

Fortgeschrittenenpraktikum der Physik  
Universität Ulm

---

# Holographie

Sabrina Brieger  
sabrina.brieger@student.uni-ulm.de

Michael-Stefan Rill  
michael-stefan.rill@student.uni-ulm.de

Gruppennummer: 534

Erstabgabe am 12.11.2002

Betreuer: Marcin Michalski

Aktuelle Version vom 18. November 2002

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>2</b>
1.1	Einleitung . . . . .	2
1.2	Die Wellennatur des Lichts . . . . .	3
1.2.1	Die Maxwellschen Gleichungen . . . . .	3
1.2.2	Die Wellengleichung . . . . .	4
1.2.3	Lösungen der Wellengleichung . . . . .	5
1.2.4	Energiedichte und Intensität einer elektromagnetischen Welle . . . . .	6
1.2.5	Interferenz und Kohärenz . . . . .	6
1.3	HeNe-Laser . . . . .	8
1.4	Holographie . . . . .	10
1.4.1	Verschiedene Arten von Hologrammen . . . . .	10
1.4.2	Fresnelsche Zonenplatte . . . . .	12
1.4.3	Weißlichtholographie . . . . .	13
1.5	Holographische Interferometrie . . . . .	13
1.5.1	Das Doppelbelichtungsverfahren . . . . .	13
1.5.2	Das Zeitmittelverfahren . . . . .	15
1.5.3	Das Echtzeitverfahren . . . . .	16
<b>2</b>	<b>Versuchsbeschreibung</b>	<b>18</b>
2.1	Doppelbelichtungsverfahren . . . . .	18
2.2	Echtzeitverfahren . . . . .	19
2.3	Weißlichtholographie . . . . .	19
<b>3</b>	<b>Versuchsauswertung</b>	<b>20</b>
3.1	Doppelbelichtung . . . . .	20
3.1.1	Balkenbiegung . . . . .	20
3.1.2	Verdrehung einer Platte . . . . .	21
3.2	Echtzeitverfahren . . . . .	22

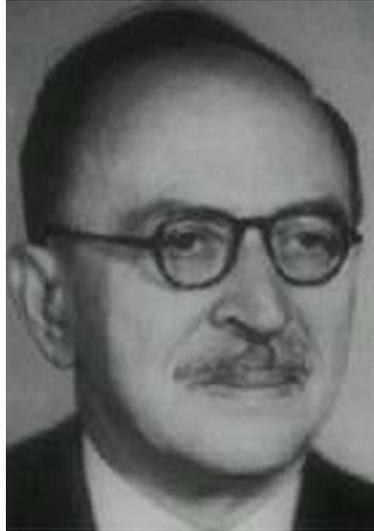


Abbildung 1: Dennis Gabor

# 1 Theoretische Grundlagen

## 1.1 Einleitung

Holographie ist eine Methode, Objekte dreidimensional abzubilden. Das physikalische Prinzip der Holographie wurde bereits 1948 von dem Physiker Dennis Gabor entwickelt, der für diese Erfindung 1971 den Nobelpreis für Physik erhielt. Sein besonderer Verdienst bestand darin, ein Verfahren zu entwickeln, mit dem es möglich war, die gesamte Information – sowohl Amplitude als auch Phase – eines an einem Objekt gestreuten Wellenfeldes zu erhalten.

Während in der Photographie nur die Amplitude gespeichert wird und man ein zweidimensionales Bild erhält, gibt eine holographische Aufnahme den vollständigen räumlichen Eindruck wieder. Das Hologramm wirkt wie ein Fenster, durch das das Objekt betrachtet wird. So ist es beispielsweise möglich auch aus einem kleinen Ausschnitt des Hologramms den ganzen Gegenstand zu betrachten, nur eben aus dem entsprechenden Blickwinkel. Gabors Methode besteht darin, das Wellenfeld (Objektfeld), das von einem beleuchteten Objekt ausgeht mit einem ungestreuten Wellenfeld (Referenzfeld) interferieren zu lassen und das Interferenzmuster mittels einer Photoplatte zu speichern. Das Interferenzmuster enthält nun die Phaseninformation, und da die Schwärzung der photographischen Platte eine Funktion der von ihr absorbierten Energie ist, erhält man daraus die Amplitude. Schließlich wird das ursprüngliche Objektfeld mit Hilfe des Referenzfeldes wieder zurück gewonnen (Rekonstruktion). Das Hologramm dient dabei als Beugungsgitter und die gebeugten Strahlen erzeugen ein Wellenfeld, das sich vom ursprünglichen Wellenfeld nicht wesentlich unterscheidet. Wichtig ist noch zu bemerken, dass Hologramme nicht nur in Verbindung mit elektromagnetischen Wellen erzeugt und wiedergegeben werden können, sondern z.B. auch mit akustischen Wellen. Wir beschränken uns aber in den folgenden Beschreibungen ausschließlich auf elektromagnetische Wellen, da sie in direktem Bezug zum Versuchsaufbau stehen.

Gabors damalige Möglichkeiten waren sehr beschränkt. So musste er beispielsweise eine Quecksilberdampflampe als Lichtquelle benutzen und deshalb mit Hilfe eines Farbfilters und einer Lochblende arbeiten, um die räumliche Kohärenz zu steigern, was wiederum einen enormen Intensitätsverlust zur Folge hatte. Seinen Aufnahmearbeit bezeichnet man als *In-Line-Methode*, da sämtliche Komponenten in einer Reihe aufgebaut werden<sup>1</sup>. Leider war das Ergebnis weniger befriedigend, da die Bilder nur schlecht zu erkennen waren, und das Hologramm durch viele dunkle Flecken gestört wurde. Was Gabor überraschte war das Zustandekommen eines zweiten, virtuellen Bildes, das sich störend auf die Betrachtung auswirkte, da es sich mit dem eigentlichen Bild überlagerte.

Erst einige Jahre später gelang es den beiden amerikanischen Wissenschaftlern Emmett Leith und Juris Upatnieks, gute dreidimensionale Abbildungen von Objekten zu erzeugen, deren Herstellung größtenteils auf Gabors theoretischen Grundlagen beruhte. Um das Problem des doppelten Bildes zu vermeiden, führten sie das *Off-Axis-Verfahren* ein. Nun konnte man das virtuelle Bild hinter der Filmebene getrennt vom reellen Bild vor der Filmebene betrachten. Als dann 1960 der erste Laser von Theodore H. Maiman erfunden wurde (ein Rubinkristalllaser) und zwei Jahre später der HeNe-Laser, begann die Holographie an Bedeutung zu gewinnen. 1963 wurden von E. Leith und J. Upatnieks erfolgreich holographische Versuche durchgeführt. Eine der wichtigsten Anwendungen der Holographie ist die Interferometrie. Dabei werden auf einem Film mehrere Hologramme desselben Objekts aufgenommen. Die verschiedenen Bilder überlagern sich und bilden ein Interferenzmuster, aus dem sich sogar Verformungen im Bereich der Lichtwellenlänge ermitteln lassen.

## 1.2 Die Wellennatur des Lichts

Zur Beschreibung der Eigenschaften von sichtbarem Licht existieren, wie wir heute wissen, zwei gleichberechtigte Theorien. Zum einen die Quantentheorie des Lichts, die gegen Anfang des 20. Jahrhunderts entwickelt wurde, und zum anderen die klassische Wellentheorie. Für die Holographie ist im Wesentlichen die zweite von Bedeutung. Sichtbares Licht liegt im Wellenlängenbereich zwischen  $400\text{nm}$  und  $750\text{nm}$ . Elektromagnetische Felder werden vollständig durch die Maxwell'schen Gleichungen charakterisiert. Sie bilden die Grundlage für alle elektromagnetischen Vorgänge und sind im Folgenden dargestellt.

### 1.2.1 Die Maxwell'schen Gleichungen

$$\operatorname{div} \vec{D} = \varrho \Leftrightarrow \oint \vec{D} d\vec{A} = \int \varrho dV \quad (1)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 \Leftrightarrow \oint \vec{B} d\vec{A} = 0 \quad (2)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{B} \Leftrightarrow \oint \vec{E} d\vec{r} = -\frac{d}{dt} \int \vec{B} d\vec{A} \quad (3)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial}{\partial t} \vec{D} \Leftrightarrow \oint \vec{H} d\vec{r} = \frac{d}{dt} \int \vec{D} d\vec{A} + \int \vec{j} d\vec{A} \quad (4)$$

---

<sup>1</sup>näheres dazu in Abschnitt 1.4.1

Die jeweiligen Zusammenhänge zwischen integraler und der differentieller Form entstammen den Integralsätzen von Gauß und Stokes.

- (1) macht eine Aussage über die Quellen des D-Feldes. Diese entsprechen den elektrischen Ladungsdichten.
- An (2) erkennt man, dass das B-Feld keine Quellen oder Senken hat, d.h. alle Magnetfeldlinien sind geschlossen. Insbesondere gibt es keine magnetischen Monopole.
- Aus (3) folgt, dass eine Änderung des Magnetfelds ein elektrisches Wirbelfeld erzeugt. Dies entspricht dem Faraday-Gesetz.
- (4) sagt aus, dass ein stromdurchflossener Leiter von einem magnetischen Wirbelfeld umgeben wird. Dies ist die Aussage des Ampereschen Durchflutungsgesetzes. Da z.B. in einem Kondensator kein Strom fließt, wohl aber ein magnetisches Wirbelfeld existiert, wurde von Maxwell der Begriff des Verschiebungsstroms eingeführt, womit auch der Kondensator richtig beschrieben wird. Dies ist der additive Term  $\dot{D}$ .

Ebenfalls von Maxwell wurde der Zusammenhang

$$c_0 = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \quad (5)$$

zwischen den in der Elektrodynamik wichtigen Konstanten  $\varepsilon_0$  (Dielektrizitätskonstante) und  $\mu_0$  (magnetische Permeabilität), sowie der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum  $c_0$  hergestellt.

### 1.2.2 Die Wellengleichung

Da die Maxwell'schen Gleichungen das Verhalten der elektromagnetischen Wellen vollständig beschreiben, muss sich aus ihnen auch die Wellengleichung herleiten lassen. Unter Anwendung der Materialgleichungen  $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$  und  $\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E}$  vereinfachen sich die Maxwell-Gleichungen im ladungs- und stromfreien Vakuum zu

$$\text{rot} \vec{H} = \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (6)$$

$$\text{rot} \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (7)$$

$$\text{div} \vec{E} = 0 \quad (8)$$

$$\text{div} \vec{B} = 0 \quad (9)$$

Durch Anwenden der Rotation auf (8), erhält man

$$\text{rotrot} \vec{E} = -\varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (10)$$

Mit Hilfe der Identität  $\text{rotrot} = \nabla \times \nabla = \nabla \cdot \nabla - \Delta$  folgt schließlich

$$\Delta \vec{E} = \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (11)$$

### 1.2.3 Lösungen der Wellengleichung

Im Grunde wird jede Funktion, die Lösung der Wellengleichung ist, als Welle bezeichnet. Mögliche Lösungen kann man durch den Ansatz einer harmonischen Welle finden

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\vec{r})e^{i(\vec{k}\vec{r}\pm\omega t)} \quad (12)$$

mit der Amplitude  $\vec{E}_0$ , dem Wellenvektor  $\vec{k}$ , der die Ausbreitungsrichtung der Welle angibt, und der Kreisfrequenz  $\omega$ . Bezieht man noch die Wellenlänge  $\lambda$  und die Phasengeschwindigkeit  $c$  mit ein, gelten folgende Gleichungen

$$c = \frac{\omega}{|\vec{k}|} \quad (13)$$

$$|\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (14)$$

Wichtige harmonische Wellen sind

- **Ebene Wellen:** Unter einer ebenen Welle im Raum versteht man eine Welle, die zu einem bestimmten Zeitpunkt  $t$  in allen Ebenen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung jeweils eine konstante Phase besitzt. Also jede Welle

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\vec{r})e^{i(\vec{k}\vec{r}\pm\omega t)} \quad (15)$$

für die gilt

$$\vec{k} \cdot \vec{r} = \text{konstant} \quad (16)$$

- **Kugelwellen:** Kugelwellen erhalten ihre große Bedeutung durch das Huygensche Prinzip, nach dem jeder von einer Welle erregte Raumpunkt Ausgangspunkt einer neuen Kugelwelle ist. Um zu einer Darstellung einer Kugelwelle zu kommen, bei der die Phase auf einer Kugeloberfläche konstant ist, schreibt man die Wellengleichung zweckmäßig in Kugelkoordinaten  $(r, \theta, \phi)$

$$x = r \sin \theta \cos \phi$$

$$y = r \sin \theta \sin \phi$$

$$z = r \cos \theta$$

Mit dem Laplace-Operator in Kugelkoordinaten und der Tatsache, dass Kugelwellen sphärisch symmetrisch sind – d.h. sie zeigen keine Abhängigkeit von  $\theta$  und  $\phi$  –, erhält man für die Wellengleichung

$$\frac{\partial}{\partial r^2}(\vec{r}\vec{E}) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}(\vec{r}\vec{E}) = 0 \quad (17)$$

und als Lösung

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{E_0}{r} e^{i(\vec{k}\vec{r}\pm\omega t)} \quad (18)$$

Die Amplitude  $\frac{E_0}{r}$  fällt proportional zu  $\frac{1}{r}$  ab. In großer Entfernung vom Ursprung geht die Kugelwelle lokal in eine ebene Welle über.

### 1.2.4 Energiedichte und Intensität einer elektromagnetischen Welle

Die Energiedichte  $u$  des elektrischen Feldes ist definiert als

$$u = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E} \vec{E}^* \quad (19)$$

Womit für die mittlere Energiedichte gilt

$$\langle u \rangle = \frac{1}{2T} \int_{-T}^T u dt \quad (20)$$

$$= \frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \vec{E} \vec{E}^* dt \quad (21)$$

$$= \frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon \langle \vec{E} \vec{E}^* \rangle \quad (22)$$

Eine wichtige charakterisierende Größe elektromagnetischer Wellen ist die Intensität  $I$  an einem Punkt  $P$ . Sie ist definiert als der mittlere Energiefluss  $c \cdot \langle u \rangle$  pro Flächeneinheit an diesem Punkt:

$$I = c \langle u \rangle = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon c \langle \vec{E} \vec{E}^* \rangle \quad (23)$$

In der Holographie ist es allerdings zweckmäßig, die Intensität abgekürzt als

$$I = 2 \langle \vec{E} \vec{E}^* \rangle \quad (24)$$

zu definieren, da damit die Intensität zum Quadrat des Amplitudenvektors  $\vec{E}_0$  wird

$$I = \vec{E}_0^2 = \vec{E}_0 \vec{E}_0^* \quad (25)$$

### 1.2.5 Interferenz und Kohärenz

Die Linearität der Wellengleichung erlaubt Superpositionen, d.h. jede Linearkombination zweier Lösungen ist wiederum eine Lösung. Die Überlagerung von Teilwellen bezeichnet man als Interferenz. Überlagert man Wellen mit gleicher Phase (Vielfache von  $2\pi$ ), so spricht man von konstruktiver Interferenz, da diese sich verstärken. Löschen sich die Welle gerade gegenseitig aus (ungerade Vielfache von  $\pi$ ), bezeichnet man dies als destruktive Interferenz.

Interferieren zwei ebene Wellen gleicher Frequenz  $\omega$  und Ausbreitungsrichtung  $\vec{k}$  gilt für die resultierende Welle folgende Beziehung

$$\vec{E}_{ges} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 \quad (26)$$

$$= \vec{E}_{01} e^{i(\vec{k}\vec{r} + \omega t + \phi_1)} + \vec{E}_{02} e^{i(\vec{k}\vec{r} + \omega t + \phi_2)} \quad (27)$$

$$= \left( \vec{E}_{01} e^{i\phi_1} + \vec{E}_{02} e^{i\phi_2} \right) \cdot e^{i(\vec{k}\vec{r} + \omega t)} \quad (28)$$

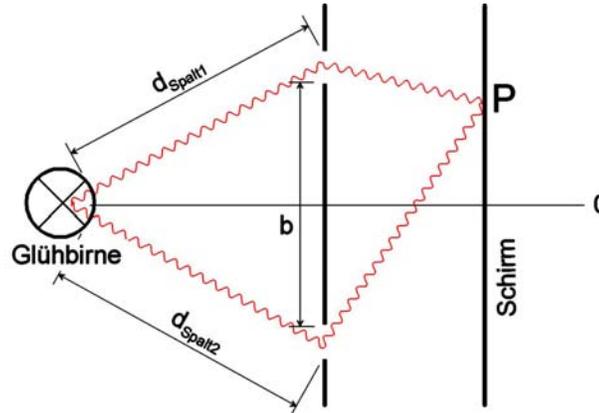


Abbildung 2: Youngscher Doppelspalt als Beispiel für Anordnungen, die räumlich kohärentes Licht erzeugen. Quelle: [7]

Man erhält also eine neue Welle mit der Amplitude  $\vec{E}_{01}e^{i\phi_1} + \vec{E}_{02}e^{i\phi_2}$ . Damit wird die Intensität  $I = \vec{E}_{0ges}\vec{E}_{0ges}^*$  zu

$$I = \vec{E}_{01}^2 e^{i(\phi_1 - \phi_1)} + \vec{E}_{01}\vec{E}_{02}e^{i(\phi_1 - \phi_2)} + \vec{E}_{01}\vec{E}_{02}e^{i(\phi_2 - \phi_1)} + \vec{E}_{02}^2 e^{i(\phi_2 - \phi_2)} \quad (29)$$

$$= \vec{E}_{01}^2 + \vec{E}_{02}^2 + \vec{E}_{01}\vec{E}_{02} (e^{-i(\phi_2 - \phi_1)} + e^{i(\phi_2 - \phi_1)}) \quad (30)$$

$$= I_1 + I_2 + 2\vec{E}_{01}\vec{E}_{02} \cos(\phi_2 - \phi_1) \quad (31)$$

Der dritte Summand aus Gleichung (31) wird als Interferenzterm bezeichnet.

Um Interferenzstrukturen beobachten zu können, müssen die Wellen eine feste Phasenbeziehung besitzen. Denn falls  $\Delta\phi$  beliebige Phasenwinkel zwischen 0 und  $2\pi$  annimmt, mittelt sich der Interferenzterm aus (31) weg. Strahlt eine Quelle Wellen konstanter Phasenbeziehung ab, so nennt man sie kohärent. Tatsächlich existieren solche idealen Quellen aber nicht! Es besteht lediglich die Möglichkeit durch bestimmte experimentelle Anordnungen zeitlich oder räumlich kohärente Wellen zu erzeugen.

Zeitliche Kohärenz beobachtet der Experimentator, wenn sich die Phasendifferenz während  $\Delta t$  um weniger als  $2\pi$  ändert. Die maximale Zeitspanne  $\Delta t$ , für die dies gilt, bezeichnet man als Kohärenzzeit. Eine typische Anordnung zur Erzeugung zeitlich kohärenter Lichtwellen ist der Laser. Das Produkt aus Kohärenzzeit und Lichtgeschwindigkeit heißt Kohärenzlänge.

Unter räumlicher Kohärenz versteht man, dass sich die Phasendifferenz in einem festen Raumpunkt während der gesamten Beobachtungszeit um weniger als  $2\pi$  ändert. Zur Erzeugung räumlich kohärenter Wellen verwendet man häufig den Youngschen Doppelspalt aus Abbildung 2. Die inkohärente Lichtquelle (z.B. Glühbirne) strahlt dabei einen Doppelspalt an, wobei jeder Spalt den gleichen Abstand zur Lichtquelle hat. Die beiden Spalte können nun als punktförmige Lichtquellen betrachtet werden. Wegen  $d_{Spalt1} = d_{Spalt2}$  kommen die von der dekohärenten Lichtquelle verursachten Intensitätsfluktuationen gleichzeitig bei beiden Spalten an, so dass auf dem Schirm  $S$  an allen Raumpunkten  $P$  feste Intensitätsverteilungen auftreten - also Interferenzen.

Da die Kohärenzlänge einer Lichtquelle angibt, über welche Wegstrecke das Licht eine feste

Phasenbeziehung aufrecht erhalten kann, spielt sie in der Holographie in sofern eine Rolle, als dass sie dem maximalen Wegunterschied zwischen Referenz- und Objektstrahl entspricht, der auftreten darf, um noch Interferenzbilder zu erzeugen. Damit ist eine obere Grenze für die Tiefe des Objekts gegeben, von dem ein Hologramm angefertigt werden kann.

### 1.3 HeNe-Laser

Ein Laser besteht im Wesentlichen aus drei Komponenten Einem *aktiven Medium*, in das von einer *Energiepumpe* selektiv Energie hinein gepumpt wird und einem *Resonator*, der einen Teil dieser Energie in Form elektromagnetischer Wellen in wenigen Resonatormoden speichert.

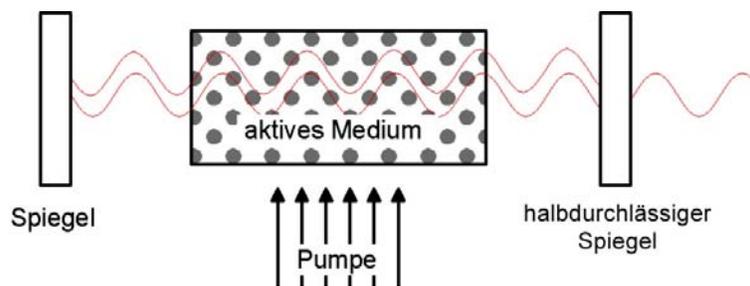


Abbildung 3: Schematische Skizze eines Gaslasers. Quelle: [7]

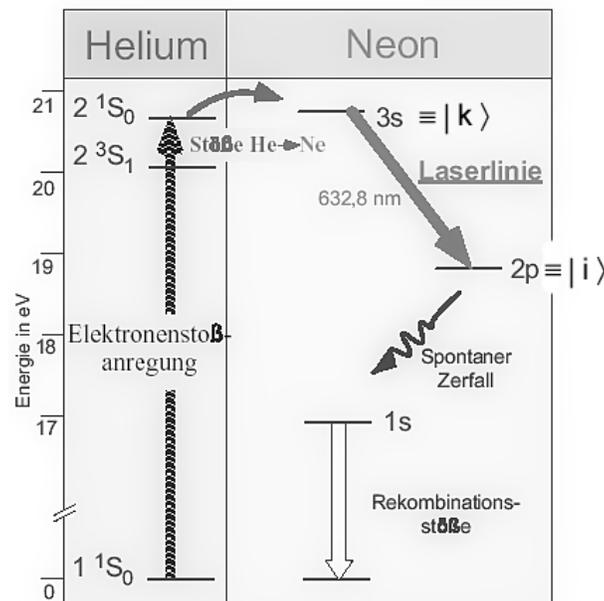


Abbildung 4: Energieniveau-Schema eines HeNe-Lasers. Quelle: [8]

Die Energiepumpe erzeugt im Lasermedium eine vom thermischen Gleichgewicht extrem abweichende Besetzung eines oder mehrerer Energieniveaus. Bei genügend großer Pumpleistung

wird zumindest für ein Niveau  $|k\rangle$  mit der Energie  $E_k$  die Besetzungsdichte  $N_k$  größer als die Besetzungsdichte  $N_i$  für ein energetisch tiefer liegendes Niveau  $|i\rangle$ , das mit  $|k\rangle$  durch einen erlaubten Übergang verbunden ist (Besetzungsinversion). Da in einem solchen Fall die induzierte Emissionsrate<sup>2</sup> auf dem Übergang  $|k\rangle \rightarrow |i\rangle$  größer wird als die Absorptionsrate, kann Licht beim Durchgang durch das aktive Medium verstärkt werden.

Die Aufgabe des Resonators ist es nun, Licht, das von den durch die optische Pumpe aktivierten Atomen des Lasermediums emittiert wird, durch selektive optische Rückkopplung wieder durch das verstärkende Medium zu schicken und dadurch aus dem Laserverstärker einen schwingenden Oszillator zu machen. Mit anderen Worten: Der Resonator speichert das Licht in wenigen Resonatormoden, so dass in diesen Moden die Strahlungsdichte so hoch wird, dass die induzierte Emission wesentlich größer als die spontane Emission<sup>3</sup> werden kann.

Beim HeNe-Laser dient, wie der Name schon sagt, ein Helium-Neon-Gemisch als aktives Medium. Die typische Lichtemission von 632,8nm wird jedoch nur von den Zustandsübergängen des Neons verursacht. Das Helium dient lediglich als *Energievermittler*, d.h. durch Elektronenstöße wird das Helium angeregt und überträgt seine Energie durch Stoßvorgänge an die Neon-Atome. Diese gelangen somit in einen angeregten Zustand und emittieren beim Übergang in den Grundzustand das sichtbare Laserlicht.

---

<sup>2</sup>induzierte Emission: Nach Einwirkung einer elektromagnetischen Strahlung entsprechender Frequenz erfolgt ein Übergang vom metastabilen zum Grundzustand.

<sup>3</sup>spontane Emission: Das Elektron kehrt ohne äußere Einwirkung vom angeregten in den Grundzustand zurück.

## 1.4 Holographie

### 1.4.1 Verschiedene Arten von Hologrammen

Hologramme unterscheiden sich in verschiedenen Aspekten, wie zum Beispiel im Versuchsaufbau oder der Lage der Lichtquelle relativ zum Hologramm. Einige Unterscheidungspunkte sind im Folgenden dargestellt.

Es existieren grundsätzlich zwei Arten von Hologrammen

- **Transmissions-Hologramme:** Bei der Betrachtung befindet sich die Lichtquelle hinter dem Hologramm. Das Licht dringt (“transmittiert”) durch das Hologramm.
- **Reflektions-Hologramme:** Die Lichtquelle befindet sich auf der Seite des Hologramms, auf der sich auch der Betrachter befindet. Das Licht wird vom Hologramm reflektiert.

Nach der Anzahl der Strahlen, die bei der Aufnahme eines Hologramms verwendet werden, unterscheidet man folgende Hologrammtypen

- **Einstrahlen-Hologramme** (Single Beam)
- **Mehrstrahlen-Hologramme** (Multi Beam)

Weiter gibt es zwei verschiedene Anordnungstypen zur Herstellung eines Hologramms

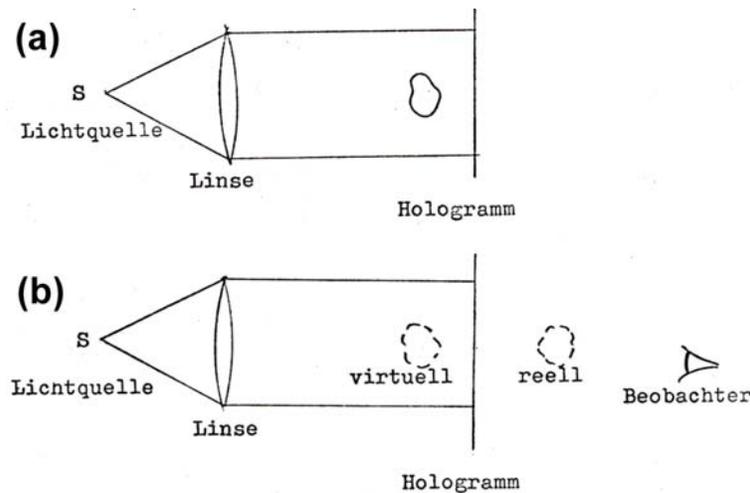


Abbildung 5: Schematische Darstellung der Aufnahme eines Gabor-Hologramms (a) und des Rekonstruktionsvorgangs (b). Quelle: [5]

**Gabor-Hologramme:** Die in Abbildung 5 dargestellte Versuchsanordnung entspricht der, die Gabor damals zur Herstellung der ersten Hologramme benutzte. Man bezeichnet sie als *In-Line-Hologramme*, da Lichtquelle, virtuelles und reelles Bild, sowie der ungebeugte Strahl auf einer Linie liegen. In-Line-Hologramme sind Einstrahl-Hologramme, da Objekt- und Referenzstrahl

identisch sind. Der Vorteil dieser Anordnung besteht in der geringen Kohärenzanforderung an die Lichtquelle. Allerdings weist diese Methode der Holographie auch einen entscheidenden Nachteil auf. Das virtuelle Bild kann nur gegen den hellen Hintergrund des beleuchtenden Strahls beobachtet werden, so dass das reelle Bild von dem Wellenfeld, das vom virtuellen Bild ausgeht, überlagert wird (*Twin-Image-Problem*).

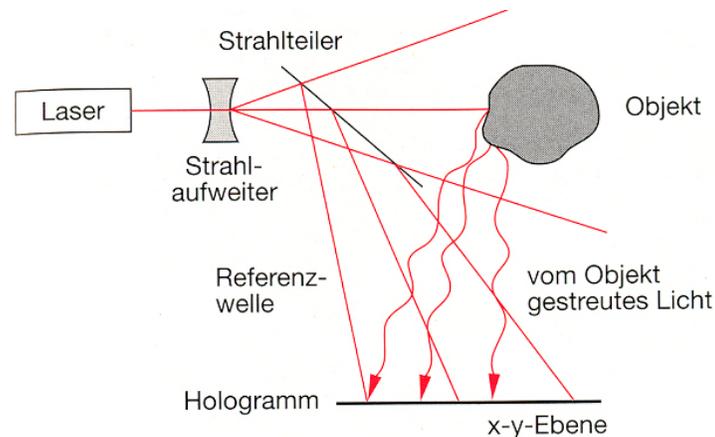


Abbildung 6: Möglicher optischer Aufbau zur Aufnahme eines Leith-Upatnieks-Hologramms. Quelle: [1]

**Leith-Upatnieks-Hologramme:** Ist die Kohärenzlänge des verwendeten Lichts genügend groß (Laserlicht) ist ein entsprechender Wegunterschied zwischen Objekt- und Referenzstrahl erlaubt. Es ist damit möglich den Lichtstrahl wie in Abbildung 6 durch einen Strahlteiler aufzuspalten und einen anderen Weg, als der Objektstrahl nehmen zu lassen. Das virtuelle Bild kann nun ohne Beeinträchtigung durch den Referenzstrahl beobachtet werden und auch das Twin-Image-Problem ist eliminiert. Die so entstandenen Hologramme bezeichnet man als *Off-Axis-Hologramme*. Off-Axis-Hologramme sind Mehrstrahl-Hologramme, da zur Herstellung zwei, aus der selben Quelle stammende Strahlen verwendet werden. Aufgrund der Entwicklung des Lasers ist diese Methode die heute gebräuchlichste und meist zweckmäßigste. Als letzte Unterscheidung soll noch die Unterscheidung in Flächen- und Volumen hologramme erwähnt werden:

**Flächenhologramme:** Das Flächenhologramm ist ein idealisiertes Bild, in dem das Hologramm als ebenes Beugungsgitter angesehen wird. Alle Lichtquellen werden als punktförmig angenommen und zur Betrachtung des Hologramms müssen weder Ort noch Lichtwellenlänge identisch wie bei der Aufnahme sein. Praktisch kommt dieses Modell bei Photoplatten zur Anwendung, deren lichtempfindliche Emulsionsschicht sehr dünn im Vergleich zur Wellenlänge ist.

**Volumenhologramme:** Da in der Realität Photoplatten benutzt werden, bei denen die aufgetragenen Emulsionen Schichtdicken um  $7\mu m$  aufweisen, wird ein räumliches Interferenzmus-

ter gespeichert und das Hologramm kann nicht mehr als ein ebenes Beugungsgitter angesehen werden. Man spricht von Volumen hologrammen. Die Beugung an Volumen hologrammen kann analog zur Beugung an Kristallen mit Hilfe der Bragg-Gleichung  $n\lambda = 2d \cdot \sin\theta$  beschrieben werden. Was bedeutet, dass konstruktive Interferenz dann auftritt, wenn der doppelte Abstand  $d$  der Gitterebenen multipliziert mit dem Sinus des Winkels  $\theta$  zwischen Strahl und Ebene ein ganzzahlig Vielfaches der Wellenlänge  $\lambda$  beträgt. Dies hat zur Folge, dass Volumen hologramme eine Richtungs- und Wellenlängenabhängigkeit aufweisen.

### 1.4.2 Fresnelsche Zonenplatte

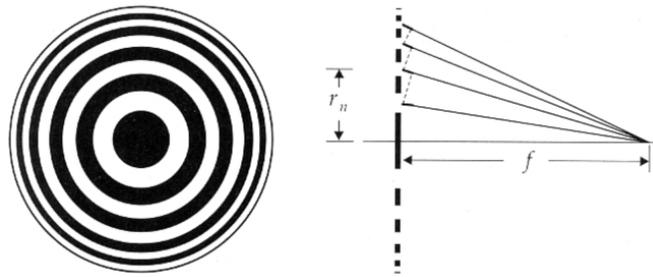


Abbildung 7: Fresnelsche Zonenplatte. Quelle: [3]

Unter einer Fresnelschen Zonenplatte versteht man ein Beugungsgitter aus konzentrischen, durchsichtigen und nicht durchsichtigen Ringen mit nach außen abnehmender Breite, die für kohärentes Licht fokussierend wirkt. Beleuchtet man eine Zonenplatte mit einer punktförmigen Lichtquelle so entsteht ein virtuelles Bild vor und ein reelles Bild hinter der Platte. Der Radius der durchsichtigen Ringe wird so gewählt, dass sich der Weg des von benachbarten Zonen ausgehenden Lichts bis zum Brennpunkt um genau eine Wellenlänge unterscheidet, also das Licht im Brennpunkt konstruktiv interferiert. Dabei gilt für den Radius des  $n$ -ten Rings näherungsweise <sup>4</sup>

$$r_n = \sqrt{2n\lambda f} \quad (32)$$

Betrachtet man eine In-Line-Anordnung, mit der ein Bild von einem punktförmigen Objekt hergestellt wird, so ist die Objektwelle eine Kugelwelle. Durch Interferenz dieser Objektwelle mit der Referenzwelle entstehen konzentrische Ringe maximaler Intensität. Das Hologramm verhält sich analog zur Fresnelschen Zonenplatte. Es entstehen ein reelles und ein virtuelles Bild des Objekts an den selben Stellen, wie wenn sich eine Zonenplatte (für die entsprechende Wellenlänge) am Platz des Hologramms befinden würde. Da ein Objekt als Ansammlung punktförmiger Streuer angesehen werden kann, ist es möglich, das zonenplattenähnliche Verhalten auch auf allgemeine Hologramme auszudehnen. Das von jedem dieser Einzelpunkte als Kugelwelle gestreute Licht interferiert mit der Referenzwelle und bildet je eine Zonenplatte. Damit kann das gesamte Hologramm durch eine Überlagerung Fresnelscher Zonenplatten veranschaulicht werden.

<sup>4</sup> $f$  bezeichnet hier die Brennweite und nicht die Frequenz!

### 1.4.3 Weißlichholographie

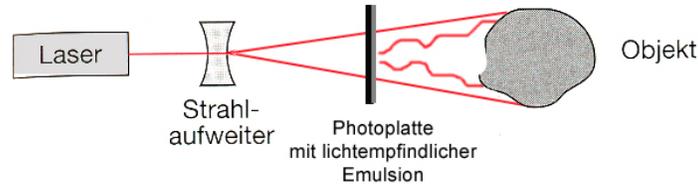


Abbildung 8: Aufbau zur Aufnahme eines Weißlichhologramms. Quelle: [1]

Die weite Verbreitung holographischer Bilder wurde durch die Entwicklung der Weißlichholographie ermöglicht, weil man hier zur Rekonstruktion der Bilder keinen Laser mehr braucht, sondern eine gewöhnliche inkohärente Lichtquelle (zum Beispiel eine Glühlampe oder die Sonne) verwenden kann. Zur Aufnahme eines solchen Hologramms ist allerdings immer noch ein Laser notwendig. Wie man in Abbildung 8 erkennt wird die Photoplatte von der Seite, auf der sich die Emulsion befindet, mit dem Referenzstrahl beleuchtet und von der anderen Seite mit dem vom Gegenstand gestreuten Objektstrahl. Da die ebene Referenzwelle deutlich intensiver die Photoplatte schwärzt als die Objektwelle, entstehen im Wesentlichen zur Oberfläche der Platte parallele Interferenzschichten. Bei Beleuchtung der entwickelten Platte mit Licht der Wellenlänge  $\lambda$ , wird das Licht an den einzelnen Schichten reflektiert und es treten gemäß der Bragg'schen Bedingung  $n\lambda = 2d \cdot \sin \theta$  konstruktive Interferenzen auf. Das bei der Aufnahme des Hologramms erzielte Gitter selektiert daher bei Beleuchtung mit weißem Licht je nach Einfallswinkel  $\theta$  die passende Wellenlänge  $\lambda$  aus. Somit erscheint das rekonstruierte Objekt in der, der jeweiligen Wellenlänge  $\lambda$  entsprechenden, Farbe. Ändert man den Einfallswinkel, so ändert sich auch die Farbe des Hologramms.

## 1.5 Holographische Interferometrie

Es besteht die Möglichkeit mehrere vom Objekt ausgehende, zueinander kohärente Wellenfelder, die unter verschiedenen Winkeln und zu unterschiedlichen Zeiten aufgenommen wurden, zu überlagern. Es entstehen Interferenzmuster, die es ermöglichen, je nach Verfahren Verformungen oder Verdrehungen des Objekts sehr genau zu bestimmen.

Es gibt drei verschiedene im Folgenden beschriebene Aufnahmeverfahren.

### 1.5.1 Das Doppelbelichtungsverfahren

Bei dieser Methode werden Verschiebungen oder Verformungen des Objekts zwischen zwei Zuständen registriert. Auf der Photoplatte wird zunächst ein Hologramm des Objekts im Ausgangszustand (vor der Verformung) aufgenommen. Danach wird dieselbe Photoplatte ein zweites Mal mit dem Hologramm des verformten Objekts belichtet. Die Verformung darf nicht allzu groß sein, sie sollte sogar unter dem Auflösungsvermögen des menschlichen Auges liegen und nur

einen Teil und nicht das ganze Objekt betreffen. Durch dieses Verfahren ist es möglich, zwei verschiedene Objektwellen, die nie zur gleichen Zeit existieren, miteinander zu vergleichen, indem beide in einem Hologramm gespeichert werden. Bei der Rekonstruktion des Doppelbelichtungs-Hologramms sieht man ein mit Interferenzlinien überzogenes Bild des Objekts, das durch die interferometrische Überlagerung der beiden Objektwellen zustande kommt.

Der Vorteil der holographischen Interferometrie liegt darin, dass im Gegensatz zur normalen Interferometrie, die sehr komplizierte Objektwelle gar nicht bekannt zu sein braucht, da die Vergleichswelle vom Objekt selbst erzeugt wird. Solange sich die Feinstruktur der Objektoberfläche nicht ändert, kann die Verschiebung jedes einzelnen Oberflächenpunktes nachvollzogen werden. Während die Feinstruktur bei elastischen Verformungen annähernd unverändert bleibt, ändert sich normalerweise bei plastischen Verformungen die Oberfläche des Objekts, so dass hier eine holographische Vermessung nicht möglich ist.

Da nur sehr kleine Objektveränderungen betrachtet werden, kann die Intensität der beiden Aufnahmen als gleich angesehen werden. Für die Amplituden gilt also

$$\begin{aligned}\vec{E}_{01} &= E e^{i\phi_1} \\ \vec{E}_{02} &= E e^{i\phi_2}\end{aligned}$$

und damit ergibt die aus der Überlagerung der beiden Wellen folgende Intensitätsverteilung

$$I = 2E^2(1 + \cos(\phi_2 - \phi_1)) \quad (33)$$

Die Phasendifferenz  $\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$  im Interferenzterm ist eine Funktion der Wegdifferenz des Lichtes, die durch das Verformen des Objekts entstanden ist. Wird der Objektpunkt  $M$  um die Strecke  $D$  senkrecht zur Oberfläche verschoben, so hat dies einen Wegunterschied  $d = D(\cos\theta_1 + \cos\theta_2)$  zur Folge. Daraus ergibt sich für die Phasendifferenz

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} D(\cos\theta_1 + \cos\theta_2) \quad (34)$$

und damit unter Anwendung von Additionstheoremen für die Intensität

$$I = 4E^2 \cos^2 \frac{2\pi}{\lambda} D(\cos\theta_1 + \cos\theta_2) \quad (35)$$

Die Intensität ändert sich also mit  $\cos^2$ , wobei das Argument bis auf einen konstanten Faktor, nämlich die Verschiebung  $D$ , bestimmt ist. Zwei Interferenzstreifen entstehen also durch Verschiebung um

$$D = \frac{\lambda}{\cos\theta_1 + \cos\theta_2} \quad (36)$$

bzw.  $N$  Streifen durch Verschiebung um

$$D = \frac{\lambda \cdot (N - 1)}{\cos\theta_1 + \cos\theta_2} \quad (37)$$

### 1.5.2 Das Zeitmittelverfahren

Beim Zeitmittelverfahren wird das Hologramm eines bewegten Objekts aufgenommen. Diese Methode dient hauptsächlich zur Ermittlung der räumlichen Verteilung von Schwingungsamplituden einer Oberfläche. Das betrachtete Objekt muss dabei eine periodische Schwingung ausführen, da sich sonst aus dem ermittelten Hologramm keine Aussage treffen lässt. Das Prinzip des Zeitmittelverfahrens entspricht dem der Doppelbelichtung, nur dass auf der Hologrammplatte eine Vielzahl von Einzelhologrammen gespeichert werden, die zusammen die Summe der einzelnen Schwingungszustände ergeben. Die Beobachtungszeit muss dabei wesentlich größer als die Schwingungsperiode sein, so dass eine genügend hohe Anzahl an Hologrammen gespeichert wird. Da die Momentangeschwindigkeit in den Umkehrpunkten gleich Null ist, und alle anderen Phasenlagen äußerst verschieden sind, ist die Belichtungszeit bei den Zuständen maximaler Auslenkung am größten. Daraus ergibt sich, dass die Interferenzlinien Bereiche gleicher Schwingungsamplitude sind. Das fertige Hologramm zeigt die Schwingungsknoten (keine Auslenkung, konstruktive Interferenz) am stärksten und alle anderen Amplituden mit schnell abnehmendem Kontrast.

Betrachtet man eine sich zeitlich ändernde komplexe Amplitude  $\vec{E}_0(t) = E_0 e^{i\phi(t)}$ , die an einem Punkt gestreut wird, so gilt für die Mittelung über die Belichtungszeit  $T$

$$\langle \vec{E}_0(t) \rangle = \frac{1}{T} E_0 \int_0^T e^{i\Delta\phi(t)} dt \quad (38)$$

Da man wieder von kleinen Veränderungen ausgeht, betrachtet man die Amplitude wie bei der Doppelbelichtung als konstant. Schwingt nun ein Objekt mit der Auslenkung

$$D(t) = D_0 \sin \omega t$$

so erhält man für die Phasendifferenz  $\Delta\phi$  zwischen zwei aufeinander folgenden Wellen analog wie beim Doppelbelichtungsverfahren

$$\Delta\phi(t) = \frac{2\pi}{\lambda} D(t) (\cos \theta_1 + \cos \theta_2) \quad (39)$$

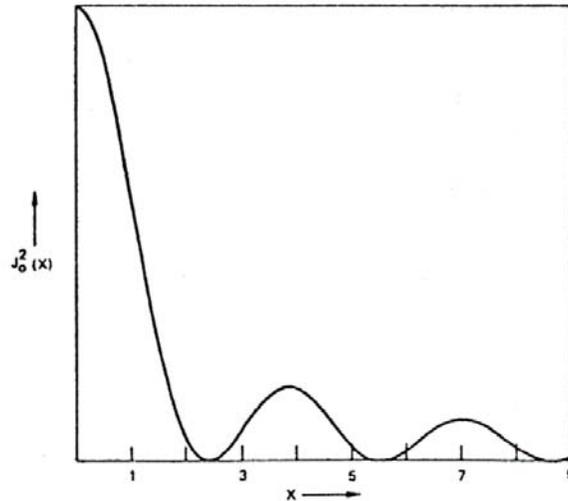
$$= \frac{2\pi}{\lambda} D_0 \sin \omega t (\cos \theta_1 + \cos \theta_2) \quad (40)$$

In Gleichung (38) eingesetzt, führt dies zu einem zeitlichen Mittelwert der Amplitude

$$\langle \vec{E}_0(t) \rangle = \frac{1}{T} E_0 \int_0^T e^{i \frac{2\pi}{\lambda} D_0 \sin \omega t (\cos \theta_1 + \cos \theta_2)} dt \quad (41)$$

und damit zu einer Intensität

$$I = E_0^2 |J_0 \frac{2\pi}{\lambda} D_0 \sin \omega t (\cos \theta_1 + \cos \theta_2)|^2 \quad (42)$$

Abbildung 9: Verlauf der quadrierten Besselfunktion  $J_0^2$ . Quelle: [5]

wobei  $J_0$  die Besselfunktion ist, die die Intensität  $E_0^2$  des ruhenden Wellenfeldes moduliert. Die quadrierte Besselfunktion ist in Abbildung 9 dargestellt. Die Nullstellen der Besselfunktion sind Orte mit verschwindender Intensität. Sei  $x_n$  eine Nullstelle, so gilt für die Schwingungsamplitude an der Stelle des entsprechenden schwarzen Streifens

$$D_n = \frac{\lambda}{2\pi \cos \theta_1 + \cos \theta_2} x_n \quad (43)$$

Da die Knoten der Schwingung Stellen maximaler Intensität sind gibt  $D_n$  die Amplitude neben dem n-ten Schwingungsknoten an. Über die Berechnung der Nullstellen der Besselfunktion lassen sich also die Schwingungsamplituden bestimmen. Allerdings nehmen die Kontraste zwischen den Streifen mit zunehmender Ordnung ab.

### 1.5.3 Das Echtzeitverfahren

Das Verfahren der Echtzeit-Holographie ist sehr ähnlich dem zur Herstellung eines Doppelbelichtungs-Hologramms. Es ermöglicht die Messung der Verformung zum Zeitpunkt ihrer Entstehung. Zunächst wird ein Hologramm des Objekts im Ausgangszustand aufgenommen. Nach der Entwicklung der Photoplatte wird das Hologramm exakt an die Stelle seiner Aufnahme gestellt, was man als Repositionierung bezeichnet. Die Repositionierung stellt beim Echtzeitverfahren das größte Problem bei diesem Verfahren dar, da sie innerhalb der Wellenlänge des verwendeten Lichts erfolgen muss. Rekonstruiert man die aufgenommene Objektwelle, so kann man diese mit der zum Beobachtungszeitpunkt direkt vom Objekt kommenden Welle interferometrisch vergleichen. Man kann mit diesem Verfahren mehrere Verformungen beobachten oder messen, ohne dass man mehr als ein Hologramm herstellen muss.

Um auftretende Interferenzmuster analysieren zu können, muss die momentane Intensitätsverteilung bekannt sein und diese bei bewegten Objekten noch über die Integrationszeit des

menschlichen Auges gemittelt werden. Durch ähnliche Überlegungen wie bei den anderen Verfahren erhält man hier für die Intensität

$$I = 2E_0^2 \left( 1 + J_0 \left( \frac{2\pi}{\lambda} D_0 \sin \omega t (\cos \theta_1 + \cos \theta_2) \right) \right) \quad (44)$$

Hier tritt noch ein konstanter Wert auf, der durch den vorhandenen Objektstrahl erzeugt wird. Außerdem tritt die Besselfunktion nicht quadratisch auf, was den geringeren Kontrast der Interferenzstreifen beschreibt. Das Echtzeitverfahren ist damit in seiner Empfindlichkeit nicht so gut wie das Zeitmittelverfahren.

## 2 Versuchsbeschreibung

### 2.1 Doppelbelichtungsverfahren

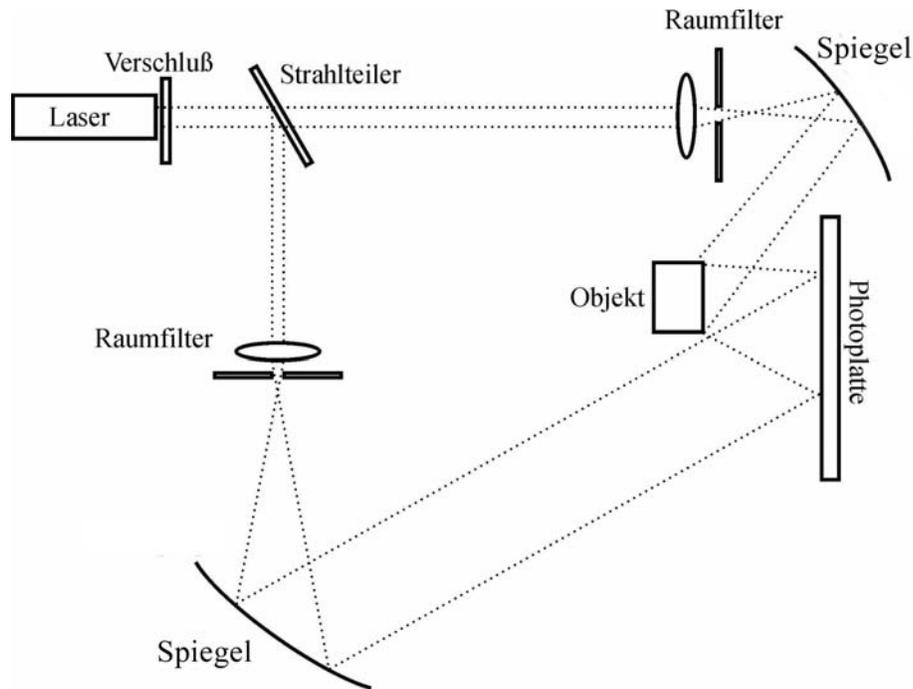


Abbildung 10: Versuchsaufbau zum Doppelbelichtungsverfahren. Quelle: [2]

Für das Doppelbelichtungsverfahren wird der Versuchsaufbau aus Abbildung 10 verwendet. Eine Blende ermöglicht es den Laser während des ganzen Versuchs eingeschaltet zu lassen, um eine konstante Strahlungsleistung zu erzielen. Die Blende wird nur während der Belichtungszeit geöffnet und bleibt ansonsten geschlossen, damit der Raum abgedunkelt bleibt. Im Strahlengang befindet sich zunächst ein Strahlteiler, der zum Belichten beim diesem Verfahren auf 90% Reflexion und 10% Transmission eingestellt wird. Im weiteren Verlauf des Referenzstrahles folgt ein Raumfilter sowie ein Hohlspiegel, der den aufgeweiteten Strahl auf die Photoplatte weiterleitet.

Der Objektstrahl durchläuft ebenfalls einen Raumfilter und trifft auf einen Hohlspiegel, der den aufgeweiteten Strahl auf das Objekt lenkt. Das dort gestreute Licht fällt auf die Photoplatte und interferiert mit dem Referenzstrahl.

Bei der Platzierung von Spiegeln und Objekt ist darauf zu achten, dass beide Lichtwege in etwa gleich lang sind, um auf jeden Fall innerhalb der Kohärenzlänge des Lasers zu bleiben. Mit Hilfe eines Geodreiecks und eines Lineals muss nun versucht werden, die Winkel  $\theta_1$  und  $\theta_2$  annähernd richtig zu bestimmen.

Im völlig abgedunkelten Raum wird die Photoplatte einer entsprechenden Box entnommen und in einem dafür vorgesehen Halter befestigt. Anschließend wird die Blende für 45s zur Belichtung

geöffnet. Die Blende wird wieder geschlossen und das Objekt mit Hilfe einer Mikrometerschraube verformt. Daraufhin wird ein zweites Mal 45s lang belichtet.

Die Photoplatte wird entwickelt und kommt einige Minuten in ein Fixierbad. Sobald die Platte getrocknet ist, wird sie wieder in die Halterung eingesetzt und der Strahlteiler so eingestellt, dass die Reflexion auf 100% steht. Mit einer Digitalkamera wird das auf dem Objekt entstandene Interferenzmuster photographiert.

Die Doppelbelichtungsmethode wird benutzt, um die Biegung eines Balkens und die Verdrehung einer Platte zu bestimmen.

## 2.2 Echtzeitverfahren

Mit Hilfe des Echtzeitverfahrens sollen die Eigenschwingungen eines Balkens und einer Platte ermittelt werden. Der Versuchsaufbau entspricht dem des Doppelbelichtungsverfahrens. Im Unterschied zu diesem wird 90s lang belichtet und die Platte gleich nach der ersten Belichtung entwickelt. Anschließend muss die Photoplatte repositioniert werden, so dass das Hologramm exakt deckungsgleich mit dem Objekt ist. Bei leichter Veränderung des Objekts sollten nun Interferenzen zu erkennen sein. Ist die Platte erfolgreich repositioniert, wird das Objekt mittels eines Lautsprechers zum Schwingen angeregt. Es werden verschiedene Frequenzen durchlaufen, bis sich Interferenzeffekte beobachten lassen und damit die Eigenfrequenzen gefunden sind. Die Interferenzbilder sollten mit Hilfe des Doppelbelichtungsverfahrens festgehalten und ebenfalls mit einer Digitalkamera photographiert werden.

## 2.3 Weißlichtholographie

Zuletzt wird von verschiedenen gut streuenden Objekten (Schachfigur, Zylinder, Spielzeug-Ente) ein Weißlichthologramm angefertigt. Das Hologramm sollte sich bei starkem Sonnenlicht oder mit Hilfe einer leistungsstarken Lampe beobachten lassen. Auswerten lässt sich bei diesem Versuchsteil allerdings nichts.

## 3 Versuchsauswertung

### 3.1 Doppelbelichtung

#### 3.1.1 Balkenbiegung

Im Theorieteil wurde die Verschiebung  $D$  bei  $N$  Streifen zu

$$D = \frac{(N-1)\lambda}{\cos\theta_1 + \cos\theta_2} \quad (45)$$

hergeleitet. Schätzt man die Auslenkung vom ersten bis zum letzten dunklen Streifen bis zum Balkenende mit jeweils

$$\frac{1}{2} \frac{\lambda}{\cos\theta_1 + \cos\theta_2} \quad (46)$$

ab, so ergibt sich für den Biegepeil, also für die gesamte Auslenkung am Ende des Balkens

$$D = N \frac{\lambda}{\cos\theta_1 + \cos\theta_2} \quad (47)$$

Geht man davon aus, dass man sich bei der Bestimmung von  $N$  nicht verzählt und nimmt weiter eine exakte Wellenlänge des HeNe-Lasers von  $632,8\text{nm}$  an, so berechnet sich der Größtfehler zu

$$\Delta D = \frac{N\lambda}{(\cos\theta_1 + \cos\theta_2)^2} (\sin\theta_1 \Delta\theta_1 + \sin\theta_2 \Delta\theta_2) \quad (48)$$

Unser Versuch ergab folgende Werte:

$$\begin{aligned} \theta_1 &= (58 \pm 5)^\circ \\ \theta_2 &= (50 \pm 5)^\circ \\ N &= 11 \end{aligned}$$

Damit berechnet sich der Biegepeil zu

$$D = (5,9 \pm 0,7)\mu\text{m}$$

Die Mikrometerschraube, die zur Biegung des Balkens diente, wurde um  $10\mu\text{m}$  ausgelenkt. Das berechnete Ergebnis weicht deutlich von diesen  $10\mu\text{m}$  ab. Im Grunde ist die Bestimmung des Biegepeils mit Hilfe der holographischen Interferometrie erheblich genauer, als die Angabe der Mikrometerschraube. Da jedoch die Winkel  $\theta_1$  und  $\theta_2$  nicht unwesentlich Einfluss auf das Ergebnis der Berechnung nehmen und diese nur außerordentlich schlecht bestimmt werden können, ist bei unserem Versuch schwer zu beurteilen, welche der beiden Längen nun eher der realen Verbiegung entspricht.

Das abphotographierte Interferenzbild ist in Abbildung (11) zu sehen.

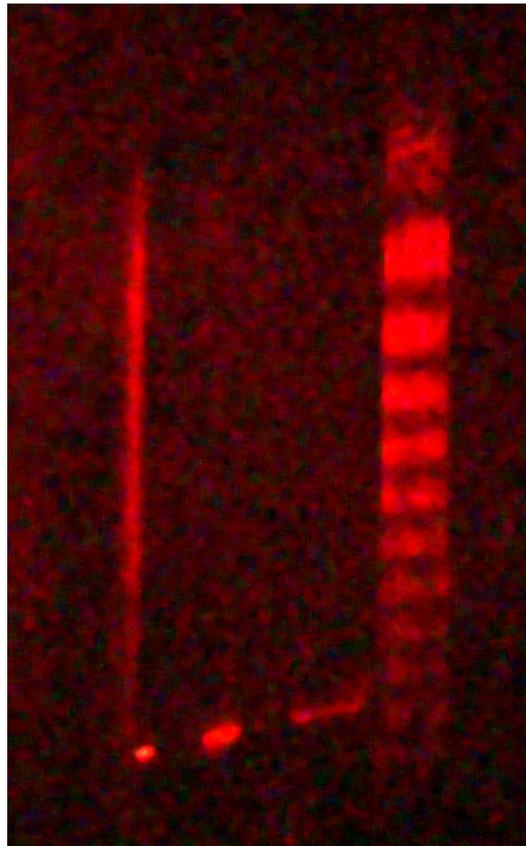


Abbildung 11: Interferenzstreifen auf dem gebogenen Balken

### 3.1.2 Verdrehung einer Platte

Aus Ref. [5] kann folgende Beziehung zwischen der Anzahl  $N$  der Interferenzstreifen und dem Winkel  $\alpha$  in [rad], um den die Platte verdreht wurde, entnommen werden:

$$\alpha = N \frac{\lambda}{r(\cos \theta_1 + \cos \theta_2)} \quad (49)$$

wobei  $r$  hier die Ausdehnung der Platte bezeichnet. Für den Größtfehler gilt dann

$$\Delta\alpha = N \frac{\lambda}{r(\cos \theta_1 + \cos \theta_2)} \left( \frac{\sin \theta_1 \Delta\theta_1 + \sin \theta_2 \Delta\theta_2}{\cos \theta_1 + \cos \theta_2} + \frac{\Delta r}{r} \right) \quad (50)$$

Mit den Messwerten

$$\theta_1 = (47 \pm 5)^\circ$$

$$\theta_2 = (58 \pm 5)^\circ$$

$$N = 32$$

$$r = (60 \pm 1) \text{ mm}$$

ergibt sich

$$\alpha = (2,8 \cdot 10^{-4} \pm 0,4 \cdot 10^{-4})rad$$

Um den errechneten Wert mit der Einstellung der Mikrometerschraube vergleichen zu können, muss zunächst noch die Mikrometerskala in Winkelgrad umgerechnet werden. Während des Versuchs wurde folgender Zusammenhang zwischen Verstellung und Winkel aufgenommen

4° entsprechen 2,9mm

6° entsprechen 1,6mm

8° entsprechen 3,0mm

Es ergibt sich die in Datenblatt A dargestellte Gerade, aus der sich für eine Verstellung von  $10\mu m$  ein Winkel von  $2,4 \cdot 10^{-4}rad \pm 1,2 \cdot 10^{-4}rad$  ergibt. Somit stimmen beide Werte im Rahmen der Messgenauigkeit überein.

### 3.2 Echtzeitverfahren

Es wurde mehrere Male von uns versucht diesen Teil des Praktikums durchzuführen. Leider mißlingen all diese Versuche. Beim ersten Mal konnte man nach der Repositionierung der Photoplatte sogar mit bloßem Auge erkennen, dass Hologramm und Objekt nicht deckungsgleich waren. Bei den weiteren Versuchen konnten nach der Repositionierung bei kleinen Veränderungen des Objekts keine Interferenzmuster beobachtet werden, was darauf hinweist, dass das Hologramm nicht exakt genug repositioniert war.

## Literatur

- [1] Demtröder, Wolfgang: Experimentalphysik 2; 2. Auflage, Springer, 1996
- [2] Birnesser / Wagner: Protokoll "Holographie"; August 2002
- [3] Stöcker, Horst: Taschenbuch der Physik; 3. Auflage, Harry Deutsch, 1994
- [4] Loschmidt, Patrick: Fachbereichsarbeit Physik über Lasermesstechnik und Signalverarbeitung
- [5] Kaupp, Hans-Leo: Aufbau und Inbetriebnahme eines holographischen Messplatzes; Staatsexamensarbeit 1978
- [6] <http://www.holographie-online.de/wissen/wissen.html>
- [7] Brieger / Rill: Protokoll "Michelson-Interferometer als Fourier-Spektrometer"; April 2002
- [8] D. Meschede: Optik, Licht und Laser; Teubner, 1999