
4.4: Holografie

Andreas Kleiner

Matr-Nr.: 1574166

E-Mail: akleiner@online.de

Anton Konrad Cyrol

Matr-Nr.: 1639629

E-Mail: anton.cyrol@stud.tu-darmstadt.de

Betreuer: Stefan Breuer

Versuch durchgeführt am: 05.12.2011

Abgabedatum: 22.12.2011



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

PHYSIKALISCHES PRAKTIKUM
FÜR FORTGESCHRITTENE

Hiermit versichern wir das vorliegende fortgeschrittenen Praktikumsprotokoll ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 22.12.2011

Andreas Kleiner

Anton Konrad Cyrol

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	2
2	Theoretische Grundlagen	2
2.1	Wellenfelder	2
2.2	Kohärenz	2
2.3	Interferenz	2
2.4	Holografie	2
2.4.1	Vergleich mit der konventionellen Fotografie	2
2.4.2	Aufnahme von Hologrammen	3
2.4.3	Rekonstruktion von Hologrammen	4
2.4.4	Typen von Hologrammen	4
2.5	Laser	4
3	Theoretische Berechnungen	5
3.1	Schwingungsfähige Moden des He-Ne-Lasers	5
3.2	Berechnen des Interferenzkontrasts als Funktion des Gangunterschieds bei zwei Lasermoden	7
3.3	Berechnen der Kontrastfunktion bei beliebig vielen Lasermoden	9
4	Versuchsdurchführung & Auswertung	10
4.1	Aufbau des Raumfilters	10
4.2	Berechnung der verwendeten Beugungsordnungen	11
4.3	Hologramm einer Punktlichtquelle	12
4.4	Überprüfung des Abbildungsgesetzes	13
4.5	3D-Hologramm einer Figur	13
5	Fazit	16
6	Messdaten	16

1 Einführung

Ziel des Versuchs ist es, die Grundlagen der Holografie zu beleuchten. Holografie bezeichnet ein Verfahren zur Speicherung und Wiedergabe dreidimensionaler Wellenfelder, welche von Objekten ausgehen. Der wesentliche Unterschied zur gewöhnlichen Fotografie ist, dass die gesamten (Phasen-) Informationen und nicht nur eine zweidimensionale Intensitätsverteilung gespeichert werden. Im Versuch wird dazu zuerst der benötigte Raumfilter aufgebaut. Anschließend wird ein Hologramm einer Punktquelle erstellt und das Abbildungsgesetz der Holografie bestätigt. Abschließend wird ein dreidimensionales Hologramm aufgenommen.

Holografie wird beispielsweise für Holographisch-optische Bauelemente (HOE) und Echtheitszertifikate genutzt.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Wellenfelder

Lichtwellen sind elektromagnetische Wellen und werden daher von den Maxwell-Gleichungen beschrieben:

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (1)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = \rho / \epsilon_0 \quad (3)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (4)$$

Bei verschwindender Ladungsdichte $\rho = 0$ und verschwindender Stromdichte $\vec{j} = 0$ sind die Gleichungen offensichtlich homogen linear. Daher gilt für das elektrische/magnetische Feld von Lichtwellen das Superpositionsprinzip. Licht kann polarisiert sein. Im einfachsten Fall ist das Licht linear polarisiert sein, d.h. die Richtung des Vektors des \vec{E} -Feldes ist zeitlich konstant. Zirkular polarisiertes Licht ergibt sich bei Überlagerung zweier Transversalwellen, deren Schwingungsrichtungen senkrecht zueinander sind und deren Amplitude gleich ist. Weiterhin müssen beide Wellen eine Phasendifferenz von $\pi/2$ haben. Elliptisch polarisiertes Licht ist ähnlich wie zirkular polarisiertes Licht, jedoch müssen die Amplituden nicht gleich sein, bzw. die Phasendifferenz ist ungleich 0 und $\pi/2$. Zirkular und elliptisch polarisiertes Licht kann links- oder rechtsdrehend sein.

Eine linear polarisierte, ebene Welle lässt sich mathematisch wie folgt darstellen:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} + c.c. \quad (5)$$

2.2 Kohärenz

Licht kann zeitlich und räumlich kohärent sein. Ist eine Lichtwelle zeitlich kohärent, dann ist die Phase einer Lichtwelle an einem bestimmten Ort über eine Zeitspanne hinweg, die Kohärenzzeit, vorhersagbar. Räumliche Kohärenz bedeutet, dass die Phase der Welle über eine räumliche Ausdehnung, die Kohärenzlänge, vorhersagbar ist.

Eine Welle nach Gleichung 5 wäre sowohl zeitlich als auch räumlich kohärent, mit unendlicher Kohärenzzeit und Kohärenzlänge. In der Realität existieren solche idealen Wellen nicht, da wegen der Energie-Zeit-Unschärfe immer eine natürliche Linienbreite existiert. Jedoch lassen sich mit Hilfe von Lasern für Versuche hinreichend kohärente Wellen erzeugen.

2.3 Interferenz

Interferenz bezeichnet allgemein die Überlagerung zweier oder mehrerer Wellen. Dabei addieren sich die Amplituden nach dem Superpositionsprinzip. Da Amplituden positiv und negativ sein können, können sich Teilwellen auch gegenseitig auslöschen.

2.4 Holografie

2.4.1 Vergleich mit der konventionellen Fotografie

Die Holografie ist wie die Fotografie ein Verfahren um Objekte optisch abzubilden. Bei der konventionellen Fotografie wird ein lichtempfindliches Medium Licht ausgesetzt, wodurch das Medium abhängig von der Intensität geschwärzt

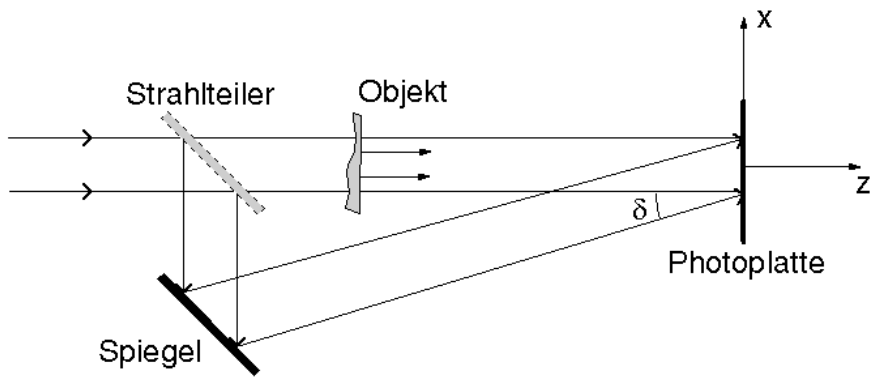


Abbildung 1: Schematischer Aufbau. Quelle: Versuchsanleitung zu diesem Versuch, heruntergeladen am 4. Dez. 2011 von <http://www.iap.tu-darmstadt.de/fileadmin/iap/fp/a/holographie.pdf>.

wird. Bei der Fotografie wird nur die Intensität des Lichts - und bei Farbfotografie zusätzlich die Wellenlänge - gespeichert. Beim Betrachten der entwickelten fotografischen Abbildung wird nur die Intensität (und ggf. die Farbe) jedes einzelnen Punktes der Abbildung rekonstruiert. Dadurch entsteht ein zweidimensionales Bild einer dreidimensionalen Szene. Bei der Holografie wird zusätzlich zur Intensität die Phaseninformation gespeichert. Bei Bestrahlung mit einer Lichtwelle, die der bei der Aufnahme eingesetzten Referenzwelle identisch ist, wird die Welle am Hologramm gebeugt und es entsteht ein Wellenfeld, das dem Objektwellenfeld identisch ist. Dadurch erhält der Betrachter ein dreidimensionales Bild des ursprünglichen Objekts. Durch Verändern des Blickwinkels kann das abgebildete Objekt aus leicht unterschiedlichen Winkeln betrachtet werden. Allerdings ist es nicht möglich das Objekt z.B. von der Rückseite zu sehen, wenn die Vorderseite aufgenommen wurde.

2.4.2 Aufnahme von Hologrammen

Die besondere Eigenschaft von Hologrammen ist das Speichern der Phaseninformation zweier Lichtwellen zusätzlich zur Intensität. Die Phaseninformation erhält man durch Interferenz der beiden Lichtwellen. Daher wird zur Aufnahme eines Hologramms sowohl zeitlich als auch räumlich kohärentes Licht benötigt, das meistens mit einem Laser erzeugt wird. Der Laser bietet eine hohe Intensität, wodurch die Belichtungszeiten kurz gehalten werden können.

Hologramme können mit ebenen Wellen als auch mit Kugelwellen erzeugt werden. Alle Hologramme werden durch Überlagerung einer Objektwelle und einer Referenzwelle erzeugt. Im Folgenden wird beispielhaft die Aufnahme eines Transmissionshologramms mit einer ebenen Welle erläutert. Eine ebene, kohärente Welle trifft auf einen Strahlteiler. Ein Teil des Strahls durchläuft ein transparentes Objekt, der andere Teil wird über einen Spiegel so umgeleitet, dass die beiden Teilstrahlen in der $z = 0$ Ebene interferieren (siehe Abb. 1).

Die einlaufende Welle kann nach Gleichung (5) dargestellt werden als

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 e^{i(kz - \omega t)} \quad (6)$$

Da in der beschriebenen Situation keine Zeitabhängigkeit auftaucht, kann diese weggelassen werden. Die Phase und die Amplitude des Strahls, der im Strahlteiler nicht abgelenkt wird, wird von dem Objekt beeinflusst. Daher muss für diesen Strahl

$$\vec{E}_1(x, y) = E_1(x, y) e^{i\phi(x, y)} \quad (7)$$

angesetzt werden. Die Amplitude des anderen Strahls ist in der $z = 0$ - Ebene konstant. Es genügt also der Ansatz

$$\vec{E}_2(x, y) = E_2 e^{ik \sin(\delta)x}. \quad (8)$$

Die Amplituden interferieren nach dem Superpositionsprinzip in der Ebene zu

$$\vec{E}(x, y) = \vec{E}_1(x, y) + \vec{E}_2(x, y). \quad (9)$$

Die Intensität $I \sim |E|^2$ ergibt sich durch Quadrieren von (9) und Einsetzen von (7) und (8) zu

$$I \sim |E_1(x, y)|^2 + |E_2|^2 + E_1 \cdot E_2(x, y) \cos [\phi(x, y) - k \sin(\delta)x]. \quad (10)$$

Die drei Terme in Gleichung (10) lassen sich anschaulich verstehen:

- Dieser spiegelt die Intensität des Teilstrahls 1 wieder. Da das Objekt den Strahl abhängig von x und y abschwächt, ist auch diese Intensität vom Ort abhängig.
- Der zweite Term bildet die konstante Intensität des Teilstrahls 2 ab.
- Der dritte Term berücksichtigt die Phasendifferenz der Teilstrahlen und enthält daher die wesentlichen Informationen über das Objekt.

2.4.3 Rekonstruktion von Hologrammen

Die Rekonstruktion von Hologrammen ist abhängig von der Art der Aufnahme. Transmissionshologramme werden dazu im Falle einer ebenen Referenzwelle mit eben dieser bestrahlt. Wurde bei der Aufnahme eine Kugelwelle als Referenzwelle verwendet, muss die Wiedergabewelle nicht mit der Referenzwelle identisch sein. Das Hologramm wirkt als Beugungsgitter. Das Wellenfeld, das sich durch die Beugung ergibt, ist identisch mit dem Objektwellenfeld. Das Hologramm erzeugt ein virtuelles und ein reelles Bild.

2.4.4 Typen von Hologrammen

Transmissionshologramme

Transmissionshologramme bestehen aus einem transparenten Material, das geschwärzt wird. Als fotografische Platte wird bei Transmissionshologrammen ein Material benutzt, das Silber-Halogenid-Kristalle enthält, die in Gelatine eingebettet sind. Durch unterschiedliche Entwicklungsprozesse können daraus Amplitudenhologramme oder Phasenhologramme gewonnen werden. Werden die Silbersalz-Kristalle durch den Entwicklungsprozess zu schwarzem metallischen Silber verwandelt, entsteht ein Amplitudenhologramm. Ein solches Hologramm erscheint sehr dunkel, da der Beugungswirkungsgrad sehr gering ist. Durch Bleichen kann das Amplitudenhologramm in ein Phasenhologramm umgewandelt werden. Das metallische Silber wird in transparentes Silbersalz verwandelt. Dieses hat eine hohe Brechzahl und es bilden sich Beugungsgitter, mit einem deutlich höheren Beugungswirkungsgrad, so dass diese Hologramme deutlich heller erscheinen.

Reflexionshologramme

Reflexionshologramme sind nicht transparent. Die Bildrekonstruktion erfolgt durch Bragg-Reflexion am Hologramm.

Volumenhologramme

Volumenhologramme zeichnen sich dadurch aus, dass eine Fotoplatte, nicht nur zweidimensional belichtet wird, sondern die Information über die gesamte Dicke der Fotoplatte gespeichert wird. Dazu werden Fotoplatten verwendet, deren Dicke ein vielfaches der Wellenlänge ist. Das Objekt wird hinter die Fotoplatte gestellt und das einfallende Licht dort reflektiert. In der Fotoplatte überlagert es sich über die gesamte Dicke hinweg mit der aus der anderen Richtung einfallenden Referenzwelle.

2.5 Laser

Laser sind Lichtquellen mit hoher Intensität, die kohärentes, linear polarisiertes, monochromatisches Licht emittieren. Grundlage für die Laseremission ist eine Besetzungsinversion, d.h. ein energetisch höheres Niveau muss stärker besetzt sein, als das energetisch niedrigere. Laserlicht wird durch stimulierte Emission erzeugt, d.h. ein angeregtes Atom wird mit Licht bestrahlt, wodurch bei passender Energie des Photons, das Atom in einen energetisch niedrigeren Zustand übergeht. Dabei wird noch ein zweites Photon emittiert, das identisch zum einfallenden Photon ist, d.h. es hat die gleiche Energie, die gleiche Bewegungsrichtung und die gleiche Polarisation.

Der Prozess der stimulierten Emission findet in einem aktiven Medium statt. Um eine Laseremission zu ermöglichen, muss das aktive Medium gepumpt werden. Das geschieht in einem Resonator. Er enthält das aktive Medium und wird durch Spiegel, die auf den beiden Seiten des Mediums angebracht werden, die senkrecht auf der Ausbreitungsrichtung stehen, begrenzt. Damit das Laserlicht den Resonator verlassen kann, ist einer der beiden Spiegel teildurchlässig.

Bei Gaslasern ist der Resonator mit einem Gas gefüllt, beim He-Ne-Laser entsprechend mit einem Gemisch aus Helium und Neon mit einem Verhältnis von 7 : 1. Das Helium wird zum Pumpen verwendet, indem es vom Grundzustand durch Elektronenstöße in die metastabilen Zustände 2^1s und 2^3s angeregt wird. Angeregte Heliumatome geben ihre Energie durch Stöße an die Neoatome ab. Diese wiederum gehen durch Photonenemission in den Grundzustand über. Dabei treten die Wellenlängen 3391.2 nm, 1152.3 nm und 632.8 nm auf. Neben der gewünschten Wellenlänge von $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ existiert folglich auch noch etwas Strahlung im Infrarotbereich. Um möglichst monochromatisches Licht zur Verfügung zu haben, müssen die Infrarotanteile folglich noch herausgefiltert werden.

3 Theoretische Berechnungen

3.1 Schwingungsfähige Moden des He-Ne-Lasers

In allen Überlegungen wurde bis hier von monochromatischem Licht ausgegangen. Da in dem He-Ne-Laser aber viele Moden existieren, soll im Folgenden berechnet werden, wie viele davon schwingungsfähig sind. Im eindimensionalen Modell sind die Moden des Lasers mit Länge L und $n \in \mathbb{N}$ bestimmt durch

$$L = \frac{n}{2} \lambda = \frac{n}{2} \frac{c}{f}. \quad (11)$$

Daraus ließe sich der Frequenzabstand Δf der Moden berechnen, falls die Länge bekannt ist. Der Hersteller hat den Frequenzabstand direkt angegeben zu $\Delta f = 1.346 \text{ GHz}$.

Die Energieniveauübergänge sind nicht "scharf", das bedeutet, die emittierten Photonen unterscheiden sich geringfügig in ihrer Energie/Wellenlänge/Frequenz. Die Gründe hierfür sind

- die natürliche Linienbreite,
- der Dopplereffekt und
- die Stoßverbreiterung.

Auf Grund der hohen Temperatur $T = 1000 \text{ K}$ im Laser, ist hier die natürliche Linienbreite und die Stoßverbreiterung gegenüber dem Dopplereffekt vernachlässigbar. Es kann angenommen werden, dass die photonenemittierenden Atome einer Maxwell-Boltzmann Geschwindigkeitsverteilung unterliegen. Da nur die Bewegung in einer Richtung, der Emissionsrichtung, relevant ist, gilt

$$P(v) = \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} \cdot e^{-\frac{mv^2}{2kT}}. \quad (12)$$

Wobei T die Temperatur, k die Boltzmann-Konstante und m die Masse der Atome ist. Für die Frequenz f der emittierten Photonen gilt nach dem relativistischen Dopplereffekt

$$f = f_0 \sqrt{\frac{c \pm v}{c \mp v}}. \quad (13)$$

Hierbei bezeichnet v den Betrag der Geschwindigkeit in Emissionsrichtung und f_0 die Frequenz ohne Dopplereffekt. Dieser Ausdruck lässt sich durch Multiplizieren mit $1/f_0$ und Quadrieren umformen in

$$\frac{f^2}{f_0^2} = \frac{c \pm v}{c \mp v}. \quad (14)$$

Wobei hier die Information, dass f das gleiche Vorzeichen hat wie f_0 , verloren geht. Dies wird später aber noch ausgenutzt. Diese Gleichung kann elementar umgeformt werden in

$$v = \pm c \frac{f_0^2 - f^2}{f_0^2 + f^2}. \quad (15)$$

Durch Einsetzen von Gl. (15) in Gl. (12) kann die Maxwell-Boltzmann Verteilung in eine Frequenz-Verteilung umgewandelt werden:

$$P(f) = \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} \cdot \exp \left[-\frac{mc^2}{2kT} \left(\frac{f_0^2 - f^2}{f_0^2 + f^2} \right)^2 \right] \quad (16)$$

Aus Gleichung (16) ist sofort ersichtlich, dass das Maximum der Frequenzverteilung bei $f_{\max} = f_0$ liegt. Da die Anzahl der schwingungsfähigen Moden berechnet werden soll, muss die Breite des Maximums bestimmt werden. Diese kann abgeschätzt werden durch die volle Breite bei halber Höhe (FWHM). Daher wird

$$\frac{1}{2} P(f_0) = P(f) \quad (17)$$

angesetzt werden, um die obere (untere) Grenzfrequenz f_+ (f_-) zu berechnen, bei der die Verteilung auf die Hälfte des Maximums abgefallen ist. Einsetzen von (16) in (17) liefert nach Kürzen des Vorfaktors

$$\frac{1}{2} = \exp \left[-\frac{mc^2}{2kT} \left(\frac{f_0^2 - f^2}{f_0^2 + f^2} \right)^2 \right] \quad (18)$$

Logarithmieren und Multiplizieren mit $-2kT/mc^2$ ergibt

$$\frac{\ln(2)2kT}{mc^2} = \left(\frac{f_0^2 - f^2}{f_0^2 + f^2} \right)^2. \quad (19)$$

Durch Ausnutzen, dass $T = 1000 \text{ K}$ und $m = 20.2 u$ ist, kann substituiert werden:

$$\sqrt{\ln(2)2kT/mc^2} = 2.5197 \cdot 10^{-6} =: y \quad (20)$$

Damit kann Gleichung (19) umgeschrieben werden in

$$y^2 = \left(\frac{f_0^2 - f^2}{f_0^2 + f^2} \right)^2. \quad (21)$$

Dieser Ausdruck kann durch Ziehen der Wurzel umgeschrieben werden zu

$$\mp y = \frac{f_0^2 - f^2}{f_0^2 + f^2}. \quad (22)$$

Elementares Auflösen nach f führt auf

$$f^2 = f_0^2 \frac{1 \pm y}{1 \mp y}. \quad (23)$$

Da die Frequenz positiv ist, kann hieraus die obere bzw. untere Grenzfrequenz abgelesen werden:

$$f_{\pm} = f_0 \sqrt{\frac{1 \pm y}{1 \mp y}} \quad (24)$$

f_0 ist gegeben durch $f_0 = c/\lambda_0$, wobei für den He-Ne-Laser gilt $\lambda_0 = 632.82 \text{ nm}$. Nun kann die FWHM mit

$$\text{FWHM} = f_+ - f_- \quad (25)$$

und Gleichung (24) direkt berechnet werden zu

$$\text{FWHM} = 2.3874 \text{ GHz} \quad (26)$$

Die Anzahl der schwingungsfähigen Moden kann nun abgeschätzt werden als Quotient der FWHM und des Modenabstands Δf :

$$n \approx \frac{\text{FWHM}}{\Delta f} = 1.774 \quad (27)$$

Da n ganzzahlig sein muss, kann $n = 2$ angenommen werden. Es ist folglich davon auszugehen, dass im Laser zwei Moden einen nennenswerten Beitrag zur Strahlungsintensität liefern.

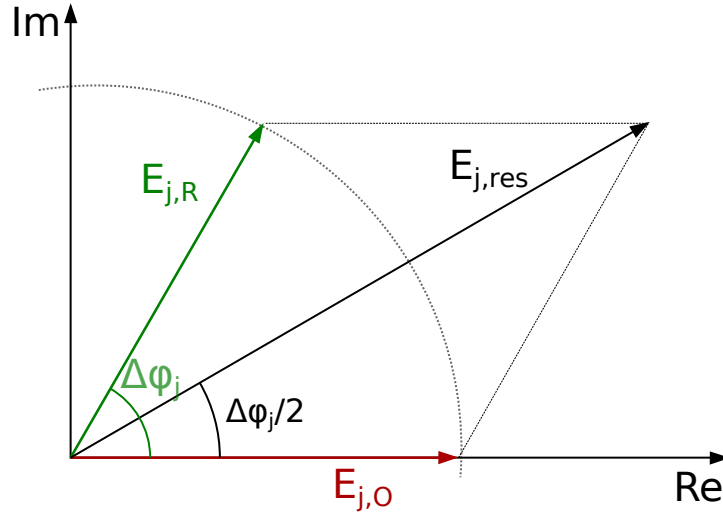


Abbildung 2: Zeigerdiagramm zur Veranschaulichung der Phasendifferenz der Objekt- und der Referenzwelle.

3.2 Berechnen des Interferenzkontrasts als Funktion des Gangunterschieds bei zwei Lasermoden

Der Interferenzkontrast ist gegeben durch

$$K = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}. \quad (28)$$

Dieser wird im Folgenden in Abhängigkeit des Gangunterschied Δs von Objekt- und Referenzstrahl bei Existenz zweier Moden berechnet. Für die Intensität gilt $I \propto |\vec{E}|^2$. Betrachtet wird die Intensität am Ort der Fotoplatte. Das resultierende E-Feld ergibt sich als Superposition der Objekt- und Referenzwelle beider Moden. Unter der Annahme, dass die Objekt- und Referenzwelle für beide Moden die gleiche Amplitude haben, ergibt sich als Ansatz

$$\begin{aligned} E_{1,R} &= E_0 \cdot e^{i(\omega_1 t - k_1 x)} \\ E_{1,O} &= E_0 \cdot e^{i(\omega_1 t - k_1 x + \Delta\varphi_1)} \\ E_{2,R} &= E_0 \cdot e^{i(\omega_2 t - k_2 x)} \\ E_{2,O} &= E_0 \cdot e^{i(\omega_2 t - k_2 x + \Delta\varphi_2)}. \end{aligned} \quad (29)$$

Der Index R bezeichnet die Referenzwelle, der Index O die Objektwelle. Wobei die Phasenverschiebung $\Delta\varphi_j$ durch den Gangunterschied und die Wellenzahl gegeben ist:

$$\Delta\varphi_j = k_j \Delta s \quad (30)$$

Da Objekt- und Referenzwelle einer Mode zeitlich kohärent sind, bleibt die Phasenbeziehung konstant und sie können als zeitunabhängig betrachtet werden.

Für jede Mode j lässt sich die zeitlich konstante, reelle Amplitude der resultierende Welle am Ort der Fotoplatte wie folgt berechnen:

$$\begin{aligned} E_{j,res} &= |E_{j,R} + E_{j,O}| \\ &= \sqrt{(E_0 + E_0 e^{i\Delta\varphi_j}) \cdot (E_0 + E_0 e^{-i\Delta\varphi_j})} \\ &= E_0 \sqrt{2 + e^{i\Delta\varphi_j} + e^{-i\Delta\varphi_j}} \\ &= E_0 \sqrt{2(1 + \cos \Delta\varphi_j)} \end{aligned} \quad (31)$$

Die zeitabhängigen Phasen der resultierenden Wellen sind gegeben durch einen konstanten Term $\Delta\varphi_j/2$ (siehe Abb. 2) und einen Zeitabhängigen. Es ergibt sich

$$\begin{aligned}\varphi_1(t) &= \omega_1 \cdot t + \frac{\Delta\varphi_1}{2} \\ \varphi_2(t) &= \omega_2 \cdot t + \frac{\Delta\varphi_2}{2}.\end{aligned}\tag{32}$$

Die resultierenden Wellen der einzelnen Moden werden damit zu

$$\begin{aligned}E_{1,\text{res}}(t) &= E_{1,\text{res}} \cdot e^{i\varphi_1(t)} \\ E_{2,\text{res}}(t) &= E_{2,\text{res}} \cdot e^{i\varphi_2(t)}.\end{aligned}\tag{33}$$

Das gesamte E-Feld ergibt sich als Überlagerung von $E_{1,\text{res}}$ und $E_{2,\text{res}}$. Die Objekt- und Referenzwelle einer Mode sind zwar zeitlich kohärent, nicht jedoch die Überlagerung der beiden resultierenden Wellen, da die Frequenzen der Wellen unterschiedlich sind.

Die Intensität der Gesamtwelle, d.h. die Überlagerung aus $E_{1,\text{res}}(t)$ und $E_{2,\text{res}}(t)$ kann wie folgt berechnet werden:

$$\begin{aligned}I &\propto |E_{\text{res}}(t)|^2 \\ &= |E_{1,\text{res}}(t) + E_{2,\text{res}}(t)|^2 \\ &= (E_{1,\text{res}} \cdot e^{i\varphi_1(t)} + E_{2,\text{res}} \cdot e^{i\varphi_2(t)}) \cdot (E_{1,\text{res}} \cdot e^{-i\varphi_1(t)} + E_{2,\text{res}} \cdot e^{-i\varphi_2(t)}) \\ &= E_{1,\text{res}}^2 + E_{2,\text{res}}^2 + 2E_{1,\text{res}}E_{2,\text{res}} \cos[\varphi_1(t) - \varphi_2(t)]\end{aligned}\tag{34}$$

Das menschliche Auge hat eine zeitliche Auflösung, die sehr weit unter der Periodendauer der elektromagnetischen Welle liegt. Daher kann eine zeitliche Mittelung der Intensität vorgenommen werden. Der hintere \cos -Term im letzten Ausdruck wird damit 0 und die Intensität lässt sich mit Gleichung (31) schreiben als

$$\begin{aligned}I &\propto 2E_0^2 \cdot (1 + \cos \Delta\varphi_1) + 2E_0^2 \cdot (1 + \cos \Delta\varphi_2) \\ &= 2E_0^2 \cdot (2 + \cos(\Delta\varphi_1) + \cos(\Delta\varphi_2))\end{aligned}\tag{35}$$

Dieser Ausdruck kann durch Anwenden des Additionstheorems

$$\cos x + \cos y = 2 \cos\left(\frac{1}{2}(x+y)\right) \cos\left(\frac{1}{2}(x-y)\right)\tag{36}$$

umgeformt werden in

$$I \propto 4E_0^2 \left[1 + \cos\left(\frac{\Delta\varphi_1 + \Delta\varphi_2}{2}\right) \cdot \cos\left(\frac{\Delta\varphi_1 - \Delta\varphi_2}{2}\right) \right].\tag{37}$$

Einsetzen der Phasenverschiebung (Gl. (30)) liefert

$$I \propto 4E_0^2 \left[1 + \cos\left(\frac{k_1 + k_2}{2} \Delta s\right) \cdot \cos\left(\frac{k_1 - k_2}{2} \Delta s\right) \right].\tag{38}$$

Es gilt $\frac{k_1+k_2}{2} \gg \frac{k_1-k_2}{2}$. D.h. es ergibt sich eine schnelle Oszillation, die durch den ersten Kosinus beschrieben wird, und eine Einhüllende, beschrieben durch den zweiten Kosinus. Der linke Kosinus wird minimal bei -1 und maximal bei $+1$. Die minimalen und maximalen Werte für die Intensität ergeben sich daraus zu

$$I_{\min} \propto 4E_0^2 \left(1 - \left| \cos\left(\frac{k_1 - k_2}{2} \Delta s\right) \right| \right)\tag{39}$$

und

$$I_{\max} \propto 4E_0^2 \left(1 + \left| \cos\left(\frac{k_1 - k_2}{2} \Delta s\right) \right| \right).\tag{40}$$

Einsetzen in Gleichung (28) liefert den Interferenzkontrast

$$K = \left| \cos\left(\frac{k_1 - k_2}{2} \Delta s\right) \right|.\tag{41}$$

3.3 Berechnen der Kontrastfunktion bei beliebig vielen Lasermoden

Zuvor wurde die Kontrastfunktion für den Spezialfall von zwei Lasermoden berechnet. Der allgemeine Fall wird durch Superposition von n Objekt- und Referenzwellen gebildet.

Analog zu dem Fall zweier Moden wird der Ansatz

$$E_{j,R} = E_0 \cdot e^{i(\omega_j t - k_j x)} \quad (42)$$

$$E_{j,O} = E_0 \cdot e^{i(\omega_j t - k_j x + \Delta\varphi_j)} \quad (43)$$

gewählt. Damit ergibt sich nach 3.2:

$$\begin{aligned} E_{j,\text{res}} &= E_0 \sqrt{2(1 + \cos(\Delta\varphi_j))} \\ \Delta\varphi_j &= k_j \Delta s \\ \varphi_j(t) &= \omega_j t + \frac{\Delta\varphi_j}{2} \end{aligned} \quad (44)$$

Die resultierende Welle ergibt sich aus der Superposition der n Überlagerungen aus Objekt- und Referenzwelle analog zu oben zu

$$\begin{aligned} E_{\text{res}} &= \left| \sum_{j=1}^n E_{j,\text{res}} \right| \\ &= \sqrt{\left(\sum_{j=1}^n E_{j,\text{res}} \cos(\varphi_j(t)) \right)^2 + \left(\sum_{j=1}^n E_{j,\text{res}} \sin(\varphi_j(t)) \right)^2} \\ &= \sqrt{\sum_{k,l=1}^n E_{k,\text{res}} E_{l,\text{res}} \cos(\varphi_k(t)) \cos(\varphi_l(t)) + \sum_{k,l=1}^n E_{k,\text{res}} E_{l,\text{res}} \sin(\varphi_k(t)) \sin(\varphi_l(t))} \\ &= \sqrt{\sum_{k,l=1}^n E_{k,\text{res}} E_{l,\text{res}} [\cos(\varphi_k(t)) \cos(\varphi_l(t)) + \sin(\varphi_k(t)) \sin(\varphi_l(t))]} \\ &= \sqrt{\sum_{k,l=1}^n E_{k,\text{res}} E_{l,\text{res}} \cos(\varphi_k(t) - \varphi_l(t))} \end{aligned} \quad (45)$$

Durch Ausnutzen der Proportionalität $I \propto E_{\text{res}}^2$, kann I erhalten werden:

$$I \propto \sum_{k,l=1}^n E_{k,\text{res}} E_{l,\text{res}} \cos(\varphi_k(t) - \varphi_l(t)). \quad (46)$$

Für $k = l$ ist der Summand zeitlich konstant, in den anderen Fällen gibt es eine Oszillation, die im zeitlichen Mittel wieder wegfällt. Daher folgt mit Gleichung (44):

$$\begin{aligned} I &\propto \sum_{j=1}^n E_{j,\text{res}}^2 \\ &= \sum_{j=1}^n E_0^2 \cdot [2(1 + \cos(\Delta\varphi_j))] \\ &= 2E_0^2 \cdot \left(n + \sum_{j=1}^n \cos(\Delta\varphi_j) \right) \\ &\propto n + \sum_{j=1}^n \cos(\Delta\varphi_j) \end{aligned} \quad (47)$$

Die Summe kann durch Anwenden des Additionstheorems

$$\sum_{j=1}^n \cos(\Delta\varphi_j) = \frac{1}{n-1} \cdot \sum_{\substack{k,l=1 \\ k \neq l}}^n \cos\left(\frac{\Delta\varphi_k + \Delta\varphi_l}{2}\right) \cos\left(\frac{\Delta\varphi_k - \Delta\varphi_l}{2}\right) \quad (48)$$

berechnet werden. Die Phasenverschiebung kann auch hier wieder durch den Gangunterschied (Gl. (44)) ausgedrückt werden

$$\sum_{j=1}^n \cos(\Delta\varphi_j) = \frac{1}{n-1} \cdot \sum_{\substack{k,l=1 \\ k \neq l}}^n \cos\left(\frac{k_k + k_l}{2} \Delta s\right) \cos\left(\frac{k_k - k_l}{2} \Delta s\right) \quad (49)$$

Da der erste Kosinusterm viel schneller oszilliert als der zweite, kann der zweite Term wieder als Einhüllende betrachtet werden. Der linke Kosinus wird minimal -1 und maximal $+1$. Damit ergeben sich die minimale und maximale Intensität zu

$$I_{\min} \propto n - \frac{1}{n-1} \cdot \sum_{\substack{k,l=1 \\ k \neq l}}^n \left| \cos\left(\frac{k_k - k_l}{2} \Delta s\right) \right| \quad (50)$$

und

$$I_{\max} \propto n + \frac{1}{n-1} \cdot \sum_{\substack{k,l=1 \\ k \neq l}}^n \left| \cos\left(\frac{k_k - k_l}{2} \Delta s\right) \right|. \quad (51)$$

Daraus erhält man die Kontrastfunktion zu

$$K = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{1}{n^2 - n} \cdot \sum_{\substack{k,l=1 \\ k \neq l}}^n \left| \cos\left(\frac{k_k - k_l}{2} \Delta s\right) \right| \quad (52)$$

Dieser Ausdruck zeigt eine Ähnlichkeit zum Interferenzkontrast bei zwei Lasermoden. Der Unterschied besteht vor allem im Vorfaktor vor der Summe. Es ist zu erkennen, dass der Kontrast aufgrund des Vorfaktors bei steigendem n erheblich sinkt. Daher ist es erstrebenswert im Versuch möglichst wenige Lasermoden zu benutzen.

4 Versuchsdurchführung & Auswertung

4.1 Aufbau des Raumfilters

Bevor mit der Aufnahme der Hologramme begonnen werden konnte, musste mit dem Raumfilter der Laserstrahl präpariert werden. Dazu wurde der aus dem He-Ne-Laser austretende Strahl durch ein Objektiv eines Mikroskops mit der Numerischen Apertur 0.85 geleitet. Wegen der hohen Numerischen Apertur wurde sehr kurz hinter das Objektiv eine Lochblende mit dem Durchmesser $\varnothing = 54 \mu\text{m}$ gestellt. Eine Sammellinse der Brennweite $f = 25 \text{ cm}$ wurde so hinter die Blende gestellt, dass der Brennpunkt genau in der Blende lag. Dadurch ist der Strahl nach dem Durchlaufen der Sammellinse parallel (siehe Abb. 3). Zur leichteren Justage wurde iterativ immer ein weiteres Bauteil in den Strahlengang eingesetzt. Dabei wurde darauf geachtet, dass der Strahl seine Richtung nicht ändert. Dafür wurde ein auf einem Blatt Papier aufgezeichneter Punkt genutzt, auf den der Laserstrahl ohne zusätzliche optische Elemente traf. Ein derart aufgebauter Raumfilter sorgt für die drei folgend beschriebenen Effekte.

- Aufweitung des Strahls: Der ursprünglich nur wenige Millimeter dicke Strahl wurde auf einen Durchmesser D von etwa 4 cm aufgeweitet.
- Wellenlängenfilter: Da der Laser auch ein wenig Licht im Infrarotbereich emittiert, muss dieses herausgefiltert werden. Der Raumfilter filtert das infrarote Licht durch die zwei folgenden Effekte quasi vollständig heraus:
 - (i) Die Linsen absorbieren infrarotes Licht.
 - (ii) Da der Brechungsindex wellenlängenabhängig ist, liegt der Brennpunkt für infrarotes Licht nicht in der Blende. Dadurch ist der Durchmesser des infraroten Strahls bei der Blende sehr viel größer als die Öffnung der Blende.
- Beugungsordnungsfilter: Hier werden die Eigenschaften der Fourieroptik ausgenutzt. Da die Blende lediglich einen Durchmesser von $\varnothing = 54 \mu\text{m}$ hat, grenzt sie den Raum ein, den der Laserstrahl passieren muss. Dies ist der Grund warum der Raumfilter Raumfilter genannt wird. Die hohe Schärfe im Raum sorgt nach der Unschärferelation immer für einen relativ unscharfen Impuls. Der Lichtstrahl wird in gewisser Weise geglättet. So wird verhindert, dass eventuelle Verschmutzungen der Linsen oder Staubpartikel die Kohärenz verschlechtern. Die unterschiedlichen Beugungsordnungen sind räumlich getrennt, so wird bei richtiger Dimensionierung der Blende nur die 0-te Beugungsordnung durchgelassen. Im nächsten Abschnitt wird daher berechnet wie viele Beugungsordnungen im Versuch tatsächlich benutzt wurden.

Im gesamten Versuch wurde der so erzeugte Strahl genutzt.

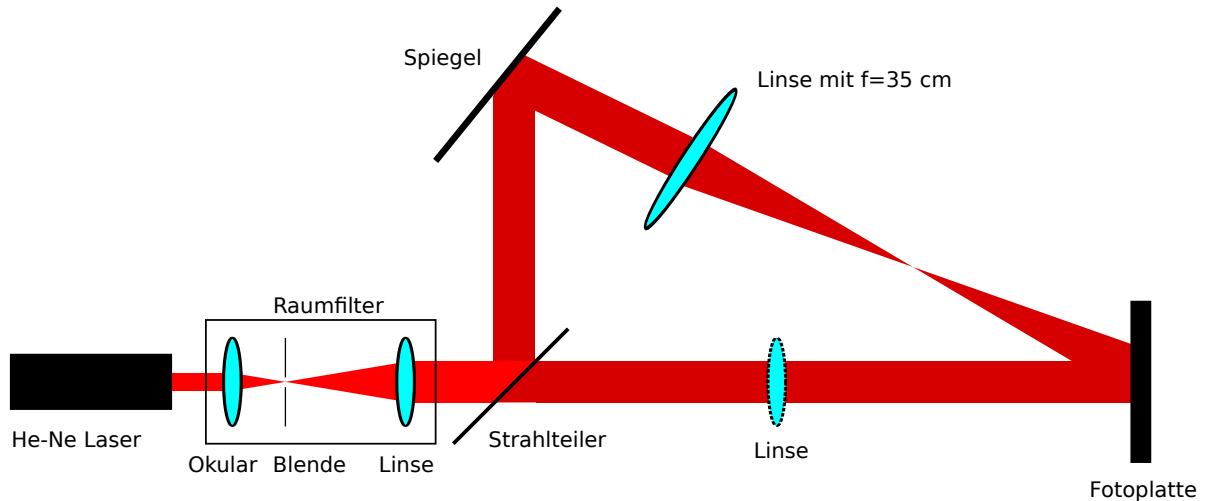


Abbildung 3: Schematischer Aufbau des Versuchs zur Aufnahme und Rekonstruktion des Hologramms einer Punktlichtquelle.

4.2 Berechnung der verwendeten Beugungsordnungen

Fällt eine Lichtwelle senkrecht auf eine kreisförmige Lochblende, so wird die Welle gebeugt. Für die Intensitätsverteilung $I(\theta)$ hinter der Lochblende gilt

$$I(\theta) = I_0 \cdot \left(\frac{2 \cdot J_1(x(\theta))}{x(\theta)} \right)^2. \quad (53)$$

In Gl. (53) bezeichnet $J_1(x)$ die Besselfunktion erster Ordnung. $x(\theta)$ berechnet sich wie folgt:

$$x(\theta) = \frac{2\pi R}{\lambda} \cdot \sin(\theta), \quad (54)$$

wobei R den Durchmesser der Lochblende bezeichnet. Daher gilt in diesem Versuch $R = 54 \mu\text{m}$. Der Sinus des maximalen Winkels θ_{max} berechnet sich mit dem Strahldurchmesser $D = 4 \text{ cm}$ und dem Abstand $f = 25 \text{ cm}$ zwischen Lochblende und Sammellinse zu

$$\sin(\theta_{\text{max}}) = \frac{D/2}{\sqrt{(D/2)^2 + f^2}}. \quad (55)$$

Damit kann der maximale Wert der rechten Seite von Gleichung (54) berechnet werden. Mit $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ ergibt sich

$$x_{\text{max}} = 13.61\pi \quad (56)$$

Die Intensität $I(\theta)$ ist nach Gl. (53) offensichtlich minimal, wenn $J_1(x) = 0$ ist. Die ersten Nullstellen der Besselfunktion erster Ordnung sind:

$$\begin{aligned}
 x_1 &= 1.22\pi \\
 x_2 &= 2.23\pi \\
 x_3 &= 3.24\pi \\
 x_4 &= 4.24\pi \\
 x_5 &= 5.24\pi \\
 x_6 &= 6.24\pi \\
 x_7 &= 7.24\pi \\
 x_8 &= 8.24\pi \\
 x_9 &= 9.25\pi \\
 x_{10} &= 10.25\pi \\
 x_{11} &= 11.25\pi \\
 x_{12} &= 12.25\pi \\
 x_{13} &= 13.25\pi
 \end{aligned} \tag{57}$$

Durch Vergleich von (56) und (57) kann abgeschätzt werden, dass im Versuch etwa 13 Beugungsordnungen verwendet wurden. Der verwendete Strahl war folglich nicht ideal.

4.3 Hologramm einer Punktlichtquelle

Um das Hologramm einer Punktlichtquelle aufnehmen zu können, wird ein Objekt- und ein Referenzstrahl benötigt. Deshalb wurde der Strahl mit einem Strahlteiler aufgeteilt. Der abgelenkte Strahl wurde durch einen Spiegel umgelenkt. Dieser wurde so eingestellt, dass die beiden aufgeteilten Strahlen in der Ebene der Fotoplatte wieder zusammenfallen und interferieren (siehe Abb. 3). Bevor das Hologramm aufgenommen wurde, wurde überprüft, ob sich die beiden Strahlen ohne Objekt wie erwartet verhalten. Die Intensitätsverteilung ergibt sich aus Gleichung (10). Ohne Objekt gilt für die Phasenverschiebung $\phi(x, y) = 0$ und für die Amplitude $\vec{E}_1(x, y) = \vec{E}_2 =: \vec{E}$. Damit folgt

$$I \sim \vec{E}^2 \cdot [2 + \cos(k \sin(\delta)x)] \tag{58}$$

Da k und $\sin(\delta)$ konstant sind, ergibt sich ein Streifenmuster. Im Versuch wurde mit einem Mikroskopobjektiv und einer Kamera überprüft, ob dieses Streifenmuster sichtbar ist. Es gelang das Streifenmuster auf dem Bildschirm sichtbar zu machen. Um zu überprüfen ob das Streifenmuster auch wirklich durch Interferenz zustande kommt, wurde ein Strahl abgeschirmt. Wie zu erwarten war verschwand das Streifenmuster. Folglich war der Strahl hinreichend kohärent.

Da keine "echte" Punktlichtquelle zur Verfügung stand wurde eine solche simuliert. Dazu wurde eine Sammellinse der Brennweite $f = 35$ cm im Abstand von $2 \cdot f = 70$ cm von der Fotoplatte in den umgelenkten Strahl gestellt. Dadurch sind die Durchmesser der beiden Strahlen in der Ebene der Fotoplatte gleich groß. Der Versuchsaufbau ist in Abb. 3 zu sehen. Bei der Aufnahme des Hologramms war die gestrichelt gezeichnete Linse nicht eingesetzt.

Zur Aufnahme des Hologramms ist es notwendig den Raum abzudunkeln. Nach der Abdunkelung des Raumes wurde zur Aufnahme des Hologramms wie folgt vorgegangen:

1. Einsetzen der Fotoplatte: Eine Fotoplatte wurde aus der lichtundurchlässigen, schwarzen Box genommen und in die dafür vorgesehene Halterung gesetzt. Anschließend wurde die Box wieder verschlossen, damit die unbenutzten Fotoplaten darin nicht geschwärzt werden.
2. Belichtung: Zur Belichtung der Fotoplatte wurde der Laser für eine Zeit von $t_{\text{Belichtung}} = 2$ s eingeschaltet.
3. Entwickeln: Nach der Belichtung wurde die Fotoplatte 2 min in ein Entwicklerbad getaucht und über die gesamte Zeit in dieser leicht geschwenkt.
4. Danach muss die Fotoplatte eine Minute in Wasser getaucht werden. Nach dem Wasserbad ist die Fotoplatte nicht mehr lichtempfindlich, daher konnte die Abdunkelung wieder weggenommen werden.
5. Um ein Phasenhologramm zu erhalten, muss die geschwärzte Fotoplatte gebleicht werden. Dazu wurde sie zwei Minuten in einem Bleichbad geschwenkt.
6. Abschließend musste die Platte noch fünf Minuten in ein Wasserbad gehalten und mit einem handelsüblichen Haartrockner getrocknet werden.

Das so erhaltene Hologramm wurde wieder in die Halterung gesetzt und mit dem Referenzstrahl beleuchtet (der Objektstrahl wurde abgeblockt). Es zeigte sich, dass die Aufnahme des Hologramms sehr gut gelungen ist. Es konnte sowohl das reelle Bild auf einem Schirm abgebildet werden als auch das virtuelle Bild mit dem Auge beobachtet werden. Bemerkenswert war, dass der abgebildete Punkt einen sehr kleinen Durchmesser hatte. Die Intensität des virtuellen Bildes war so hoch, dass es mit dem Auge nicht lange betrachtet werden konnte.

4.4 Überprüfung des Abbildungsgesetzes

Für Hologramme gilt analog zur Abbildungsgleichung einer Linse ein Abbildungsgesetz:

$$\left(\frac{1}{z_B} - \frac{1}{z_C} \right)_{1,2} = \pm \left(\frac{1}{z_G} - \frac{1}{z_R} \right) \quad (59)$$

Wobei

z_B der Bildweite,

z_C dem Krümmungsradius der Rekonstruktionswelle,

z_G der Gegenstandsweite und

z_R dem Krümmungsradius der Referenzwelle entspricht.

Ist $z_B > 0$, so ist das Bild reell, sonst virtuell. Dieses Abbildungsgesetz sollte mit dem zuvor hergestellten Hologramm der Punktlichtquelle verifiziert werden. Da als Referenzwelle eine ebene Welle verwendet wurde, ist $z_R \approx \infty$. Folglich ist der $1/z_R$ Term in Gleichung (72) vernachlässigbar. Die Gegenstandsweite entsprach genau der Brennweite der zur Simulation der Punktlichtquelle verwendeten Linse. Daher gilt $z_G = 35$ cm. Aus Gleichung (72) folgt für die Bildweite

$$z_B = \left(\pm \frac{1}{z_G} + \frac{1}{z_C} \right)^{-1} \quad (60)$$

Zur Verifizierung wurde der Krümmungsradius der Rekonstruktionswelle z_C variiert und die Bildweite z_B gemessen. Dies konnte durch Einfügen einer zusätzlichen Linse in den Strahlengang und Variation des Abstands zwischen der Sammellinse und dem Hologramm realisiert werden. Der Aufbau entsprach dem in Abb. 3 gezeigten, wobei diesmal der über den Spiegel umgelenkte Strahl abgeblockt wurde und die gestrichelte Linse eingesetzt wurde. Der Krümmungsradius ergibt sich dann zu $z_C = f_i - d$, d bezeichnet den Abstand zwischen der Fotoplatte und der gestrichelten Linse. Es wurden für zwei verschiedene Sammellinsen je acht Messpunkte aufgenommen. Die Linsen hatten die Brennweiten $f_1 = 35$ cm und $f_2 = 50$ cm. Die gemessenen Werte für z_B sind in Abb. 4 für f_1 und in Abb. 5 für f_2 über z_C aufgetragen. Zudem sind die sich nach der Theorie ergebenden Funktionen für z_B (Gl. (73)) in den Abbildungen geplottet.

Abb. 4 (Linse 1) zeigt eine sehr gute Übereinstimmung der experimentellen Werte mit der Theorie. Fast alle Messpunkte liegen innerhalb der Fehlergrenzen auf der theoretischen Kurve. Die Messwerte, welche mit der zweiten Linse ($f_2 = 50$ cm) aufgenommen wurden, zeigen keine so gute Übereinstimmung wie die Messwerte der ersten Linse, wie Abb. 5 zeigt. Ein Grund hierfür könnte ein systematischer Fehler sein, da fast alle Messpunkte unter dem Plot liegen. Dennoch ist ersichtlich, dass die Messpunkte dem theoretischen Verlauf folgen. Insgesamt lässt sich sagen, dass die Messwerte relativ gut mit dem Abbildungsgesetz übereinstimmen und dieses somit als bestätigt angesehen werden kann.

4.5 3D-Hologramm einer Figur

Zum Abschluss des Versuches sollte ein 3D-Hologramm einer Figur aufgenommen werden. Zur Aufnahme ist ein etwas anderer Versuchsaufbau nötig. Und zwar wird der aus dem Raumfilter austretende Strahl nicht über einen Strahlteiler aufgeteilt, sondern direkt auf die Fotoplatte gerichtet. Die Figur wurde ca. 1 cm hinter die Fotoplatte gestellt. Trifft das Licht auf die Fotoplatte, so wird ein Teil davon transmittiert. Das transmittierte Licht trifft auf die Figur und wird zum Teil reflektiert (siehe Abb. 6). Das reflektierte Licht interferiert mit dem ursprünglichen Strahl in der Fotoplatte und bewirkt dadurch eine phasensensitive Belichtung der Fotoplatte.

Zur Aufnahme wurde genauso verfahren wie unter 4.3 beschrieben, mit dem Unterschied, dass eine Belichtungszeit von $t_{\text{Belichtung}} = 4$ s gewählt wurde. Dieser erste Versuch scheiterte jedoch. Bei der Beleuchtung mit dem Referenzstrahl war keine Figur erkennbar. Es lag die Vermutung nahe, dass die Belichtung der Fotoplatte zu groß war, sodass die Belichtung nicht mehr im linearen Bereich lag. Im Sättigungsbereich sind Belichtungsunterschiede nicht erkennbar. Ein Indiz hierfür war, dass der Strahlteiler herausgenommen wurde und somit die Intensität deutlich größer als im vorherigen Versuchsteil war.

Deshalb wurde ein zweiter Versuch mit einer Belichtungszeit von $t_{\text{Belichtung}} = 2$ s unternommen. Das Ergebnis ist in Abb. 7 zu sehen. Diesmal war die Aufnahme offensichtlich erfolgreich. Die Figur im Hologramm ist wiederzuerkennen. Mit dem Auge war sie noch ein bisschen besser als in dem gezeigten Foto erkennbar.

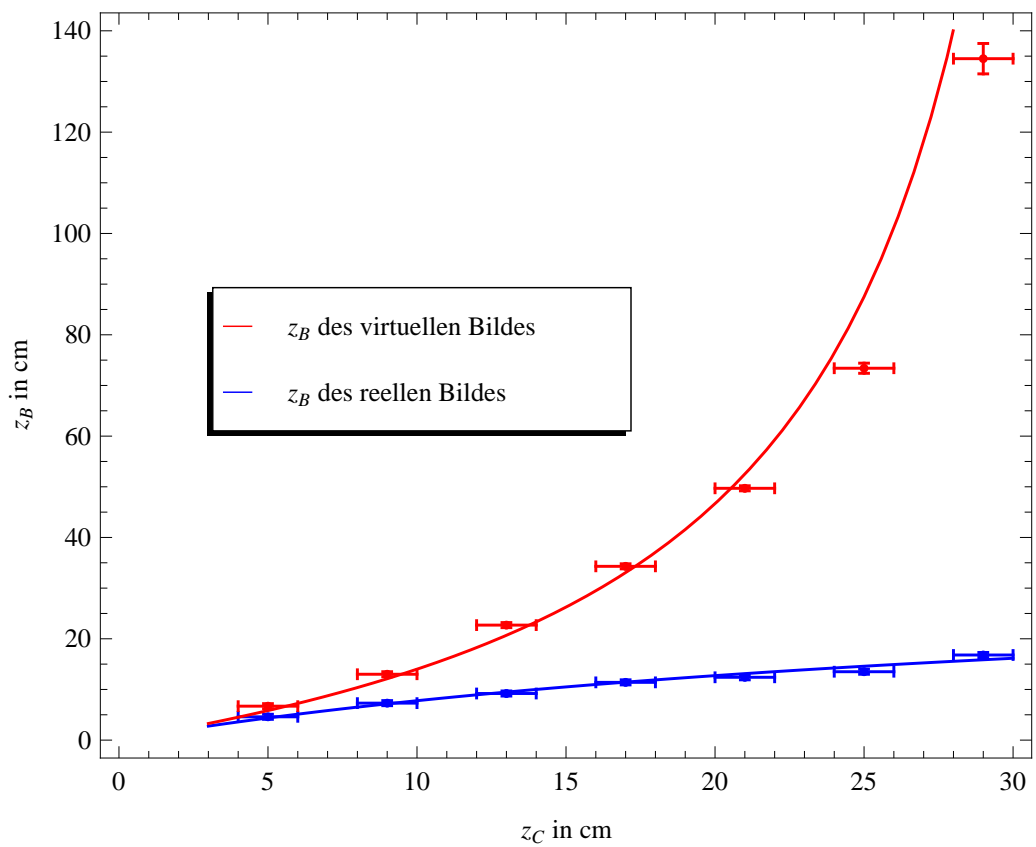


Abbildung 4: Auftragung der für Z_B mit Linse $f_1 = 35$ cm gemessenen Werte in Abhängigkeit von z_C , sowie ein Plot der sich nach dem Abbildungsgesetz theoretisch ergebende Werte.

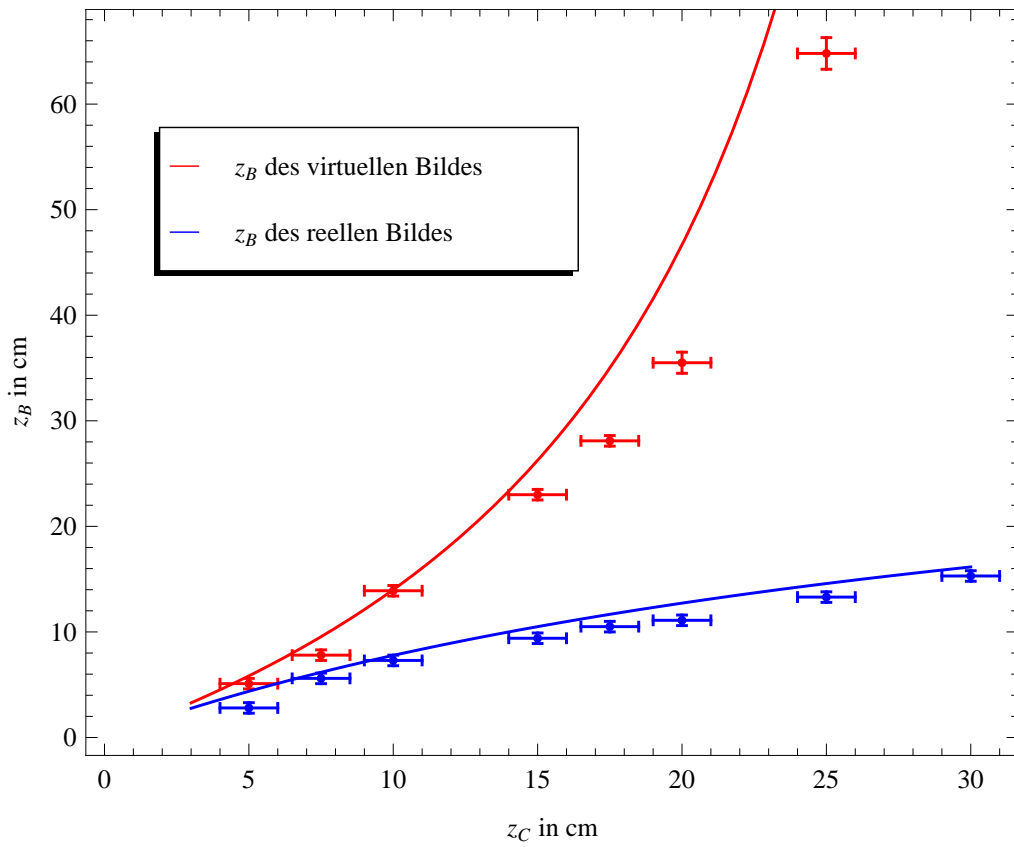


Abbildung 5: Auftragung der für z_B mit Linse $f_1 = 50$ cm gemessenen Werte in Abhängigkeit von z_C , sowie ein Plot der sich nach dem Abbildungsgesetz theoretisch ergebende Werte.

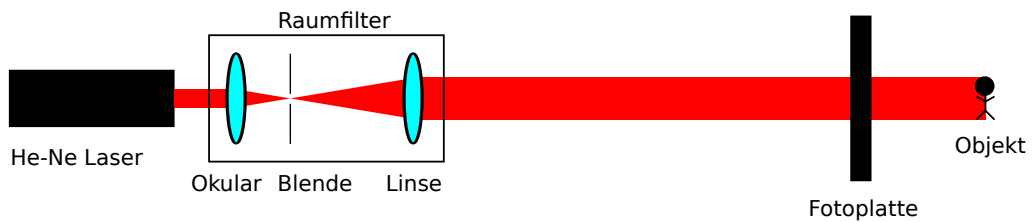


Abbildung 6: Versuchsaufbau zur Aufnahme des 3D-Hologramms.

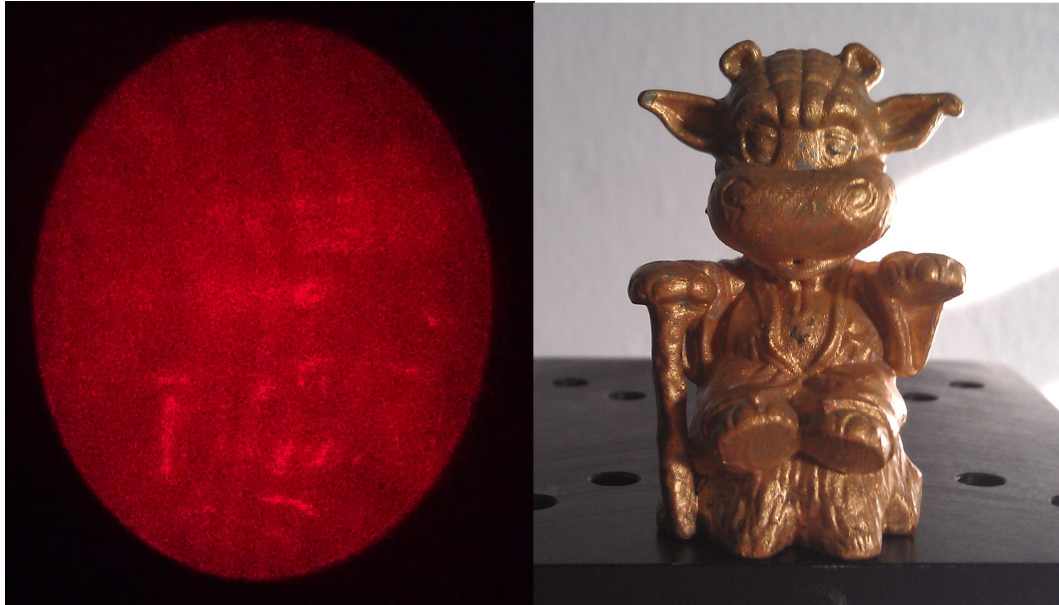


Abbildung 7: Aufnahme des 3D-Hologramms. Links ist ein Foto des mit der Rekonstruktionswelle beleuchteten Hologramms zu sehen, rechts die Figur, welche aufgenommen wurde.

5 Fazit

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass es gelungen ist, einen Raumfilter, mit dem Holografieexperimente möglich sind, aufzubauen. Die Erstellung eines Hologramms einer Punktlichtquelle ist sehr gut gelungen. Mit diesem Hologramm konnte das Abbildungsgesetz für Hologramme verifiziert werden. Auch die Aufnahme eines 3D-Hologramms war im zweiten Anlauf erfolgreich. Der Versuch zeigt insgesamt recht gut die Grundlagen der Holografie, welche interessante und faszinierende Physik ermöglicht.

6 Messdaten

d	Δd	z_{B1}	Δz_{B1}	z_{B2}	Δz_{B2}
30	1	4.6	0.5	6.7	0.5
26	1	7.3	0.5	13.	0.5
22	1	9.2	0.5	22.7	0.5
18	1	11.4	0.5	34.3	0.5
14	1	12.4	0.5	49.7	0.5
10	1	13.5	0.5	73.4	1
6	1	16.8	0.5	134.5	3

Abbildung 8: Messdaten zur Überprüfung des Abbildungsgesetzes. Brennweite der Linse: $f_1 = 35 \text{ cm}$

d	Δd	z_{B1}	Δz_{B1}	z_{B2}	Δz_{B2}
45	1	2.8	0.5	5.1	0.5
40	1	7.3	0.5	13.9	0.5
35	1	9.4	0.5	23.	0.5
30	1	11.1	0.5	35.5	1
25	1	13.3	0.5	64.8	1.5
20	1	15.3	0.5	140.4	5
32.5	1	10.5	0.5	28.1	0.5
42.5	1	5.6	0.5	7.8	0.5

Abbildung 9: Messdaten zur Überprüfung des Abbildungsgesetzes. Brennweite der Linse: $f_2 = 50 \text{ cm}$

Literatur

- [1] Demtröder, Wolfgang: Experimentalphysik 1. Kaiserslautern ⁴2006.
- [2] Demtröder, Wolfgang: Experimentalphysik 2. Kaiserslautern ⁵2009.
- [3] Demtröder, Wolfgang: Experimentalphysik 3. Kaiserslautern ⁴2010.
- [4] Bergmann Schaefer: Optik ⁹1993, S.428-449.