen von Strukturen ist für Talbotteppiche charakteristisch und kann beispielsweise in den Simulationen in Kapitel 2.2 gut beobachtet werden.

4.4 Talbotmuster an fraktionalen Talbotabständen

Wie bereits in Kapitel 3.1 erwähnt, ist die Aufbaulänge so gewählt worden, dass der Talbotteppich bis zum ersten Talbotabstand aufgenommen werden kann, wenn das Gitter eine Gitterkonstante von $d \leq 500 \mu\text{m}$ hat und die Wellenlänge des Lichts $\lambda = 650 \text{ nm}$ beträgt. Deshalb soll im Folgenden ein Talbotteppich mit einem gedruckten $500 \mu\text{m}$ -Gitter vermessen und analysiert werden.

In Abbildung 4.11 ist eine Gegenüberstellung des gemessenen und eines simulierten Talbotteppichs zu sehen. Neben einigen schon genannten Auffälligkeiten, wie dem Intensitätsabfall oder Unterschiede in der detaillierten Struktur (vgl. Kapitel 4.2 und 4.3), enthält dieser Talbotteppich einen fraktionalen Talbotabstand. Dessen Position kann mithilfe der Gleichtungen (2.27) und (2.29) auf $z = 51.6 \text{ cm}$ bestimmt werden. An dieser Stelle entspricht, wie in Abbildung 4.11b gut zu sehen ist, das Interferenzmuster der um einer halben Periode versetzten Gitterstruktur bei maximalem Kontrast. Knapp hinter der letzten anfahrbaren Position $z = 152.7 \text{ cm}$ befindet sich der erste Talbotabstand bei $z = 157.2 \text{ cm}$. Dieser konnte nicht mehr angefahren werden, da das Ende der Lochplatten schon erreicht waren.

Für den minimalen Abstand $z = 2.7 \text{ cm}$, den fraktionalen Talbotabstand $z = 51.6 \text{ cm}$ und für den maximalen Abstand $z = 152.7 \text{ cm}$ sind die Intensitätsverläufe in Abbildung 4.12 aufgetragen. Als Referenz sind in Abbildung 4.13 die simulierten Intensitätsverläufe mit identischen Abständen aufgezeigt. Im minimalem und maximalem Abstand ähneln sich Messung und Simulation recht stark. Im fraktionalen Talbotabstand spiegelt die Messung nicht die simulierte Rechteckstruktur wider. Auch hier stören vermutlich durch die Folie ungewollt verursachte Phasenschübe, die auch für die Speckle verantwortlich sind (vgl. Kapitel 4.3.1).

Beim Betrachten der Verläufe in Abbildung 4.12 fällt auf, dass bei allen drei Abständen die Peaks sehr deutlich zu erkennen sind, dies zeigt sich auch in der errechneten Visibilität. Die niedrigste Visibilität $V = 0.859 \pm 0.031$ ist direkt hinter dem Gitter gemessen worden, für den fraktionalen Talbotabstand beträgt die Visibilität $V = 0.937 \pm 0.028$. Im maximalem Abstand erreicht die Visibilität einen Wert von $V = 0.990 \pm 0.022$. Die Werte sind nochmals in Tabelle 4.3 angeführt.

Abstand	2.7 cm	51.6 cm	152.7 cm
gedrucktes Gitter	0.859 ± 0.031	0.937 ± 0.028	0.990 ± 0.022
Simulation	1.000	1.000	1.000

Tabelle 4.3: Visibilität des $500 \mu\text{m}$ -Gitters bei verschiedenen Abständen. Es ist gut zu erkennen, dass die gemessene Visibilität sowohl kurz vor dem ersten Talbotabstand ($z = 152.7 \text{ cm}$), als auch im ersten fraktionalen Talbotabstand ($z = 51.6 \text{ cm}$) nahe an dem Maximalwert von 1 ist.

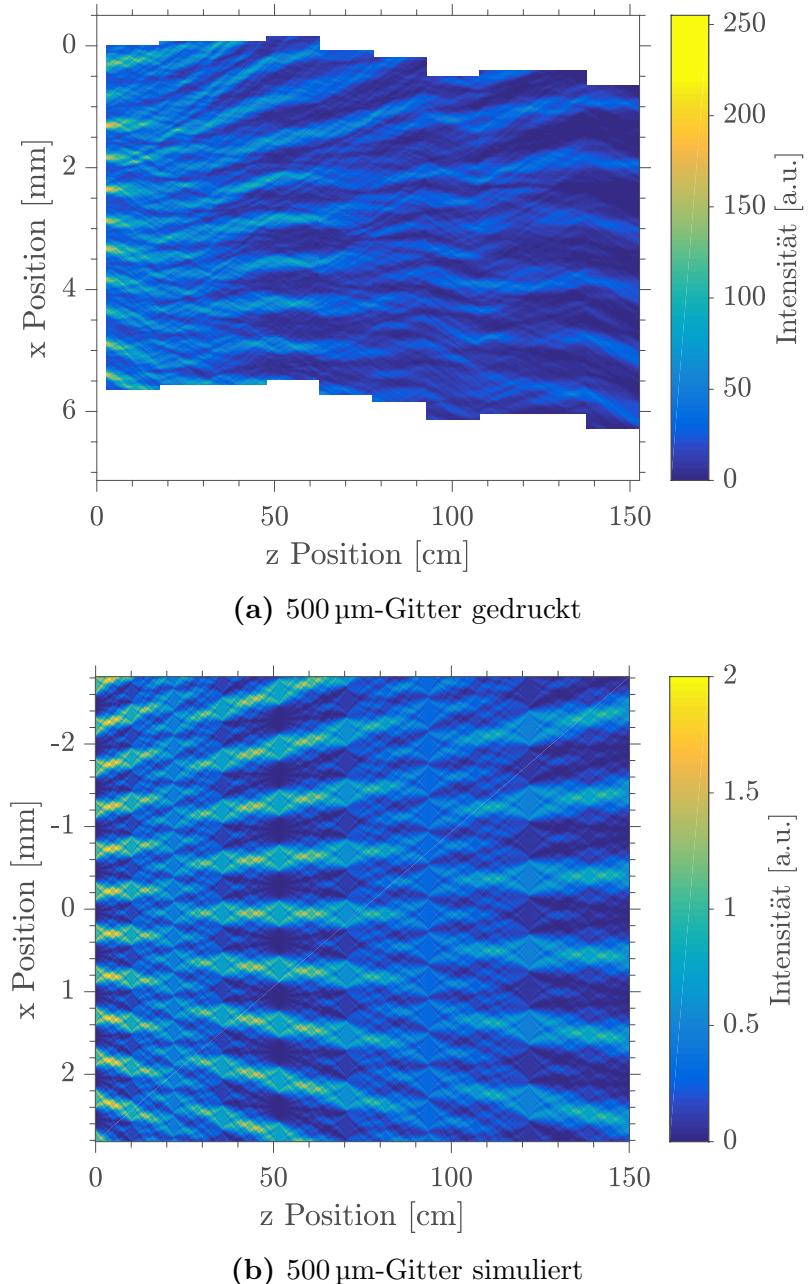


Abbildung 4.11: Vergleich zwischen gemessenem und simuliertem Talbotteppich mit einer Gitterkonstante von $d = 500\text{ }\mu\text{m}$. Hier treten wieder einige Auffälligkeiten auf, wie Unterschiede im Intensitätsabfall oder Unterschiede in den Details, die schon in den vorherigen Kapiteln besprochen wurden (vgl. Kapitel 4.2 und 4.3). Neu ist hier aber, dass im Talbotteppich ein fraktionaler Talbotabstand bei $z = 51.6\text{ cm}$ vorkommt. An diesem bildet sich das Gitter um eine halbe Periode versetzt mit maximalem Kontrast wieder ab. Der erste ganze Talbotabstand befindet sich mit einer Position von $z = 157.2\text{ cm}$ leicht außerhalb der mit der Verfahrachse noch erreichbaren Position.

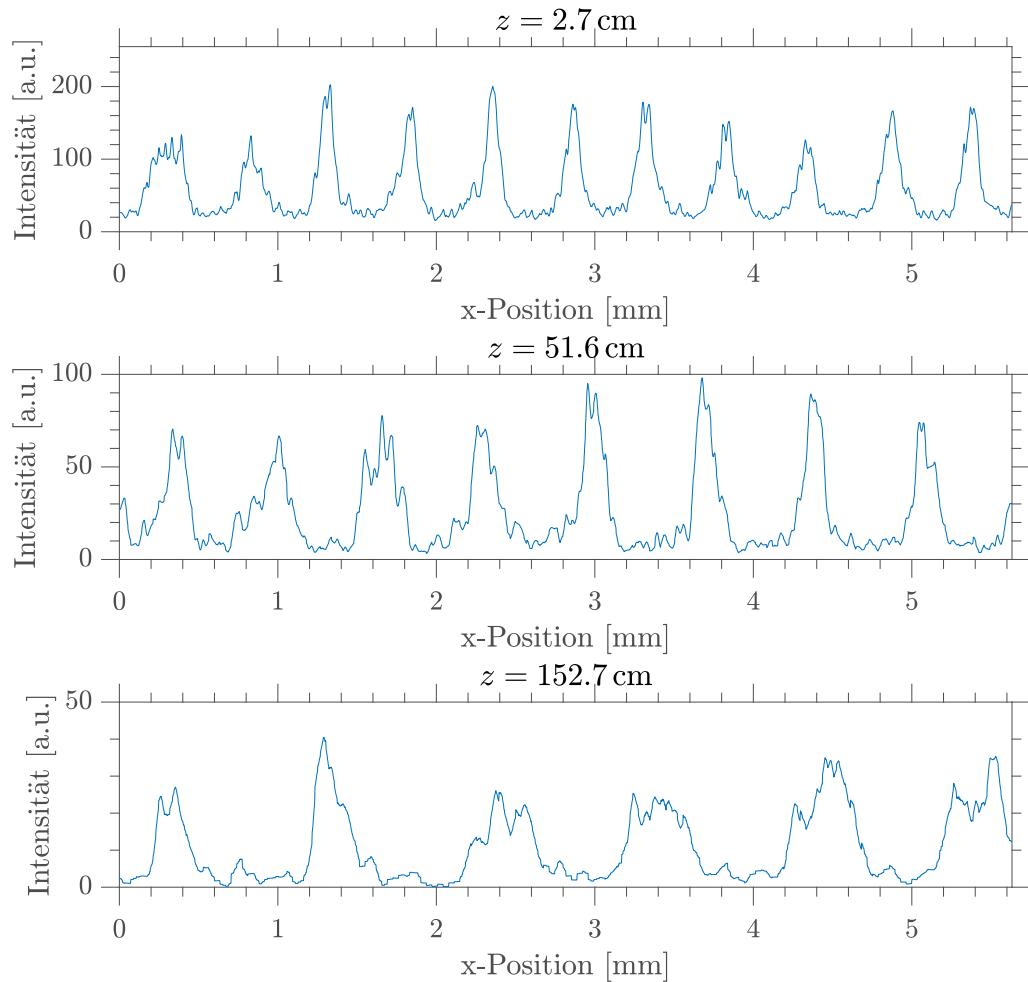


Abbildung 4.12: Intensitätsverlauf für unterschiedliche Abstände hinter dem gedruckten 500 μm -Gitter. In den Abständen $z = 2.7 \text{ cm}$ und $z = 152.7 \text{ cm}$ entspricht die grobe Form recht gut der in Abbildung 4.13 zu sehenden Simulation. Die Messung im fraktionalen Talbotabstand weicht hier deutlich mehr von der Simulation ab. Dies ist wieder auf den Qualitätsunterschied zwischen den realen und simulierten Gittern zurückzuführen.

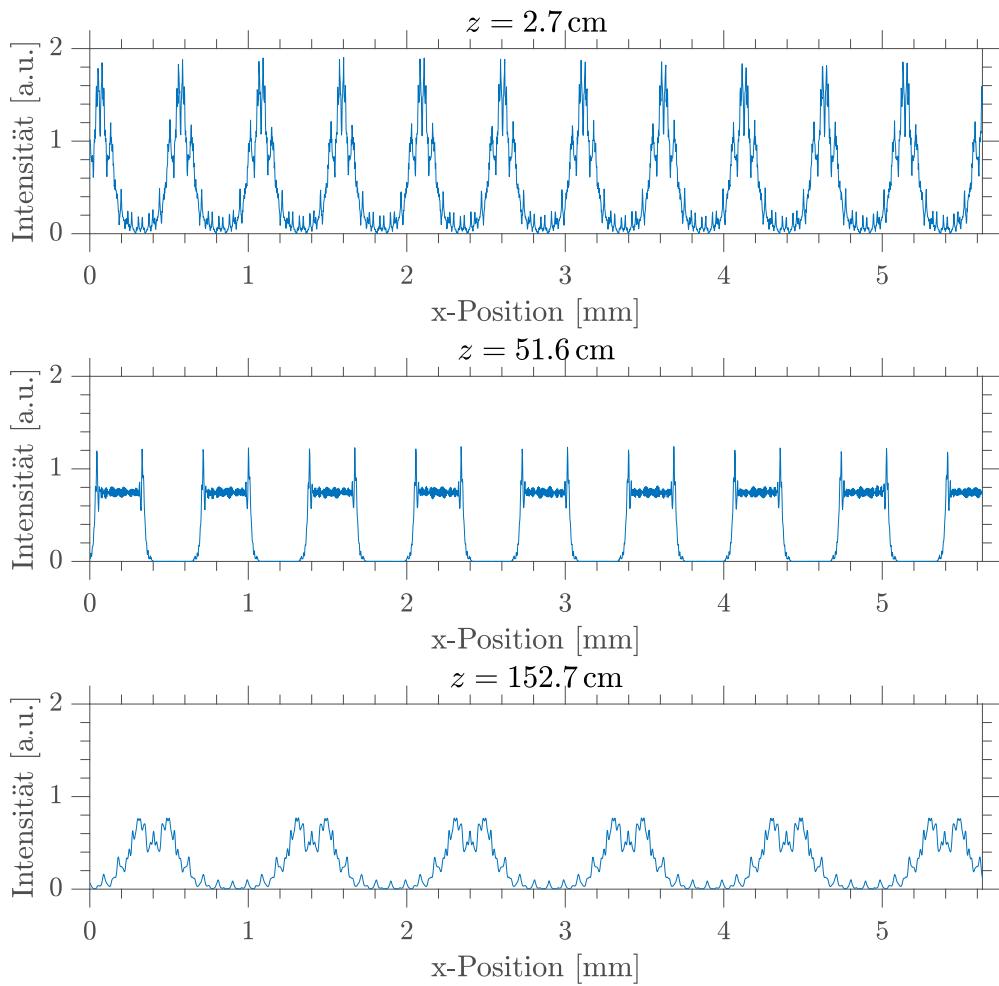


Abbildung 4.13: Simulierter Intensitätsverlauf bei verschiedenen Abständen mit einer Gitterperiode von $500 \mu\text{m}$. Die Abstände entsprechen denen aus Abbildung 4.12, um einen Vergleich zwischen realer Messung und Simulation zu schaffen.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Die zentrale Aufgabe dieser Arbeit war das Design, die Konzeption, die experimentelle Realisierung und eine anschließende Charakterisierung eines Talbot-Aufbaus für den optischen Wellenlängenbereich.

Im ersten Teil wurde die zu Grunde liegende Theorie hergeleitet und erste Talbotteppiche mit einer eigens dafür geschriebenen Simulation berechnet. Die Ergebnisse dieser Simulation wurden mit der bereits existierenden Simulation der PHACT-Arbeitsgruppe abgeglichen und somit deren Richtigkeit bestätigt. Im zweiten Teil der Arbeit wurden geeignete Aufbauparameter bestimmt. Zu diesen gehörten die räumliche Dimensionierung des Aufbaus, die Gitterkonstante, die verwendete Wellenlänge, eine geeignete Pixelgröße und eine minimale Sensorbreite. Die ermittelten Parameter wurden in einem ersten Aufbau umgesetzt. Mit diesem war es möglich, Interferenzmuster verschiedener Gitter und erste Talbotteppiche zu vermessen. Mithilfe dieser Methoden wurden die Qualitäten zweier verschiedener Herstellungsprozesse miteinander verglichen. Da diese Gitter eine größere Gitterkonstante hatten als für den Aufbau eigentlich vorgesehen war, wurde anschließend noch eine Messung mit einem feineren Gitter durchgeführt. Mit diesem konnte bis kurz vor dem ersten Talbotabstand ein Talbotteppich aufgenommen werden. Die Visibilität wurde für den ersten fraktionalen Talbotabstand und für den Maximalabstand, welcher nah am Talbotabstand lag, ermittelt. Die an diesen Lagen durch die Theorie erwartete hohe Visibilität von bis zu $V = 0.990 \pm 0.022$ konnte experimentell bestätigt werden.

Darüber hinaus gab es auch viele Ideen, die nicht im Rahmen dieser Bachelorarbeit durchgeführt werden konnten, die aber bei einer Weiterentwicklung des Aufbaus bedacht werden sollten. Als erstes ist hier die Optimierung des Messprozesses zu nennen. Das Einbauen einer von *Matlab* aus gesteuerte Verfahrachse war beispielsweise angedacht. Mit solch einer Achse gäbe es die Option, den Messprozess über Skripte zu steuern und somit die Messung zeiteffizienter zu gestalten. Auch stellte sich die Kamera-Matlab-Kommunikation als nicht so zuverlässig dar, da nur ein inoffizielles *Matlab-uEye-Interface* verwenden werden konnte. Um dies zu beheben, wäre die Neuanschaffung einer Kamera mit offiziellem Matlab-Support nötig.

Darüber hinaus soll nach Erhalt der hierfür nötigen Materialien der Bau eines Phasengitters realisiert werden und deren Funktionalität getestet werden.

Neben dem reinen Vermessen von Interferenzmustern kann der Aufbau auch verwendet werden, um ähnlich wie in der interferometrischen Röntgenbildgebung Phasenkontrastmessungen zur Objektcharakterisierung durchzuführen. Dass dies mit dem Aufbau grundsätzlich möglich ist, hat eine erste, von dieser Arbeit unabhängige Messung gezeigt.

6 Anhang

6.1 Talbot-Simulation nach dem Huygensschen Prinzip

Der hier abgebildete *Matlab*-Code wurde nach dem Huygensschen Prinzip zur Simulation der Interferenzmuster hinter den Gittern verwendet.

Parameter

Zunächst werden die verschiedenen Parameter wie Weltgröße, Auflösung, Wellenlänge, Gitterkonstante, Art des Gitters und Abstand der Lichtquelle definiert.

```
1 x=800;%Auflösung x (Gitterebene)
2 y=1000;%Auflösung y (Propagationsebene)
3 x_scale=30;
4 %um wie viel das Gitter bei x länger berechnet wird
5 x_resolution=20;
6 %um wie viel das Gitter feiner gesampelt wird
7 l_x=0.002; %Simulationsbreite in m
8 l_y=0.2; %Simulationslänge in m
9 lambda=650*10^-9; %Wellenlänge in m
10 d=0.0002; %Gitterkonstante in m
11 phase=0; %Phasenschub des Gitters; 0=Absorption
12 intensity=1; %Intensität des Lichts
13 distance=0; % Abstand Punktquelle->Gitter in m; 0=planare Wellen
14 cpus=8; %Anzahl CPUs für Multi-Core-Berechnung
```

Berechnung weiterer Variablen

Nachdem die Startparameter festgelegt sind, werden daraus weitere nötige Variablen berechnet, wie beispielsweise die Zuordnung der Pixel zu realen Größen. Auch wird die Phase und Intensität der Lichtwelle am Gitter festgelegt.

```
15 x_s=x_scale*x*x_resolution; %Gitterpixelanzahl
16 l_x_s=x_scale*l_x; %Länge Gitter
17 canvas=zeros(x,y);
18 first_row_phase=zeros(x_s,1);
19 first_row_intensity=zeros(x_s,1);
20 talbot_distance=d^2/lambda*2;
21 X=0:l_x_s/(x_s-1):l_x_s; % x-Koordinate des i-ten Gitterpixels
22 Y=0:l_y/(y-1):l_y;
23 offset=ceil(x_s/2-x/2*x_resolution);
```

```

24 X_new=X((1:x).*x_resolution+offset);
25 grating=zeros(x_s,1,'logical');
26 for i=1:x_s
27     if mod(X(i),d)>=d/2
28         grating(i)=true;
29     end
30 end
31 %Planare Wellen
32 if phase==0      %Absorptionsgitter
33     first_row_intensity(grating)=sqrt(intensity);
34 else              %Phasengitter
35     first_row_phase(grating)=phase;
36     first_row_intensity=ones(x_s,1).*sqrt(intensity);
37 end
38 if distance>0    %Sphärische Wellen
39     point_phase=sqrt(distance^2+(l-x_s/(x_s-1)...
40     *((1:x_s)-x_s/2)).^2)/lambda*2*pi;
41     first_row_phase=mod(first_row_phase+point_phase',2*pi);
42 end

```

Simulation der Wellenpropagation

Die Interferenz der von dem Gitter ausgesendeten Kugelwellen wird für jeden Pixel mithilfe der Formel (2.24) berechnet. Um die Rechenzeit zu minimieren¹, wird die Berechnung auf mehrere CPU-Kerne aufgeteilt.

```

43 delete(gcp('nocreate'))
44 pool=parpool(cpus);
45 parfor (j=2:y,cpus) %Schleife über die Canvas-Zeilen
46     for i=1:x %Schleife über die Pixel in einer Canvas-Zeilen
47         ak=Y(j);
48         gk=abs(X_new(i)-X);
49         hy=sqrt(ak^2+gk.^2);
50         temp=exp(1i*(first_row_phase+hy'/lambda*2*pi))...
51             ./sqrt(hy').*first_row_intensity;
52         canvas(i,j)=abs(sum(temp))^2*x_scale/x_resolution/x_s/130;
53     end
54 end
55 canvas(:,1)=first_row_intensity(offset+1:x_resolution:offset...
56     +x_resolution*x);
57 delete(pool);

```

¹ Rechendauer auf Intel i7 4770k (4 Kerne/8 Threads) mit den im Code verwendeten Parametern beträgt ohne Parallelisierung (`for`) etwa 3.5 h, mit Parallelisierung (`parfor`) 2.25 h. Dass die Rechenzeit nicht proportional zu der CPU-Anzahl sinkt, liegt an wegfallenden internen Optimierungen und einem zusätzlichen Overhead durch die Parallelisierung.

Darstellung der Wellenpropagation

Im letzten Schritt wird das berechnete Interferenzmuster geplottet.

```
58 figure
59 imagesc(Y(1:y),X(1:x*x_resolution),canvas)
60 hold on
61 plot([talbot_distance talbot_distance],[X(1) X(numel(X))],'r')
62 hold off
63 if phase==0
64 title('Absorptionsgitter')
65 else
66 title([num2str(phase/pi) '\pi-Phasengitter'])
67 end
68 axis normal
```


Literatur

- [Ado13] Adobe Photoshop CS6. *Version 13.0.1 x64*. Adobe Systems Incorporated, 2013.
- [Ard] Arduino AG. *Arduino Uno R3*. URL: <https://store.arduino.cc/usa/arduino-uno-rev3> (besucht am 28.09.2017).
- [Boj+16] Manuel Bojer u. a. *Talbot-Effekt*. 2016. URL: <http://pp.physik.nat.fau.de/groups/WS1516/ppg5/Talbot-Effekt.pdf> (besucht am 12.10.2017).
- [Car] Carl Roth GmbH + Co. KG. *Spezifikation VetiVeröl*. URL: https://www.carlroth.com/downloads/spez/de/6/SPEZ_6622_DE.pdf (besucht am 12.10.2017).
- [Clo+97] P. Cloetens u. a. „Fractional Talbot imaging of phase gratings with hard x rays“. In: *Opt. Lett.* 22.14 (Juli 1997), S. 1059–1061. DOI: 10.1364/OL.22.001059.
- [Dem13a] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 1: Mechanik und Wärme*. 6. Aufl. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2013.
- [Dem13b] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik*. 6. Aufl. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2013.
- [edd] edding International GmbH. *Der Spezialist für Spezialisten – Katalog für Professionelles Markieren*. URL: <http://www.edding.com/fileadmin/categories/professional-marking/documents/catalogue/professional-marking-catalogue-de.pdf> (besucht am 12.10.2017).
- [Eng+08] M. Engelhardt u. a. „The fractional Talbot effect in differential x-ray phase-contrast imaging for extended and polychromatic x-ray sources“. In: *Journal of microscopy* 232.1 (2008), S. 145–157.
- [Ham+17] Julian Hammer u. a. *FAU FabLab: A Fabrication Laboratory for Scientists, Students, Entrepreneurs and the Curious*. Sep. 2017. DOI: 10.5281/zenodo.890727. URL: <https://doi.org/10.5281/zenodo.890727>.
- [HHB10] Walter Hellerich, Günther Harsch und Erwin Baur. *Werkstoff-Führer Kunststoffe*. Bd. 10. Carl Hanser Verlag München, 2010.
- [IDSa] IDS Imaging Development Systems GmbH. *IDS Software Suite 4.90 WHQL*. URL: <https://de.ids-imaging.com/download-ueye-win32.html> (besucht am 28.09.2017).
- [IDSB] IDS Imaging Development Systems GmbH. *UI-3580CP Rev. 2*. URL: https://de.ids-imaging.com/IDS/datasheet_pdf.php?sku=AB00521 (besucht am 28.09.2017).

- [MAT16] MATLAB. *Version 9.1.0.441655 (R2016b)*. Natick, Massachusetts: The MathWorks Inc., 2016.
- [Mom+03] Atsushi Momose u. a. „Demonstration of X-Ray Talbot Interferometry“. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 42.7B (2003), S. L866. URL: <http://stacks.iop.org/1347-4065/42/i=7B/a=L866>.
- [Newa] Newport Corporation. *4-Axis Motion Controller/Driver*. URL: ftp://download.newport.com/MotionControl/Archive/Motion%20Controllers/MM4005/Manual/MM4005_E.PDF (besucht am 12.10.2017).
- [Newb] Newport Corporation. *Mid-Range Travel Steel Linear Stages*. URL: ftp://download.newport.com/MotionControl/Archive/Positioner%20Manuals/UTM_E.pdf (besucht am 12.10.2017).
- [Phi96] Andreas Philippi. *Speckle – Ein Praktikumsversuch für Fortgeschrittene*. 1996. URL: <http://www.fp.fkp.nat.uni-erlangen.de/fortgeschrittenenpraktikum/versuchsangebot-fuer-bsclanf/BSc-Zusatzmaterial/Zulassungsarbeit%20Speckle.pdf> (besucht am 12.10.2017).
- [Pre10] Oliver Preusche. *Eigenbau-Phasengitter mit Gitterkonstante 2 mm*. 2010. URL: <https://commons.wikimedia.org/wiki/File:PhaseGratingAndTalbotEffect.jpg> (besucht am 12.09.2017).
- [Pri] Print4Life. *Folienrolle 297mm x 30m*. URL: <https://www.amazon.de/Folienrolle-transparente-Rollenseitenteilen-durchsichtig-PVC-Handbeschriftungsfolie/dp/B003L1E4ZM> (besucht am 12.10.2017).
- [Qua] Quarton Inc. *Quarton Laser Module - VLM-650-02*. URL: http://www.quarton.com/content/Laser_Module_1/Red_Laser_Module_11/Adjustable%20focus%20Laser_32/51/ (besucht am 27.09.2017).
- [Ray81] Lord Rayleigh. „XXV. On copying diffraction-gratings, and on some phenomena connected therewith“. In: *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 11.67 (1881), S. 196–205.
- [Rit15] André Ritter. „X-ray Talbot-Lau interferometry: Simulation and optimization“. Diss. Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2015.
- [Rol] Roland DG Corporation. *Roland Camm-1 Servo GX-24*. URL: https://metalaab.at/wiki/images/2/2b/Cuttr_Manual.pdf (besucht am 12.10.2017).
- [Sem17] Semiconductor Components Industries. *MT9P006 – 1/2.5-Inch 5 Mp CMOS Digital Image Sensor*. 2017. URL: <http://www.onsemi.com/pub/Collateral/MT9P006-D.PDF> (besucht am 29.09.2017).
- [Sul97] Thomas J Suleski. „Generation of Lohmann images from binary-phase Talbot array illuminators“. In: *Applied optics* 36.20 (1997), S. 4686–4691.

- [Tal36] Henry Fox Talbot. „LXXVI. Facts relating to optical science. No. IV“. In: *The London and Edinburgh Philosophical Magazine and Journal of Science* 9.56 (1836), S. 401–407.
- [Wei+06] Timm Weitkamp u. a. „Tomography with grating interferometers at low-brilliance sources“. In: *Proc. SPIE*. Bd. 6318. 2006, 63180S.
- [Wya] Adam Wyatt. *uEye Camera Interface in Matlab*. URL: <http://matlabtidbits.blogspot.de/2016/10/ueye-camera-interface-in-matlab-mex.html> (besucht am 28.09.2017).
- [YWL15] Aimin Yan, Xizeng Wu und Hong Liu. „A general theory of interference fringes in x-ray phase grating imaging“. In: *Medical Physics* 42.6Part1 (Mai 2015), S. 3036–3047. ISSN: 2473-4209. DOI: 10.1118/1.4921124.

Danksagung

Zum Schluss möchte ich mich bei allen Personen bedanken, die mir diese Arbeit ermöglicht und mich dabei unterstützt haben. Mein Dankeschön geht an ...

- ... Prof. Dr. Gisela Anton für die Überlassung der Arbeit.
- ... meine Betreuer Veronika Ludwig und Max Schuster für die Unterstützung und die hilfreichen Korrekturen.
- ... Michael Gallersdörfer, Maria Seifert und Andreas Wolf für Unterstützung und Ratschläge an verschiedenen Stellen.
- ... meine Zimmerkollegen Michael Gallersdörfer, Veronika Ludwig, Max Schuster und Weiwen Weng für die gute Arbeitsatmosphäre und manche interessante Diskussion.
- ... meine Freunde und Familie, die mich in den letzten Jahren unterstützt haben.

Erklärung

Hiermit bestätige ich, dass ich diese Arbeit selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe.

Erlangen, den 16. 10. 2017

Tim Kalkus