

Experimentelle Übungen II

Versuchsprotokoll

Optische Fouriertransformation

Nils Kulawiak, Anthony Pietz, Oliver Brune

Gruppe D-01

`n_kula01@uni-muenster.de`

`a_piet09@uni-muenster.de`

`o_brun02@uni-muenster.de`

15. April 2019

betreut von Florian Schepers

Inhaltsverzeichnis

1	Abstract	1
2	Theorie[1]	1
2.1	Fouriertransformation	1
2.2	Skalare Beugungstheorie	2
2.3	Beugung am Gitter	3
2.4	Optische Fouriertransformation mit Linsen	5
2.5	Frequenzfilterung	5
2.6	Dunkelfeldmethode	6
3	Übergang von Nah- zu Fernfeld	6
4	Gitterkonstanten ohne Linse	8
5	Gitterkonstanten mit Linse	10
6	Fourierfilterung	13
6.1	Ergebnis	13
6.2	Fourier Schriftzug	13
6.3	Nenner eines Bruches entfernen	13
6.4	Tiefpassfilterung bei einem Quadratgitter	14
6.5	Hochpassfilterung einer Schraube	15
6.6	Dunkelfeldmethode	15
	Literatur	18

1 Abstract

Dieser Versuch beschäftigt sich mit der optischen Fouriertransformation eines Laserstrahls an einem Objekt und den Möglichkeiten, die sich daraus ergeben. Zuerst wird das Interferenzbild eines Gitters in unterschiedlichen Entfernungen betrachtet, um so den Übergang von der Fresnel- zur Fraunhoferbeugung darzustellen. Anschließend werden die Gitterkonstanten fünf verschiedener Gitter auf zwei verschiedene Arten bestimmt, zuerst ohne Linse, anschließend mit einer Sammellinse.

Die Gitterkonstanten stimmen bei beiden Versuchsaufbauten überein, nur Gitter 1 wurde bei einer Messung offenbar falsch bestimmt. Die Methoden sind also beide gut zur Bestimmung der Gitterkonstanten geeignet.

2 Theorie[1]

2.1 Fouriertransformation

Die Fouriertransformation wird in der Signalverarbeitung verwendet, um Signale in den Frequenzraum und zurück zu transformieren. Dabei können sowohl zeitliche Signale in ihre zeitlichen Frequenzen zerlegt werden, als auch räumliche Signale in ihre räumlichen Frequenzen. (2.1) zeigt die Gleichung für die Umwandlung zeitlicher Signale, (2.2) zeigt die Gleichung für die Umwandlung zweidimensionaler räumlicher Signale.

$$\mathcal{F}[f(t)](\nu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-2\pi i \nu t} dt = F(\nu) \quad (2.1)$$

$$\mathcal{F}[f(x, y)](\nu_x, \nu_y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) e^{-2\pi i (\nu_x x + \nu_y y)} dx dy = F(\nu_x, \nu_y) \quad (2.2)$$

Dabei sind $F(\nu)$ bzw. $F(\nu_x, \nu_y)$ die Funktion im Frequenzraum, $f(t)$ die Funktion im Zeitraum, $f(x, y)$ die Funktion im Ortsraum, t die Zeit, x und y die räumlichen Koordinaten, ν die zeitliche Frequenz und ν_x und ν_y die räumlichen Frequenzen. Die jeweiligen Rücktransformationen werden durch (2.3)(zeitlich) und (2.4)(räumlich) beschrieben.

$$\mathcal{F}^{-1}[f(\nu)](t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} F(\nu) e^{-2\pi i \nu t} d\nu = f(t) \quad (2.3)$$

$$\mathcal{F}^{-1}[f(\nu_x, \nu_y)](x, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(\nu_x, \nu_y) e^{-2\pi i(\nu_x x + \nu_y y)} d\nu_x d\nu_y = f(x, y) \quad (2.4)$$

Ein Beispiel für die Fouriertransformation ist in Abb. 1 dargestellt. Dort ist ein Rechteckpuls und seine Fouriertransformierte, eine sinc-Funktion, in einer Dimension dargestellt.

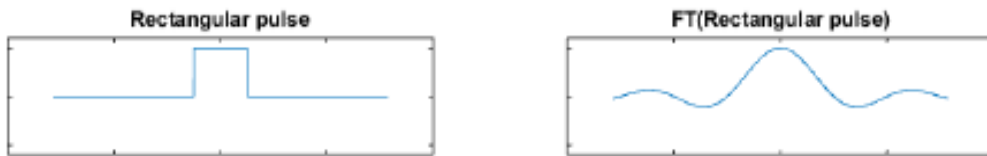


Abbildung 1: Fouriertransformation, angewandt auf einen Rechteckpuls. Das Ergebnis ist eine sinc-Funktion. Entnommen aus [1, S. 3]

Bei der optischen Fouriertransformation ist allerdings eine Transformation in zwei räumlichen Dimensionen nötig. Dies ist in Abb. 2 dargestellt. Hier wird ein Rechteckspalt fouriertransformiert, heraus kommen eine sinc-Funktion in x- und eine sinc-Funktion in y-Richtung, die sich überlagern.

Die Fouriertransformation ist außerdem ein nützliches Werkzeug, um die Faltung zweier Funktionen zu beschreiben. Diese wird häufig verwendet, um periodische Strukturen wie Gitter zu beschreiben. Die Faltung ist im Orts- bzw. Zeitraum ein kompliziertes Integral. Allerdings ist die Faltung zweier Funktionen in einem dieser Räume einfach gleich dem Produkt der Funktionen im Frequenzraum.

2.2 Skalare Beugungstheorie

Um die Eigenschaften des Lichts in diesem Versuch zu beschreiben, wird die skalare Beugungstheorie verwendet. Diese hat ihren Namen von der Näherung, nach der das elektrische Feld nicht als Vektor, sondern als skalare, monochromatische ebene Welle beschrieben wird. Trifft das Licht auf ein Hindernis, wird es gemäß dem Huygenschen

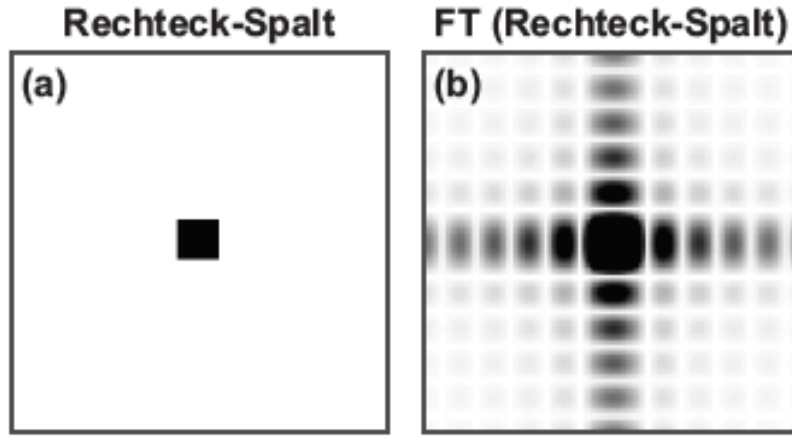


Abbildung 2: Ein Rechteckspalt und die Fouriertransformierte, zwei sich überlagernde sinc-Funktionen. Entnommen aus [1, S. 4]

Prinzip gebeugt. Dies besagt, dass jeder Punkt einer Wellenfront wieder als Ausgangspunkt einer Kugelwelle dient. Diese Kugelwellen interferieren nun miteinander, sodass auf einem Schirm, der hinter dem Hindernis aufgestellt wird, ein Beugungsbild beobachtet werden kann. Die Beugungsbilder, die bei verschiedenen Abständen auftreten, sind in Abb. 3 dargestellt. Dabei ist z_0 der Abstand des Beugungsbilds vom Hindernis und b die Größe des Beugungsobjekts.

In der Nahzone wird die Lichtausbreitung mithilfe der Fresnel-Näherung beschrieben. Diese gilt, wenn der Abstand des Beugungsobjekts zum Schirm klein ist. Ist dieser Abstand hingegen groß, also gilt $z_0 \gg b$, wird das Beugungsbild mithilfe der Fraunhofer-Näherung für das Fernfeld beschrieben. Das elektrische Feld in der Fraunhofer-Näherung lässt sich mit (2.5) bestimmen.

$$E(x', y', z') = A(x', y', z') \mathcal{F} \left(E_0(x, y, z_0) e^{i\Phi(x, y, z_0)} \right) (\nu_x, \nu_y) \quad (2.5)$$

Das Interferenzbild im Fernfeld entspricht also der Fouriertransformierten des Beugungsobjekts.

2.3 Beugung am Gitter

Bei der Beugung am Gitter entstehen nach dem Huygenschen Prinzip Kugelwellen, die mit einander interferieren. Die Interferenz ist entweder positiv bei einer Phasendifferenz

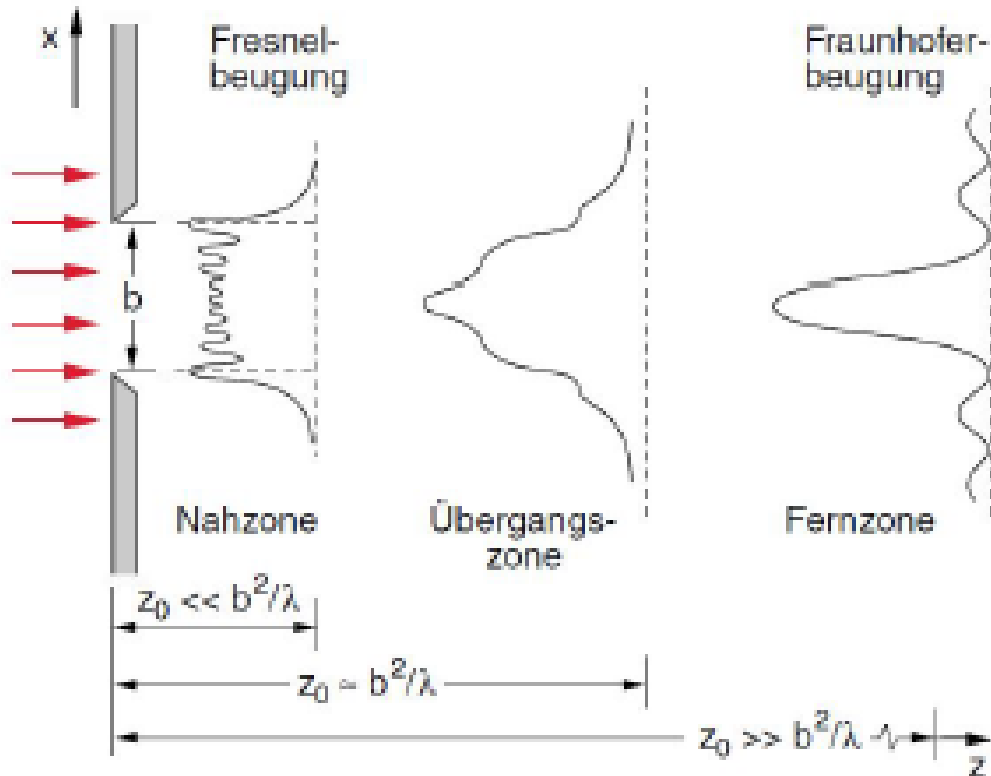


Abbildung 3: Fresnel- und Fraunhofer Näherung. Im Fernfeld kann die Fraunhofer Näherung angewandt werden, wohingegen im Nahfeld die Fresnel Näherung angewandt wird. Entnommen aus [1, S. 5]

von 2π oder negativ bei einer Phasendifferenz von π . Es entsteht also ein Beugungsbild, das vom Abstand zwischen Gitter und Schirm d , der Gitterkonstante b , der Spaltzahl N und dem Beugungswinkel θ abhängig ist. Dies kann mit (2.6) berechnet werden.

$$I(\theta) = I_0 \text{sinc}^2 \left(\frac{N\pi d \sin(\theta)}{\lambda} \right) \text{sinc}^2 \left(\frac{\pi b \sin(\theta)}{\lambda} \right) \quad (2.6)$$

Um den Gitterabstand zu bestimmen, benötigt man allerdings nur die Bedingung für positive Interferenz. Sie lautet:

$$k\lambda = b \sin(\theta); k \in \mathbb{N}_0 \quad (2.7)$$

2.4 Optische Fouriertransformation mit Linsen

In diesem Versuch soll hauptsächlich im Bereich der Fraunhofer-Näherung gearbeitet werden. Diese gilt aber erst im unendlichen. Daher wird eine Linse im Strahlengang positioniert, die das Bild der Fouriertransformierten in der Brennebene darstellt. Dieser Aufbau wird als 2f-Aufbau bezeichnet, da seine Länge der zweifachen Brennweite der Linse entspricht. Der Aufbau kann um eine weitere Linse erweitert werden, die eine Rücktransformation ausführt, um so wieder das ursprüngliche Bild zu erhalten. Die Linse wird dabei im Abstand f von der Fourierebene positioniert. Im Abstand f auf der anderen Seite der Linse wird dann das Objekt sichtbar. Der dazu nötige Aufbau ist in Abb. 4 dargestellt und wird 4f-Aufbau genannt.

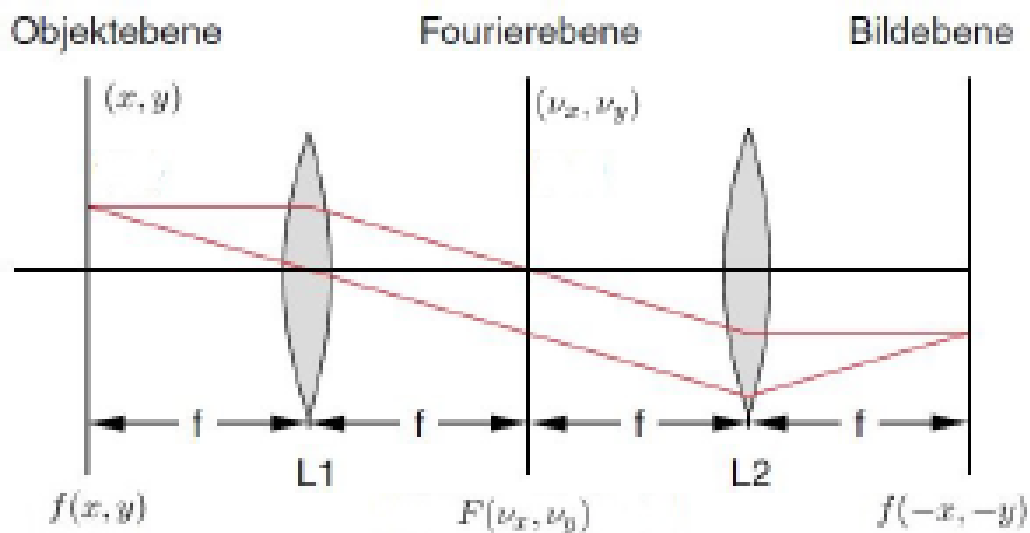


Abbildung 4: Schematische Darstellung des 4f-Aufbaus, der hier zur Fourierfilterung eingesetzt wird. Entnommen aus [1, S. 6]

2.5 Frequenzfilterung

Mithilfe des 4f-Aufbaus kann nun eine Fourierfilterung durchgeführt werden. Hierfür können verschiedene Filter in der Fourierebene platziert werden. Ein Tiefpass wird dabei mithilfe einer Blende realisiert, die nur Licht in der Mitte der nullten Beugungsordnung durchlässt. Ein Hochpass wird mit einer Nadel erzeugt, die mittig in der Fourierebene

platziert wird. Außerdem können auch bestimmte Frequenzen gefiltert werden, um periodisches Rauschen zu entfernen.

2.6 Dunkelfeldmethode

Die Intensität eines Lichtfeldes, das Betragsquadrat des elektrischen Feldes kann auf einem Schirm mit bloßem Auge erkannt werden. Das elektrische Feld selbst ist allerdings nicht direkt sichtbar, da keine Informationen über die Phase des Feldes bekannt sind. Um das elektrische Feld trotzdem zu detektieren, wird die Dunkelfeldmethode verwendet. Dazu nehmen wir an, dass das beugende Objekt dem elektrischen Feld eine ortsabhängige Phase aufprägt. Das E-Feld lässt sich nun schreiben als:

$$E(x, y) = ae^{i\Phi(x, y)}. \quad (2.8)$$

Für kleine Phasenänderungen gilt dann:

$$E(x, y) = a(1 + i\Phi(x, y)). \quad (2.9)$$

Fouriertransformiert ergibt sich dann:

$$\mathcal{F}(E(x, y)) = a(\delta(\nu_x)\delta(\nu_y) + \mathcal{F}(i\Phi(x, y))). \quad (2.10)$$

Wird nun der erste Summand gefiltert, ergibt sich nach der Rücktransformation:

$$\mathcal{F}^{-1}(\mathcal{F}(E(x, y))) = E(x, y) = ia\Phi(x, y). \quad (2.11)$$

Die Intensität ist nun also abhängig von der Phase des elektrischen Feldes, somit ist die Phase auf dem Schirm sichtbar.

3 Übergang von Nah- zu Fernfeld

In diesem Versuchsteil wird das Beugungsbild eines Gitters in Abhängigkeit des Abstandes zwischen Schirm und Gitter beobachtet. Der schematische Aufbau, um diesen Sachverhalt zu untersuchen, ist in Abb. 5 zu sehen. Dabei wird ein kollimierter Laserstrahl mit einer Wellenlänge von $\lambda = 633\text{nm}$ auf einen Schirm gerichtet. Der Laserstrahl wird, um ihn

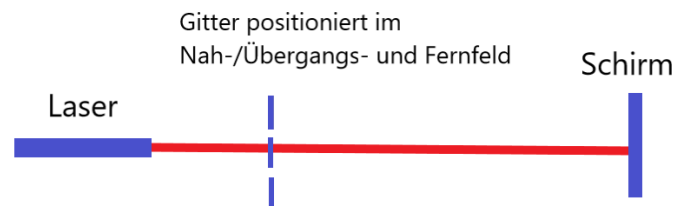


Abbildung 5: Aufbau zur visuellen Bestimmung des Nah-/Übergangs- und Fernfeldes. Dies ist ein skizzenhafter Aufbau des Versuchs.

zu kollimieren, auf eine Linse gerichtet. Danach trifft der Laserstrahl auf ein Gitter, welches in verschiedenen Abständen vom Laser in den Strahlengang gebracht wird. Die Abstände zwischen Laser und Gitter variieren von 500mm und 3800mm . Auf dem Schirm kann ein Beugungsbild erkannt werden, welches mittels eines Intensitätsmessgerätes aufgenommen wird. Mit diesem Aufbau kann nun das Beugungsbild bei unterschiedlichem Abstand zwischen Schirm und Gitter beobachtet werden. Abb. 6 zeigt den Verlauf der Beugungsbilder bei veränderlichem Abstand. Je größer der Abstand vom Schirm zum Gitter wird, desto kleiner wird der Abstand zwischen Gitter und Laser. Je näher sich das Gitter zum Laser bewegt, desto mehr wird sich das Fernfeld einstellen. In Abb. 6 kann in einem Abstand von 500mm bis 1400mm das Nahfeld erkannt werden. Bei einem Abstand von 1700mm bis 2600mm kann das Übergangsfeld beobachtet werden und in einem Abstand von 2900mm bis 3800mm kann das Fernfeld beobachtet werden. Die angegebenen Grenzen sind keine scharfen Grenzen. Häufig kann man an den Grenzen beide Effekte erkennen. Die Effekte sind beim Nah- und Fernfeld vor allem an den Rändern sichtbar (also bei 500mm bzw. bei 3800mm) und beim Übergangsfeld bei einem Abstand von 2000mm . Diese Angaben wurden mit Abb. 3 erhoben. Gründe für diese Einteilung sind, dass sich die Maxima höherer Ordnung erst im Fernfeld klar unterscheiden lassen und sich die Maxima im Nahfeld in einem Punkt treffen. Charakteristisch für die Übergangszone ist das Vermischen beider Effekte. Das Hauptmaximum ist deutlich zu erkennen, jedoch gibt es entfernt vom Hauptmaximum noch Helligkeitserscheinungen, die nach außen hin abschwächen und kaum zu erkennende Peaks ausbilden. Diese Charakteristiken können im Vergleich von Abb. 3 und Abb. 6 an den oben genannten Bildern beobachtet werden.

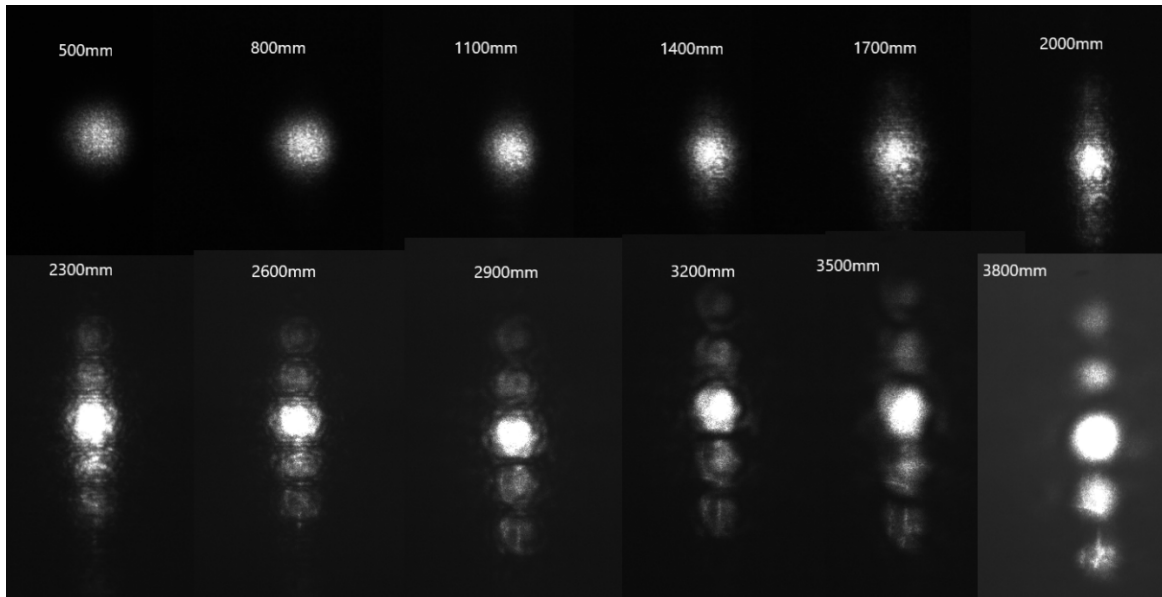


Abbildung 6: Es sind die Beugungsbilder in Abhängigkeit der Abstände zwischen Schirm und Gitter aufgetragen. Oben Links ist das Beugungsbild im Nahfeld zu erkennen bei einem Abstand von 500mm. Unten rechts ist das Beugungsbild im Fernfeld zu erkennen bei einem Abstand von 3800mm. Von oben links nach unten rechts nimmt der Abstand zu. Der Abstand nimmt in 300mm Abständen zu.

4 Gitterkonstanten ohne Linse

In diesem Abschnitt wurden die Gitterkonstanten verschiedener Gitter bestimmt. Dafür wurde das Gitter in den Strahlengang gestellt. Die Kamera wird 3800 mm entfernt positioniert. Dieser Aufbau ist in Abb. 7 dargestellt.

Die dabei aufgenommenen Bilder sind in Abb. 8 zu sehen. Man erkennt deutlich, dass die Abstände zwischen den einzelnen Punkten von links nach rechts größer werden. Außerdem sind die Bilder links eher unscharf, nach rechts werden die einzelnen Punkte schärfer und lassen sich besser unterscheiden. Bei allen Gittern wird nun der Abstand zwischen dem nullten Beugungsmaximum und dem ersten und zweiten Beugungsmaximum nach oben und unten ermittelt. Dazu wird ein Lineal verwendet, dass auf den unbearbeiteten Bildern mit fotografiert wurde und so als Skala dient. Eine Ausnahme bildet das zweite Beugungsmaximum nach oben bei Gitter 2, dieses konnte nicht identifiziert werden.

Aus dem Abstand der einzelnen Beugungsmaxima zum nullten Beugungsmaximum a und dem Abstand zwischen Gitter und Kamera d kann dann mit (4.1) θ für jedes

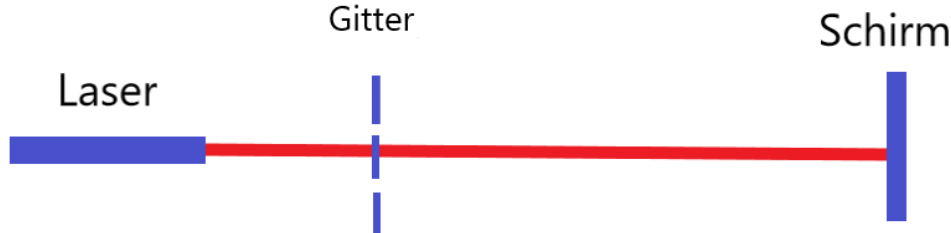


Abbildung 7: Schematischer Aufbau des Versuchs zur Bestimmung der Gitterkonstanten

Beugungsmaximum einzeln bestimmt werden.

$$\theta = \arctan\left(\frac{a}{d}\right) \quad (4.1)$$

Nun lässt sich die Gitterkonstante des untersuchten Gitters mit (4.2) bestimmen, mit k der Nummer des Beugungsmaximums.

$$k\lambda = b \sin(\theta) \quad (4.2)$$

Bei jedem Gitter, außer dem zweiten aus oben genanntem Grund, wurde die Gitterkonstante jeweils viermal bestimmt, mit den beiden ersten Beugungsmaxima nach oben und unten ausgehend vom nullten Maximum. Aus diesen wurde dann der Mittelwert gebildet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 1 zusammengefasst.

Tabelle 1: Die Gitterkonstanten der fünf untersuchten Gitter in mm

Gitter 1	Gitter 2	Gitter 3	Gitter 4	Gitter 5
$0,386 \pm 0,048$	$0,456 \pm 0,053$	$0,363 \pm 0,041$	$0,323 \pm 0,032$	$0,252 \pm 0,020$

Wie bereits in Abb. 8 erkennbar, wird die Gitterkonstante bei kleinerer Gitternummer kleiner. Eine Ausnahme bildet Gitter 1, welches kleiner ist als Gitter 2. Die Unsicherheit beim Ablesen der Abstände wurde auf ± 1 mm geschätzt. Daraus ergibt sich mithilfe der Formel für die Fehlerfortpflanzung ((4.3)) die Unsicherheit von θ und daraus mit (4.4) die Gesamtunsicherheit der Gitterkonstanten.

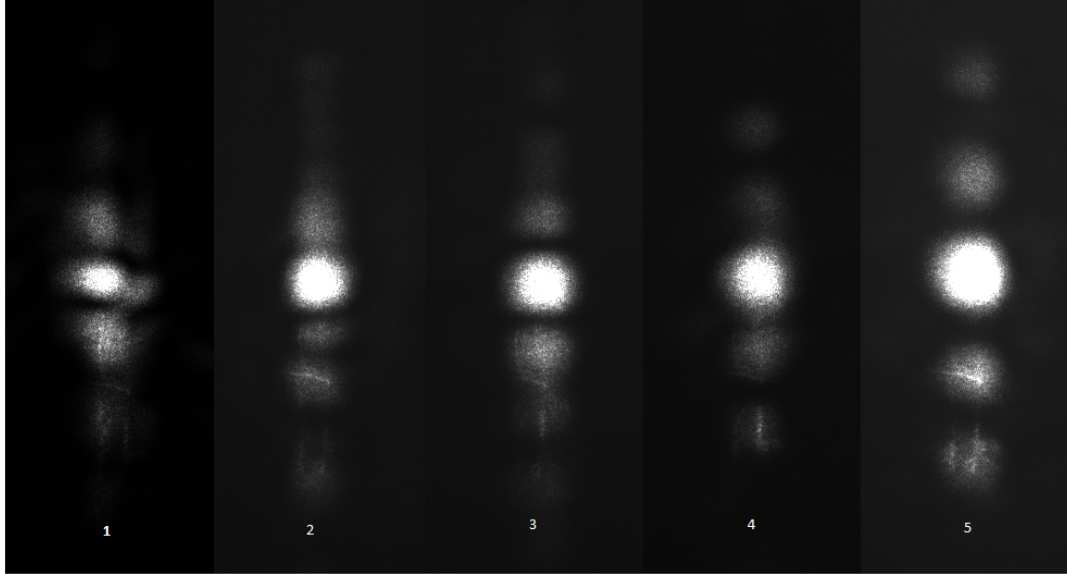


Abbildung 8: Die Beugungsbilder der 5 Gitter von Gitter 1 ganz links bis Gitter 5 ganz rechts, aufgenommen ohne Linse

$$u(\theta) = \frac{u(a) * d}{a^2 + d^2} \quad (4.3)$$

$$u(b) = \frac{u(\theta)k\lambda \cos(\theta)}{\sin(\theta)^2} \quad (4.4)$$

Auch die Unsicherheiten wurden für jedes Beugungsmaximum einzeln bestimmt, anschließend wurde daraus der in der Tabelle aufgeführte Mittelwert gebildet.

5 Gitterkonstanten mit Linse

Im nächsten Schritt wurde die Gitterkonstante erneut bestimmt, allerdings mit leicht verändertem Versuchsaufbau (dargestellt in Abb. 9). Nun ist hinter dem Gitter im Abstand von 1150 mm eine Linse positioniert. Diese fokussiert das Licht auf den Schirm, der wiederum im Abstand von 1150 mm zur Linse positioniert ist.

Die dabei entstandenen Beugungsbilder sind in Abb. 10 zu sehen. Auch hier ist deutlich erkennbar, dass die Beugungsmaxima bei höherer Gitternummer weiter auseinander liegen. Erneut wird beobachtet, dass die Beugungsmaxima bei höherer Gitternummer

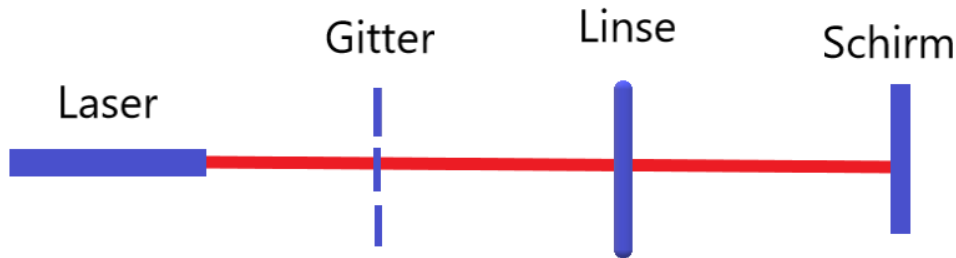


Abbildung 9: Schematischer Aufbau des 2. Versuchs zur Bestimmung der Gitterkonstanten.

schärfer und besser unterscheidbar sind, während die Bilder bei niedriger Gitternummer unscharf und die Beugungsmaxima schwer trennbar sind. Dieser Effekt ist hier deutlich stärker ausgeprägt als bei der Messung ohne Linse. Die Abstände werden hier genauso bestimmt wie oben beschrieben, mit dem Lineal als Skala. Bei Gitter 3-5 wurden wieder das erste und zweite Beugungsmaximum in beide Richtungen zur Rechnung verwendet. Bei Gitter 1 und 2 waren diese nicht identifizierbar, hier wurden in beide Richtungen die ersten Maxima verwendet, die von der weiß leuchtenden Fläche rund um das nullte Beugungsmaximum als getrennte Punkte erkennbar waren. Dies war in allen vier Fällen das vierte Beugungsmaximum. Um welches Maximum es sich bei diesen Gittern handelt, konnte visuell nicht herausgefunden werden. Es ist aber wahrscheinlich, dass es sich um das Vierte handelt, da bei dieser Wahl die Gitterkonstanten von Gitter 2 aus beiden Messungen ungefähr übereinstimmen. Da Gitter 1 eine größere Gitterkonstante als Gitter 2 haben muss, muss es sich beim für die Rechnung verwendeten Beugungsmaximum mindestens um das Vierte handeln, höhere Ordnungen sind aber theoretisch auch möglich.

Zur Berechnung der Gitterkonstanten wurden wie im vorigen Abschnitt (4.1) und (4.2) verwendet, anschließend wurde aus diesen Werten der Mittelwert gebildet. Die Unsicherheiten wurden wieder mit (4.3) und (4.4) und anschließender Bildung des Mittelwerts bestimmt. Aufgrund der deutlich besseren Bildqualität wurden die Unsicherheit beim Ablesen für Gitter 3-5 auf $\pm 0,5$ mm geschätzt. Die Ergebnisse beider Messreihen sind in Tabelle 2 zusammengefasst.

Die Werte für die Gitterkonstante sind bei allen Gittern (außer Gitter 1) innerhalb der

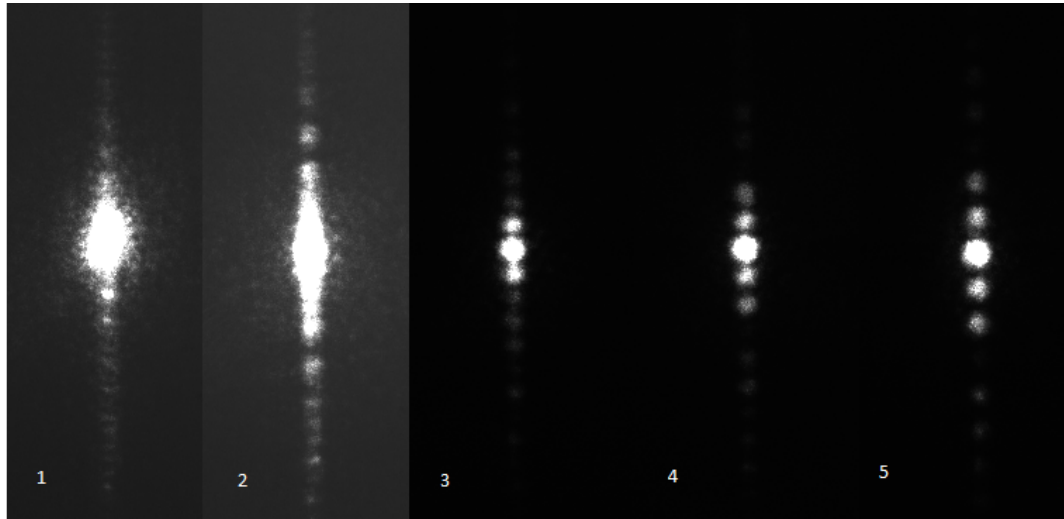


Abbildung 10: Die Beugungsbilder der 5 Gitter von Gitter 1 ganz links bis Gitter 5 ganz rechts, aufgenommen mit Linse.

Tabelle 2: Die Gitterkonstanten der fünf untersuchten Gitter in mm, ohne Linse und mit Linse.

	Gitter 1	Gitter 2	Gitter 3	Gitter 4	Gitter 5
Mit Linse	$0,683 \pm 0,080$	$0,485 \pm 0,081$	$0,377 \pm 0,072$	$0,332 \pm 0,057$	$0,269 \pm 0,037$
Ohne Linse	$0,386 \pm 0,048$	$0,456 \pm 0,053$	$0,363 \pm 0,041$	$0,323 \pm 0,032$	$0,252 \pm 0,020$

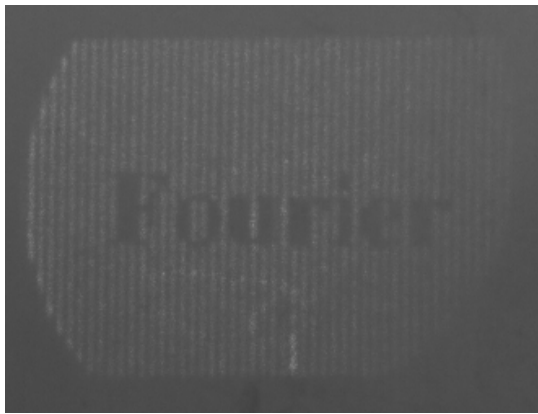
angegebenen Unsicherheiten gleich. Damit kann die Messung als Erfolg gewertet werden. Die Gitterkonstanten lassen sich offenbar auf beide Arten gut bestimmen. Der einzige abweichende Wert ist die Gitterkonstante von Gitter 1 bei Messung ohne Linse. Hierfür sind mehrere Erklärungen möglich. Zum einen weicht das Beugungsbild für dieses Gitter deutlich von den anderen ab, die Punkte sind stark verschwommene Figuren, die nicht als Punkte erkennbar sind. Dies erschwert die Bestimmung des Abstandes zwischen den Beugungsmaxima und damit die Bestimmung der Gitterkonstante. Zum anderen ist es möglich, dass es sich bei den beobachteten Maxima nicht um die ersten bzw. zweiten Maxima handelt, sondern um höhere Ordnungen. Dann müssten dafür müssten andere niedrigere Beugungsmaxima so miteinander verschwimmen, dass eine visuelle Trennung nicht mehr möglich ist. Dies kann aufgrund der schlechten Bildqualität nicht ausgeschlossen werden.

6 Fourierfilterung

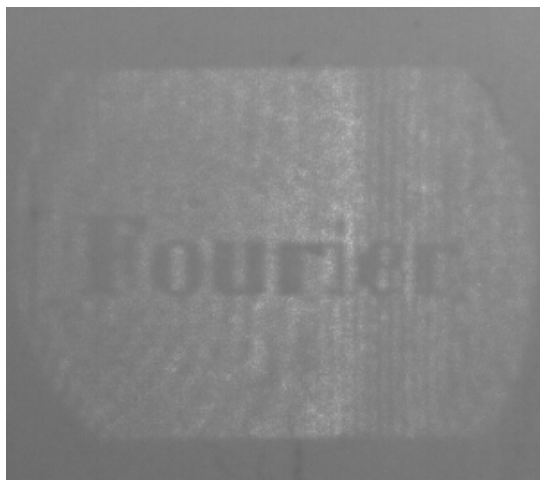
6.1 Ergebnis

6.2 Fourier Schriftzug

Zuerst soll ein „Fourier“ Schriftzug vor einem Gitter modelliert werden, indem das Gitter entfernt wird. Dazu wird eine Tiefpassfilterung benutzt, da die im Vergleich große Schrift hauptsächlich aus niedrigen Frequenzen besteht.



(a)



(b)

Abbildung 11: In Abb. 11a ist der „Fourier“ Schriftzug ohne Filter zu sehen; in Abb. 11b mit einem Tiefpassfilter.

In Abb. 11 ist zu sehen, wie sich der Tiefpassfilter auf das Bild auswirkt. Das Gitter ist zum größten Teil nicht mehr als solches zu erkennen.

6.3 Nenner eines Bruches entfernen

Daraufhin soll der Nenner eines $\frac{1}{2}$ Bruchs entfernt werden. Wie in Abb. 12a zu sehen ist, befindet sich unter dem Zähler ein Gitter, welches sich nicht bei dem Nenner befindet. Es werden also praktisch beide Zahlen entfernt, allerdings ist durch das Gitter immer noch der Umriss der 1 sichtbar. Dieses entfernen geschieht durch eine Hochpassfilterung, was bedeutet, dass niedrige Frequenzen entfernt werden. Das hat sehr gut funktioniert, da in Abb. 12b die Zwei, also der Nenner nicht mehr erkennbar ist.

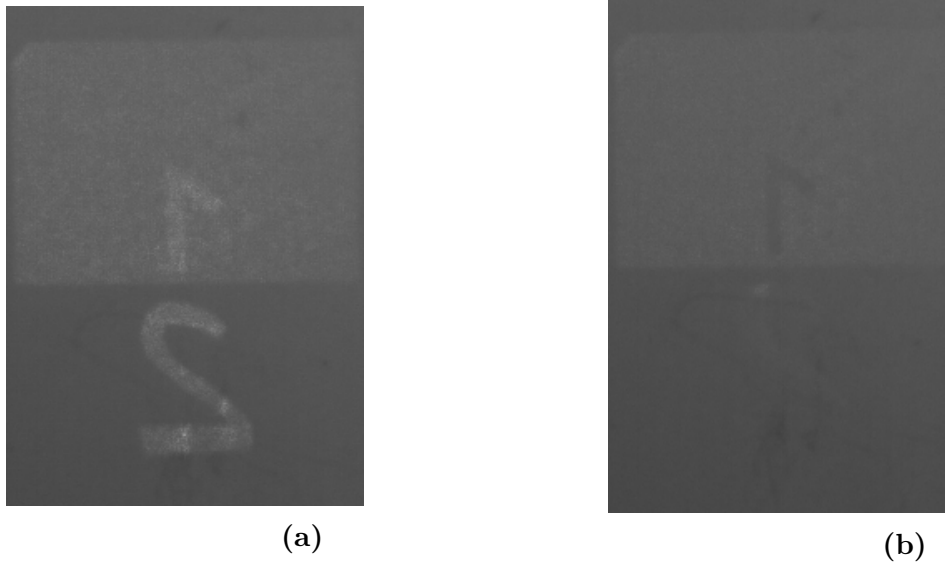


Abbildung 12: In Abb. 12a ist der $\frac{1}{2}$ Bruch ohne Filter zu sehen; in Abb. 12b mit einem Hochpassfilter, wodurch die Zwei entfernt wurde.

6.4 Tiefpassfilterung bei einem Quadratgitter

Als nächstes soll ausprobiert werden, was passiert, wenn ein Quadratgitter eingesetzt wird, das mit einem eindimensionalen Tiefpassfilter in verschiedenen Ausrichtungen gefiltert wird. Das ungefilterte Bild ist in Abb. 13a zu sehen. Dazu im Vergleich wurde in Abb. 13b ein Tiefpassfilter im Winkel von 0° Grad eingebaut. Da der Tiefpass alle Frequenzen außer denen, die im 0° Winkel sind durchgelassen. Deshalb wurde erwartet, dass die Linien orthogonal zum Frequenzbild erkennbar sind. Allerdings ist das besonders am Rand und zum Teil auch in der Mitte des Bildes nicht immer deutlich zu erkennen.

Ähnliche Probleme gibt es auch in Abb. 14a und Abb. 14b, in denen der Tiefpassfilter jeweils um 45° und 90° gedreht sind. Besonders in Abb. 14a lässt sich die Ausrichtung nur noch erahnen, während bei der 90° Drehung das Muster nur in der Mitte des Bildes unterbrochen wird.

Diese hellen Strahlen, die sich an der räumlichen Ausrichtung des Filters orientieren und damit die erwarteten Muster unterbrechen, stammen höchstwahrscheinlich daher, dass der Tiefpassfilter sich beim Messen nicht perfekt in der Fourierebene befand. Trotzdem lässt sich bei genauerem Hinschauen das erwartete Muster erkennen.

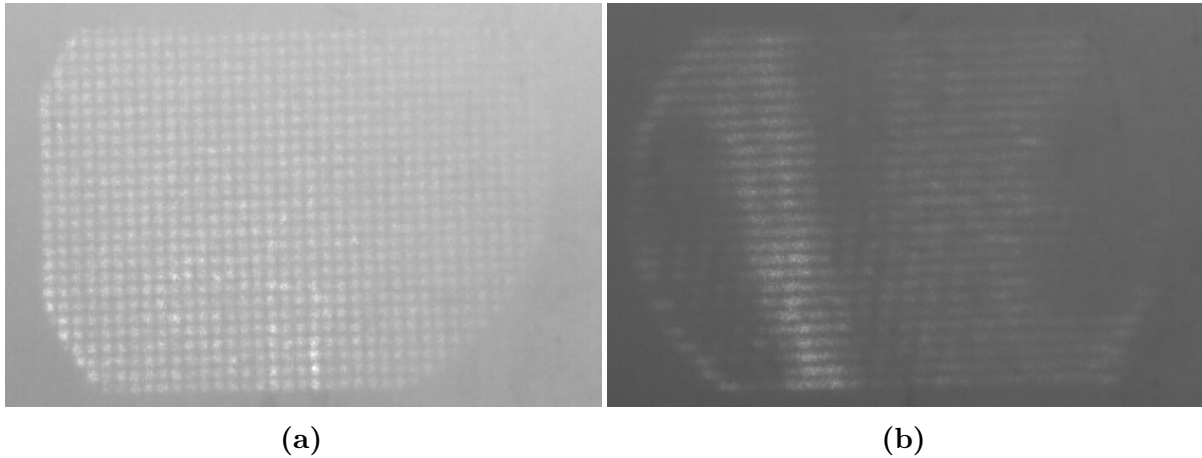


Abbildung 13: In Abb. 13a ist das Quadratgitter ohne einen Filter zu sehen; in Abb. 13b mit einem Tiefpassfilter im 0° Winkel

6.5 Hochpassfilterung einer Schraube

Daraufhin wird eine Schraube einer Hochpassfilterung unterzogen. In Abb. 15 sind die Bilder mit und ohne Filter zu sehen. In Abb. 15b ist dabei nur noch der Umriss der Schraube zu sehen. Da sowohl der Laser selbst als auch die Schraube selbst nahezu homogen sind, werden dafür fast nur niedrige Frequenzen benutzt. Der Rand der Schraube hat allerdings mehrere kleine Kanten, die durch hohe Frequenzen dargestellt werden und deshalb durch den Hochpassfilter durchkommen.

6.6 Dunkelfeldmethode

Zuletzt soll noch die Dunkelfeldmethode getestet, die Luftströme sichtbar machen kann. Dazu wird ein Teelicht

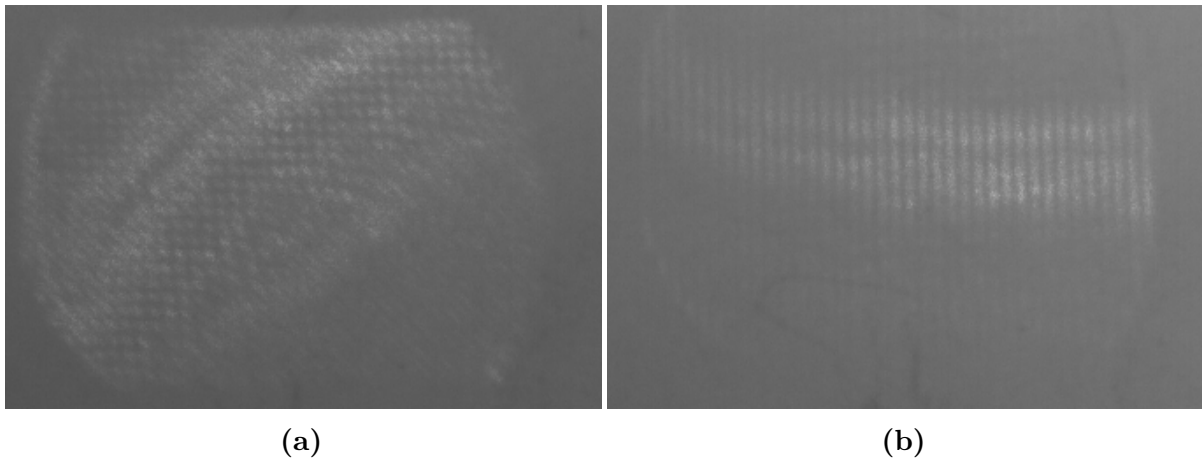


Abbildung 14: In Abb. 14a ist das Quadratgitter mit einem Tiefpassfilter im 45° Winkel zu sehen; in Abb. 14b im 90° Winkel.

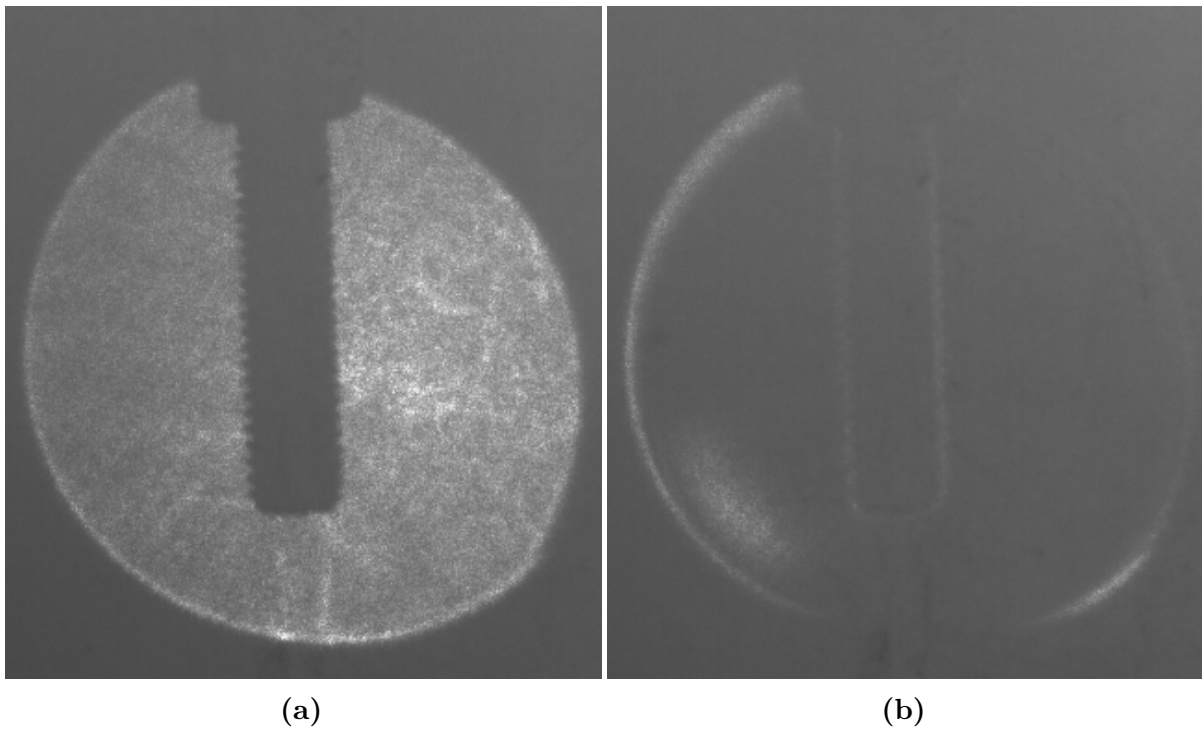


Abbildung 15: In Abb. 15a ist die Schraube ohne Filter zu sehen, in Abb. 15b wurde noch ein Hochpassfilter benutzt.

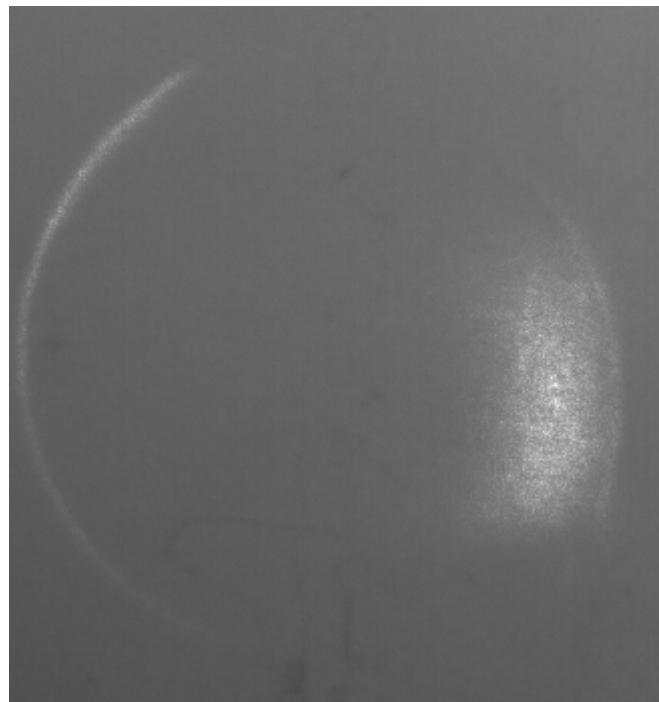


Abbildung 16

Literatur

- [1] *Optische Fouriertransformation*. Westfälische Wilhelms-Universität Münster. Institut für Angewandte Physik, Nov. 2017.