Fortgeschrittenenpraktikum der Physik
Universität Ulm

Holographie

Versuch 17

Olaf Encke
olaf.encke@gmx.de

Jakob Völker
jakobv@web.de

Betreuer: Alexander Schmatulla

08.09.2005

Inhaltsverzeichnis

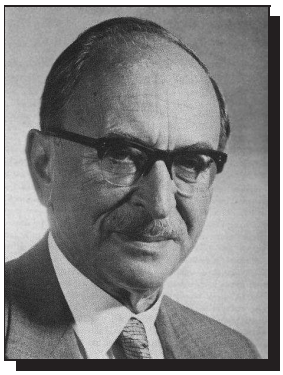
1 Theoretische Grundlagen **3**
1.1 Einleitung . . . 3
1.2 Physikalische Grundlagen der Wellenoptik . . . 3
1.2.1 Maxwell- und Wellengleichungen . . . 3
1.2.2 Wellenarten . . . 4
1.2.3 Kohärenz . . . 5
1.2.4 Intensität . . . 6
1.3 HeNe-Laser . . . 7
1.4 Holographie . . . 8
1.4.1 Fresnelsche Zonenplatte . . . 9
1.4.2 Aufnahme und Rekonstruktion . . . 9
1.4.3 Hologrammtypen . . . 10
1.4.4 Holographische Interferometrie . . . 12

2 Versuchsdurchführung und Auswertung **16**
2.1 Off-Axis Hologramme . . . 16
2.2 Doppelbelichtungsverfahren . . . 18
2.2.1 Verbiegung eines Balkens . . . 18
2.2.2 Verdrehung einer Platte . . . 18
2.3 Weißlichthologramm . . . 19
2.4 Fresnelsche Zonenplatte . . . 21

Literaturverzeichnis **23**

1 Theoretische Grundlagen

1.1 Einleitung



Der Physiker Dennis Gabor entwickelte 1948 das Prinzip der Holographie. Der Begriff Holographie (griechisch: holos = ganz) bezeichnet ein Verfahren, mit dem in einer Aufnahme nicht nur die Amplituden-, sondern auch die Phaseninformation des am Objekt gestreuten Wellenfeldes gespeichert werden kann (näheres unter 1.4). Damit kann z.B. dem Beobachter ein räumlicher Eindruck eines dreidimensionalen Objektes vermittelt werden. Für eine deutliche Aufnahme ist allerdings intensitätsstarkes und ausreichend kohärentes Licht nötig. Erst mit der Erfindung des Lasers begann der Siegeszug der Holographie, für die Ernst Gabor 1971 den Nobelpreis für Physik erhielt. Die Möglichkeit der dreidimensionalen Darstellung ist dabei nur eine Anwendungsmöglichkeit. Unter anderem wird Holographie in der Mikroskopie, der Speicherung von Datenmengen und der Kodierung von Nachrichten benutzt. Im vorliegenden Versuch beschäftigen wir uns exemplarisch für die Fülle der Anwendungsmöglichkeiten mit der Erstellung von dreidimemsionalen Bildern und der Vermessung von Kleinstverschiebungen über die Holographische Interferometrie.

1.2 Physikalische Grundlagen der Wellenoptik

Für die Beschreibung von sichtbarem Licht (Wellenlängen zwischen 400nm und 750nm) existieren sowohl die Quantentheorie des Lichtes als auch die klassische Wellentheorie. Um die Vorgänge der Holographie zu erklären, genügt weitgehend die klassische Wellentheorie.

1.2.1 Maxwell- und Wellengleichungen

Die Maxwellschen Gleichungen charakterisieren die elektromagnetischen Wellen vollständig. Diese lauten:

$$\mathrm{div}\vec{D} = \rho \tag{1.1}$$

$$\mathrm{div}\vec{B} = 0 \tag{1.2}$$

$$\mathrm{rot}\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \tag{1.3}$$

$$\mathrm{rot}\vec{H} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \vec{j} \tag{1.4}$$

Unter Anwendung der Materialgleichungen $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ und $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}$ lassen sich die Maxwell-Gleichungen im ladungs- und stromfreien Vakuum zu den sogennanten Wellengleichungen für das magnetische und das optische Feld umwandlen:

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \tag{1.5}$$

$$\Delta \vec{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} = 0 \tag{1.6}$$

$$\tag{1.7}$$

Als Lösungsansatz verwenden wir den einer harmonischen Welle. Dies entspricht monochromatischem Licht.

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{a}(\vec{r}) \cdot e^{i(\varphi(\vec{r},\omega) - \omega t)} \tag{1.8}$$

$\vec{a}(\vec{r})$:	Vektoramplitude
$(\varphi(\vec{r}, \omega) - \omega t)$:	Phase
ω:	Kreisfrequenz der Welle.

1.2.2 Wellenarten

Ebene Wellen

Das Charakteristische einer ebenen Welle ist, dass sie zu jeder Zeit t in allen zur Ausbreitungsrichtung senkrechten Ebenen eine konstante Phase besitzt.

Das Skalarprodukt $\vec{k} \cdot \vec{r}$ ist damit konstant $\vec{k} := \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \vec{e}_k$; $\vec{r}$: Ortsvektor und der Ansatz für eine monochromatische, ebene Welle ergibt sich zu:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \cdot e^{i(\vec{k}\vec{r} \pm \omega t)} \tag{1.9}$$

"+":	Welle breitet sich entgegen der Richtung des Wellenvektors aus
"-":	Welle breitet sich in Richtung des Wellenvektors aus

Kugelwelle

nach dem Huygensschen Prinzip, bildet jeder Raumpunkt einer Welle den Ausganspunkt für eine neue Kugelwelle. Die Phasen einer Kugelwelle sind für alle Punkte konstant, die sich im gleichen Abstand r vom Ursprung befinden. Auf Grund der sphärischen Symmetrie der Kugelwelle und der damit bedingten Unabhängigkeit von θ und ϕ ergibt sich als harmonische Lösung:

$$\vec{E}(r, t) = \frac{\vec{E}_0}{r} \cdot e^{i(kr \pm \omega t)} \tag{1.10}$$

Besselwellen

Das Charakteristische einer Besselwelle ist, dass die Welle bei Ausbreitung im freien Raum in z-Richtung ihre Intensitätsverteilung in der x,y-Ebene unabhängig von z beibehält. Die Welle ist also beugungsfrei.

$$I(x, y, z) = I(x, y, 0) \tag{1.11}$$

Die Lösung der fundamentalen Besselwelle ergibt sich zu:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \cdot J_0(\alpha, \rho) \cdot e^{-i(\omega t - \beta z)} \tag{1.12}$$

mit: $\beta^2 = k^2 - \alpha^2$, $\beta \geq 0$, $0 < \alpha \leq k = \frac{2\pi}{\lambda}$, $\rho^2 = x^2 + y^2$, $\vec{r} = (x, y, z)$
J_0 : Besselfunktion

Weder Besselwelle noch ebene Welle besitzen eine endliche Energie, die Besselwelle jedoch eine endliche Energiedichte. Aus diesem Grund lassen sich Besselwelle und ebene Welle nur näherungsweise verwirklichen.

1.2.3 Kohärenz

Das Licht des Lasers unterscheidet sich durch eine Reihe von Eigenschaften von vom Licht einer herkömmlichen Lichtquelle, wie der Sonne oder einer Glühbirne. Neben der Intensität ist dies z.B. die große räumliche und zeitliche Kohärenz. Der Begriff beschreibt die Fähigkeit des Lichtes zu interferieren (zu wechselwirken).

Zeitliche Kohärenz

In der Anfangsphase bildet sich im Laser bekanntlich eine stehende Welle aus (1.3). Bei dem sich nun auskoppelnden Lichtstrahl handelt es sich um eine Sinuswelle mit konstanter Amplitude. Der Laserlichtstrahl besitzt damit eine fast exakt definierte Frequenz, weshalb Laserlicht als einfarbig oder monochromatisch bezeichnet werden kann.

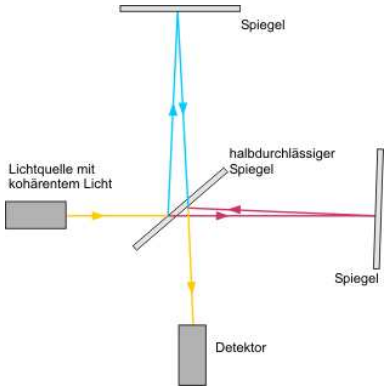


Abb. 1.1: Michelson-Interferometer

In der Realität kann auch ein Laser keinen unendlich langen, monochromatischen und zeitlich kohärenten Wellenzug erzeugen. Selbst nach der Einschwingphase werden von einigen Atomen spontan Photonen emittiert, die nicht mit dem bereits bestehenden Strahlungsfeld übereinstimmen. Die Überlagerung dieser Störung mit der idealen Sinuswelle führt dazu, dass sich der reale Wellenzug gegen den idealen verschiebt. Als Maß für die zeitliche Kohärenz führt man die Kohärenzzeit τ ein. Damit wird die Zeitdauer bezeichnet, nach welcher die Verschiebung eine halbe Wellenlänge beträgt und sich noch Interferenz beobachten lässt. Die Kohärenzlänge l ergibt sich aus dem Produkt der der Kohärenzzeit und der Lichtgeschwindigkeit, mit der sich die Welle ausbreitet.

$$l = c\tau$$

Kohärenzzeit und Kohärenzlänge lassen sich mit Hilfe des Michelson-Interferometers (Abb. 1.1) bestimmen. Das zu untersuchende Licht wird in einem Strahlteiler in zwei Strahlen aufgeteilt. Ein feststehender Spiegel reflektiert einen Strahl, der andere Strahl wird an einem verschiebbaren Spiegel zurück reflektiert. Beide reflektierte Strahlen werden am Strahlteiler wiederum aufgeteilt. Der Teil der Strahlen, der nun in die selbe Richtung läuft wird auf einem Schirm aufgefangen. So kann man einen Strahl zeitversetzt mit sich selbst überlagern und abhängig von dem Erscheinungsbild des Interferenzmusters die Kohärenzlänge bestimmen.

Räumliche Kohärenz

Unter räumlicher Kohärenz versteht man die Konstanz der Phasendifferenz in einem festen Raumpunkt während einer bestimmten Beobachtungszeit. Räumlich kohärente Wellen lassen sich z.B. über den Youngschen Doppelspalt (Abb. 1.2) erzeugen. Die vorerst nicht kohärente Lichtquelle strahlt die beiden Spalte, die den gleichen Abstand von der Lichtquelle besitzen, an. Diese kann man nun als punktförmige Lichtquelle betrachten. Auf Grund des gleichen Abstands kommen die Intensitätsschwankungen der Lichtquelle bei beiden Spalten gleichzeitig an, weshalb auf dem Schirm an allen Punkten feste Intensitätsverteilungen auftreten. Damit haben die Wellenfronten der einfallenden Welle bei beiden Spalten eine feste Phasenbeziehung (= räumliche Kohärenz).

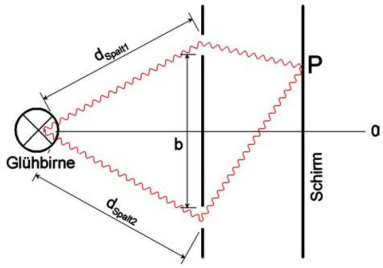


Abb. 1.2: Youngscher Doppelspalt

Die Dimension einer monochromatischen Lichtquelle bestimmt deren Kohärenzgrad. Je größer die Ausdehnung, desto inkohärenter das von ihr ausgestrahlte Licht.

1.2.4 Intensität

Die Linearität der Wellengleichung erlaubt Superposition. Hieraus ergibt sich, dass jede Linearkombination zweier Lösungen wiederum eine Lösung ergibt. Die Überlagerung von Wellen gleicher Phase (Vielfaches von 2π bezeichnet man als konstruktive Interferenz, die gegenphasige Überlagerung (ungerade Vielfache von π) als destruktive Interferenz. Interferieren zwei ebene Wellen gleicher Frequenz ω und Ausbreitungsrichtung $\vec{k}$ gilt für die resultierende Welle:

$$\vec{E}_{ges} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 \tag{1.13}$$

$$= \vec{E}_{01} e^{i(\vec{k}\vec{r}+\omega t+\varphi_{01})} + \vec{E}_{02} e^{i(\vec{k}\vec{r}+\omega t+\varphi_{02})} \tag{1.14}$$

$$= (\vec{E}_{01} e^{i\varphi_{01}} + \vec{E}_{02} e^{i\varphi_{02}}) \cdot e^{i(\vec{k}\vec{r}+\omega t)} \tag{1.15}$$

Setzt man dieses Ergebnis in die für die Holographie abgekürzte Formel für die Intensität

$$I = \vec{E}_0^2 = \vec{E}_0 \vec{E}_0^* \tag{1.16}$$

ein, so erhält man nach kurzer Rechnung für die Intensität:

$$
\begin{aligned}
I &= \vec{E}_{01}^2 + \vec{E}_{02}^2 + \vec{E}_{01}\vec{E}_{02}(e^{-i(\varphi_2-\varphi_1)} + e^{i(\varphi_2-\varphi_1)}) && (1.17)\\
&= I_1 + I_2 + 2\vec{E}_{01}\vec{E}_{02}cos(\varphi_2 - \varphi_1) && (1.18)
\end{aligned}
$$

1.3 HeNe-Laser

Der Laser (Akronym aus "Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation") ist, wie sein Name schon andeutet, ein Lichtverstärker. Er sendet sehr stark zeitlich und räumlich kohärentes Licht aus, das für die Interferenzmusteraufnahme bei der Holographie Voraussetzung ist.

Die Strahlungsemission erfolgt durch den Übergang von Elektronen von einem zum anderen Energieniveau im aktiven Lasermedium. Es spielen bei der Erzeugung des Laserstrahls drei verschiedene Übergangsarten eine Rolle: die Absorption, die spontane Emission und die stimulierte Emission.

- Absorption
  Bei der Absorption wird durch ein eintreffendes Energiequant (Photon) ein Atom angeregt, indem ein Elektron von einem niederenergetischen zu einem höherenergetischen Niveau wechselt. Die Wahrscheinlichkeit für solch eine Absorption ist dann am größten, wenn die Energie des Photons exakt mit der des Niveauunterschieds übereinstimmt.

- Spontane Emission
  Bei der spontanen Emission wechselt in einem angeregten Atom ein Elektron nach einer gewissen Verweildauer im oberen Energieniveau in ein unteres freies Niveau und sendet dabei die freiwerdende Energie als Photon mit der entsprechenden Frequenz aus. Die Richtung, in die das Photon ausgesendet wird, lässt sich nicht vorhersagen.

- Stimulierte Emission
  Die stimulierte oder auch induzierte Emission ist die für den Laser entscheidende Übergangsart. Trifft ein Photon mit genau der Energie auf ein angeregtes Atom, die der Anregungsenergie des Atoms entspricht, so wird das Elektron im oberen Energieniveau auf das untere gezwungen. Dabei entsteht ein weiteres Photon, das in Energie/Frequenz und Richtung mit dem eingetroffenen übereinstimmt. Das Licht wird somit verstärkt.

Die sogenannte Besetzungsinversion tritt dann auf, wenn sich mehr Atome im angeregten als im nicht angeregten Zustand befinden. Dies ist Voraussetzung dafür, dass eine Lichtverstärkung auftreten kann, da ansonsten die Absorption der stimulierten Emission zu stark entgegenwirkt.
Würde man nur 2 Energieniveaus für den Laser verwenden, wäre es überaus schwierig, genügend Atome in den angeregten Zustand zu bekommen, um die Besetzungsinversion zu erhalten. Daher werden typischerweise 3 oder mehr Energieniveaus in den Lasermedien benutzt.

Bei dem von uns verwendeten Laser handelt es sich um einen Helium-Neon-Laser (HeNe-Laser). Dieser besteht aus Helium- und Neongas im Verhältnis von etwa 6:1. Beim sogenannten (optischen) Pumpen werden die Heliumatome durch Photonen der Energie $\Delta E = 20.61$ eV angeregt. Die Heliumatome geben ihre Energie durch Stösse wiederum an die Neonatome ab. Dabei wird die zusätzlich notwendige Energie von 0.05 eV der kinetischen Energie der Heliumatome entnommen. Der wichtigste Übergang im Energieschema ist die stimulierte Emission beim Neon vom 3s-Niveau (20.66 eV) auf das 2p-Niveau (18.70 eV), bei dem sichtbares Licht mit einer Wellenlänge von 632.8 nm abgestrahlt wird. Dies ist der Laserstrahl, den wir für unsere Versuche verwenden.
Genaueres zum Laser siehe z.B. [6].

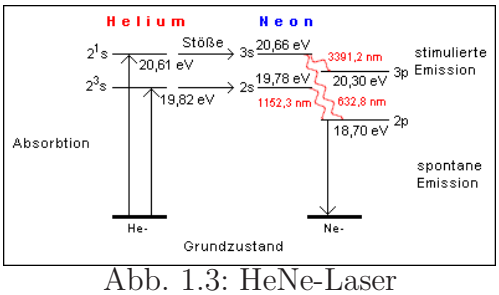


Abb. 1.3: HeNe-Laser

1.4 Holographie

Wie in der Einleitung angesprochen, wird bei der herkömmlichen Photographie nur die Amplitude gespeichert. Man erhält aus diesen Photographien ein zweidimensionales Bild. Durch die Möglichkeit mit Hologrammen zusätzlich die Phaseninformation zu speichern erhalten die aus Hologrammen rekonstruierten Bilder den vollständigen räumlichen Eindruck. Beeindruckend ist hierbei, dass man selbst aus einem kleinen Ausschnitt des Hologramms das ganze Objekt betrachten kann. Lediglich die Wahl der Perspektive wird durch die Einschränkung des Hologrammausschnittes eingeschränkt. Im Versuchsaufbau von Dennis Gabor interferiert das Wellenfeld (Objektfeld) des beleuchteten Objekts mit dem ungestreuten Wellenfeld (Referenzfeld). Das Interferenzmuster wird auf einer Photoplatte gespeichert. Die Phaseninformation erhält man aus dem Interferenzmuster, die Amplitudeninformation aus der in Abhängigkeit der absorbierten Energie geschwärzten Photoplatte. Mit Hilfe eines Referenzstrahls wird das Objekt wieder gewonnen (Rekonstruktion). Das Interferenzmuster des Hologramms und die gebeugten Strahlen erzeugen dabei ein Wellenfeld, das sich vom ursprünglichen Wellenfeld nicht wesentlich unterscheidet. Die Wiedergabe des Wellenfeldes kann durch viele Wellenarten, z.B. auch durch akustische Wellen erfolgen. Im Versuch arbeiten wir ausschließlich mit elektromagnetischen Wellen. Da es 1948 noch keinen Laser gab, musste Gabor mit einer Quecksilberdampflampe als Lichtquelle arbeiten. Er benütze einen Farbfilder und eine Lochblende, um die räumliche Kohärenz zu steigern, was zu erheblichen Intensitätsverlusten führte. In seinem Versuchsaufbau waren sämtlichen Komponenten in einer Reihe aufgebaut (*In-Line-Methode*), die geringe Intensität, dunkle Flecken und das Übereinanderfallen von virtuellem und reelen Bild erschwerten ein Betrachten der Bilder erheblich. Erst durch die Einführung des *Off-Axis-Verfahrens* (hier liegen virtuelles und reeles Bild in verschiedenen Beobachtungsebenen) gelang es den Wissenschaftlern Emmett Leith und Juris Upatnieks gute Abbildungen von Objekten zu erzeugen.

1.4.1 Fresnelsche Zonenplatte

Unter einer Fresnelschen Zonenplatte versteht man ein Beugunsgitter aus konzentrischen Ringen, mit nach außen abnehmender Breite, das für kohärentes Licht fokusierend wirkt. Die Kreisringe besitzen folgenden Radius:

$$x_n = \sqrt{2n\lambda f} \tag{1.19}$$

mit:

$$\begin{aligned} X_n &= \text{Radius des n-ten Kreisrings} \\ f &= \text{Entfernung der Punktlichtquelle} \end{aligned}$$

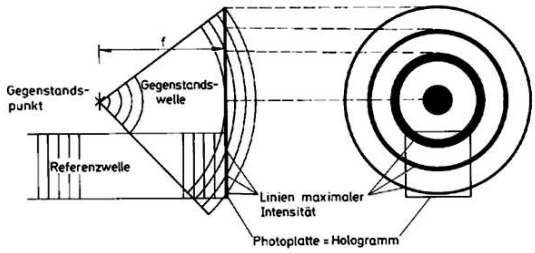


Abb. 1.4: Zonenplattenmodell

Beleuchtet man eine Zonenplatte mit einer punktförmigen Lichtquelle, so entsteht ein virtuelles Bild vor und ein reelles Bild hinter der Platte. Die Zonenplatte entsteht, wenn die von einem Punkt ausgesandte Kugelwelle mit dem Wellenfeld des Referenzstrahls interferiert. Dabei entstehen konzentrische Ringe mit maximaler Intensität (siehe Abb. 1.4). Eine Zonenplatte ist also im Prinzip ein Punktholgramm. Das bedeutet, man kann eine Fresnelsche Zonenplatte als Hologramm eines sehr einfachen Objektes, nämlich eines einzelnen Lichtpunktes interpretieren. Betrachtet man ein angestrahltes Objekt, so geht nach dem Huygenschen Prinzip von jedem reflektierten Punkt des Objekts eine Kugelwelle aus.
Im Umkehrschluss zur Zonenplatte besagt dann das Zonenplattenmodell, dass das Hologramm eines Objektes nichts anderes ist als eine Überlagerung von vielen Fresnelschen Zonenplatten. Also die gleichzeitige Interferenz aller durch Punktreflektoren des Objektes ausgesandten Kugelwellen mit dem Referenzwellenfeld.

1.4.2 Aufnahme und Rekonstruktion

Aufnahme

Wie in der Einführung beschrieben, wird bei der Holographie nicht nur die Amplituden-, sondern auch die Phaseninformation gespeichert. Wie zum Beispiel in Abb. (1.6) dargestellt, überlagern sich in der Ebene der Photoplatte die Objektwelle (als Träger der Information) und die Referenzewelle. Die durch die räumliche Ausdehnung des Objektes hervorgerufenen Phasendifferenzen werden für die optische Speicherung

zugänglich gemacht, indem sie durch den Aufzeichnungsprozess in entsprechende Intensitätsänderungen überführt werden. Diese Intensitätsverteilung gilt es so auf der Platte zu speichern, dass sich das nach der Rekonstruktion vorliegende Wellenfeld nicht wesentlich von dem ursprünglichen unterscheidet. Dieser Prozess der Informationsüberführung ermöglicht es nicht zwischen Phasenvor- und Phasennachlauf zu unterscheiden. Deswegen erhält man im Allgemeinen bei der Rekonstruktion zwei Bilder des Objektes.

Rekonstruktion

Um von dem aufgenommenen Hologramm zu einem Bild zu kommen, muss dieses rekonstruiert werden. Das Hologramm wird nun als Beugungsgitter verwendet und erzeugt durch Interferenz des Referenzstrahls den ursprünglichen Objektstrahl. Durch die Bestrahlung mit dem Referenzstrahl entsteht ein virtuelles Bild hinter dem Film und ein reelles Bild vor dem Film. Man betrachtet im Normalfall das virtuelle Bild, da beim reelen Bild die räumliche Information invertiert an den Betrachter abgegeben wird, d.h. das Bild erscheint umgestülpt.

1.4.3 Hologrammtypen

Bei der Beschreibung von verschiedenen Hologrammtypen werden wir uns auf die von uns verwendeten Typen (*Off-Axis* und *Weißlicht*) und den ursprünglich von Gabor verwendeten Typ (*In-Line*) beschränken.

In-Line-Hologramme (Gabor Hologramme)

Wie oben erwähnt hat Gabor bei seinen ersten Hologrammen die *In-Line*-Anordnung (siehe Abb. 1.5) verwendet. Bei der Rekonstruktion entsteht das reelle Bild sowie ein virtuelles Bild, das sich scheinbar am Platz des aufgenommenen Objektes befindet. Bei diesem Typ handelt sich um ein Transmissionshologramm. Das bedeutet, Betrachter und Lichtquelle befinden sich auf verschiedenen Seiten des Schirms.

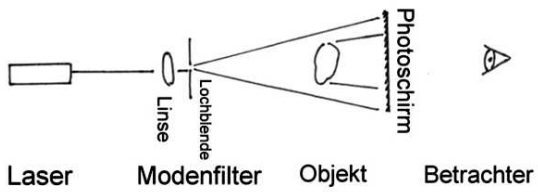


Abb. 1.5: Aufbau bei der In-Line-Holographie

Der Vorteil dieser Anordnung liegt in der relativ geringen Kohärenzanforderung an die Lichtquelle, was für Gabor gerade wegen des noch nicht erfundenen Lasers entscheidend war. Durch die Anordnung ergeben sich aber folgende Nachteile: Das Objekt liegt zwischen Lichtquelle und Photoplatte. Aus diesem Grund muss es stark transpararent sein. Lichtquelle, relles und virtuelles Bild lieben auf einer Linie. Man kann das Bild also nur gegen den hellen Hintergrund der Lichtquelle betrachten, außerdem überlagern sich virtuelles und reelles Bild (sogenanntes *twin-image-problem*). Die in der Abbildung dargestellte Linse und Blende, die sich genau im Brennpunkt der Linse befindet, bilden gemeinsam einen sogenannten Raumfilter. Dieser ist dazu da, störende Lichtanteile, die nicht absolut parallel zum eigentlichen Strahl verlaufen und mit diesem somit interferieren könnten, herauszufiltern.

Off-Axis-Hologramme (Leith-Upatnieks-Hologramme)

Die beiden oben erwähnten Probleme der *Line-In*-Hologramme haben 1962 Leith und Upatnieks mit der von ihnen entwickelten *Off-Axis* Anordnung (siehe Abb. 1.6) umgangen.

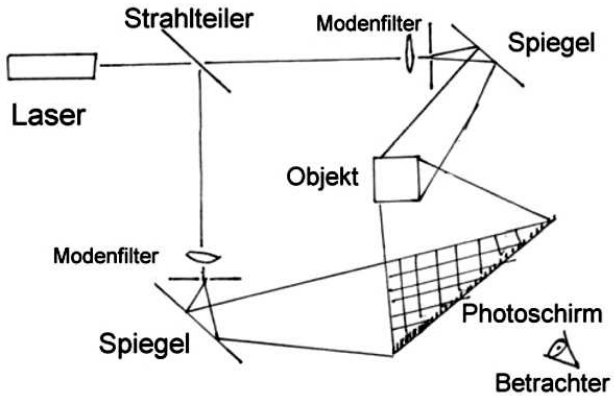


Abb. 1.6: Aufbau bei der Off-Axis-Holographie

Bei dieser Anordnung wird der Strahl der Lichtquelle durch einen Strahlteiler in zwei zueinander kohärente Lichtbündel aufgespalten. Ein Teil des Strahls fungiert als Referenzstrahl, der andere Teil wird auf das zu betrachtende Objekt geleitet. Auf der Photoplatte interferieren nun das vom Objekt reflektierte Strahlenfeld und der Referenzstrahl. Da diese von verschiedenen Richtungen auf die Photoplatte fallen, muss das Objekt nicht mehr länger transparent sein. Auch das *twin-image-problem* fällt bei dieser Anordnung weg, da reelles und virtuelles Bild auf verschiedenen Seiten der Plattenebene entstehen und sich ihre Wellenfelder nicht mehr überlagern. Das nun schräg einfallende Referenzwellenfeld stört die Betrachtung des virtuellen Bildes auch nicht mehr. Ein weitere Vorteil dieser Hologramme liegt in ihrer großen räumlichen Tiefe, die in Prinzip nur durch die Kohärenzlänge des Aufnahmelasers begrenzt wird. Allerdings muss zur Rekonstruktion weiterhin monochromatisches Licht verwendet werden.

Weißlichtholgramme (Denisjukhologramme)

Das Besondere dieser Art von Hologrammen ist, dass die Rekonstruktion mit weißem Licht erfolgt. Dieser Hologrammtyp zeichnet sich besonders durch räumliche Tiefe und Lichtstärke aus. Das Laserlicht wird komplett auf die unbeschichtete Seite der Photoplatte gelenkt (siehe Abb. 1.7). Durch diese transmittiert trifft es auf das Objekt. Das vom Objekt reflektierte Licht interferiert also mit dem durch die Photoplatte transmittiertem Lichtstrahl.

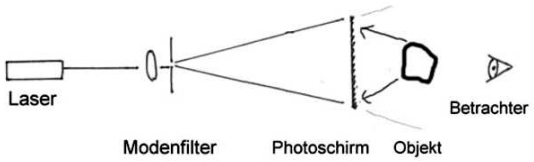


Abb. 1.7: Aufbau bei der Weißlicht-Holographie

Zu der Frage, warum zur Rekonstruktion eines Denisjukhologramms weißes Licht ausreicht, haben wir folgende sehr einleuchtende Antwort gefunden: "Der Unterschied zum Transmissionshologramm besteht darin, dass Objekt- und Referenzstrahl von entgegengesetzten Seiten auf den Film fallen. Dadurch kommt es zu sogenannten "stehenden Welle", wodurch keine Interferenzringe, sondern ein Optisches Gitter ausgebildet wird. Die beiden Wellen verstärken sich durch ihre entgegengesetzte Richtung nur an ganz bestimmten Punkten in der Filmschicht. Diese Punkte liegen nicht nur auf einer Ebene, wie die Interferenzringe, sondern gehen auch noch in die Tiefe des Films, weshalb dieser eine bestimmte Dicke haben muss. Es gibt also mehrere parallele Schichten mit geschwärzten Punkten in der photographischen Emulsion, die etwa eine halbe Lichtwellenlänge voneinander entfernt sind. Im Abstand von einer Schicht zur nächsten ist nun die Information über die Wellenlänge der Objektwelle und im Aussehen des gesamten Gitters die objekttypische Wellenfront gespeichert. Bei der Wiedergabe mit weißem Licht wird jetzt nur eine Wellenlänge verstärkt, nämlich die, die durch den Schichtabstand bestimmt ist. Alle anderen Wellen schwächen sich gegenseitig ab. Durch Beugung an den Gitterpunkten wird wieder die ursprüngliche Objektwelle erzeugt. Das Hologramm sucht sich quasi aus dem weißen Licht, in dem alle Wellenlängen vorhanden sind, die Wellenlänge heraus, mit der die ursprüngliche Objektwellenfront wieder rekonstruiert werden kann." (siehe [8] www.holographie-online.de)

Da Betrachter und rekonstruiertes Bild auf der selben Seite liegen spricht man bei diesem Typ von Reflektionshologrammen.

1.4.4 Holographische Interferometrie

Die holographische Interferometrie ist ein Verfahren, mit dem kleinste Änderungen physikalischer Größen (Länge, Druck, Temperatur...) gemessen werden können. Gemessen wird dabei deren Einfluss auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Licht im jeweiligen Medium. Die Nachteile der klassischen Interferometrie (Mach-Zehner Interferometer) fallen dabei weg. Das zu untersuchenden Objekt muss nicht mehr transparent sein. Die Bedingung einer planen, gut spiegelnden Oberfläche wird stark abgeschwächt. Und bei dem holographischen Verfahren müssen die zu vergleichenden Lichtstrahlen nicht mehr gleichzeitig erzeugt werden. Das Hologramm speichert die Informationen eines Objekts. Die Lichtwelle eines Objekts wird gespeichert, um diese dann mit der Lichtwelle des selben, aber leicht veränderten Objektes zu vergleichen. Die mitunter sehr kompliziete Objektwelle muss dabei nicht bekannt sein, da die Vergleichswelle vom Objekt selbst erzeugt wird. Je nach Anforderung haben sich verschiedene Verfahren herausgebildet. In unserem Versuch haben wir das Doppelbelichtungsverfahren realisiert.

Doppelbelichtungsverfahren

Wie aus dem Namen des Verfahrens zu entnehmen, wird der Film bei dem Doppelbelichtungsverfahren zweimal belichtet, und zwar zunächst mit dem Ausgangszustand des Objektes und danach mit einem leicht veränderten Zustand des selben Objektes. So lange sich die Feinstruktur der Objektoberfläche nicht ändert, kann die Verschiebung jedes

einzelnen Oberflächenpunktes nachvollzogen werden. Auf der Photoplatte sind nun beide Zustände, beziehungsweise die Interferenzmuster der Wellenfelder beider Zustände gespeichert. Bei der Rekonstruktion entsteht so aus beiden Bildern ein Interferenzbild. Die hellen und dunklen Streifen sind Linien mit gleicher Verschiebungskomponente in Beobachtungsrichtung. Eine Objektverschiebung um eine halbe Wellenlänge wird dabei durch zwei aufeinanderfoldende Streifen dargestellt. Die Intensität der beiden Aufnahmen wird als gleich angesehen (auf Grund der nur marginalen Objektveränderungen und der identischen Belichtungszeit). Für die Amplitude folgt:

$$\vec{E}_{01} = Ee^{i\varphi_1}$$
$$\vec{E}_{02} = Ee^{i\varphi_2}$$

Für die Intensitätsverteilung erhält man damit:

$$I = 2E^2(1 + \cos(\varphi_2 - \varphi_1)) \tag{1.20}$$

Durch die Verformung im Objekt entsteht die Phasendifferenz $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ im Interferenzterm als Funktion der Wegdifferenz des Lichtes. Die Verschiebung eines Objektpunktes um die Strecke D senkrecht zur Oberfläche hat einen Wegunterschied $d = D(\cos\theta_1 + \cos\theta_2)$ zur Folge. Die Phasendifferenz ergibt sich damit zu:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} D(\cos\theta_1 + \cos\theta_2) \tag{1.21}$$

Für die Intensität ergibt sich (unter Anwendung von Additionstheoremen):

$$I = E^2 \cos\frac{2\pi}{\lambda} D(\cos\theta_1 + \cos\theta_2)^2 \tag{1.22}$$

Zwei Interferenzstreifen entstehen durch eine Verschiebung um:

$$D = \frac{\lambda}{\cos\theta_1 + \cos\theta_2} \tag{1.23}$$

Beziehungsweise N Streifen durch Verschiebung um:

$$D = \frac{\lambda(N-1)}{\cos\theta_1 + \cos\theta_2} \tag{1.24}$$

Für Verbiegung und Verdrehung wird diese Formel weiterentwickelt zu:

- **Balkenbiegung**

  Mit einer Schätzung der Auslenkung vom Balkenanfang zum ersten dunklen Streifen und vom letzten dunklen Streifen zum Balkenende von jeweils

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{\lambda}{\cos\theta_1 + \cos\theta_2} \tag{1.25}$$

ergibt sich für den Biegepfeil, d.h. die Gesamtauslenkung am Ende des Balkens:

$$D = \frac{N\lambda}{\cos\theta_1 + \cos\theta_2} \tag{1.26}$$

Für die Größtfehlerschätzung gehen wir davon aus, dass wir uns nicht verzählen. Desweiteren setzen wir die exakte Wellenlänge des HeNe-Lasers von $632,8$ nm ein. Damit ergibt sich der Größtfehler als Abschätzung der Winkelfehler zu:

$$\Delta D = \frac{N\lambda}{(\cos\theta_1 + \cos\theta_2)^2}(\sin\theta_1\Delta\theta_1 + \sin\theta_2\Delta\theta_2) \tag{1.27}$$

- **Verdrehung einer Platte**

  Mit der oben genannten Abschätzung für die Strecken bis zum ersten und nach dem letzten Streifen und der Näherung für marginale Drehungen $D = r \cdot \alpha$ ergibt sich für den Winkel α in [rad] der Plattenverdrehung:

$$\alpha = \frac{N\lambda}{r(\cos\theta_1 + \cos\theta_2)} \tag{1.28}$$

  mit: r =Ausdehnung der Platte

  Für den Größtfehler ergibt sich:

$$\Delta\alpha = \frac{N\lambda}{r(\cos\theta_1 + \cos\theta_2)}\left(\frac{\sin\theta_1\Delta\theta_1 + \sin\theta_2\Delta\theta_2}{\cos\theta_1 + \cos\theta_2} + \frac{\Delta r}{r}\right) \tag{1.29}$$

Zeitmittelverfahren

Bei dem von uns nicht angewandten Zeitmittelverfahren wird das Hologramm eines sich bewegenden Objekts aufgenommen. Man kann es als Verallgemeinerung des Doppelbelichtungsverfahren mit jeweils infinitesimal kleinen Belichtungszeiträumen betrachten. Diese Methode dient hauptsächlich zur Ermittlung der räumlichen Verteilung von Schwingungsamplituden einer Oberfläche. Die Beobachtungszeit muss dabei wesentlich größer als die Schwingungsperiode sein, um eine hohe Anzahl an Hologrammen aufnehmen zu können. Da die Momentangeschwindigkeit nur in den Umkehrpunkten gleich Null ist, ist die Belichtungszeit hier am größten. Daraus ergibt sich, dass die Interferenzlinien Bereiche gleicher Schwingungsamplitude sind. Das rekonstruierte Bild entspricht der Überlagerung aller Wellenfelder, die während des Belichtungszeitraums von dem Objekt ausgingen. Es zeigt die Schwingungsknoten am stärksten, alle anderen Amplituden mit schnell abnehmendem Kontrast.

Echtzeitverfahren

Das von uns nicht angewandte Verfahren der Echtzeit-Holographie ist dem der Doppelbelichtung sehr ähnlich. Allerdings wird hier die Photoplatte nur einmal belichtet. Bei der Rekonstruktion fällt das Bild mit dem echten Objekt übereinander. Durch eine leichte Verformung des Objektes entstehen *in Echtzeit* Interferenzmuster, die zur Auswertung der Verformungen hergenommen werden. Der Vorteil dieser Methode ist, dass man mehrere Verformungen untersuchen kann, ohne mehrere Hologramme aufnehmen zu müssen. Der Nachteil liegt in der etwas geringeren Empfindlichkeit des Verfahrens und in der Schwierigkeit des exakten Repositionierens von reproduziertem Bild und Objekt.

2 Versuchsdurchführung und Auswertung

2.1 Off-Axis Hologramme

Zunächst üben wir die wichtigsten Schritte des Aufnahmevorgangs eines Hologramms in Blindversuchen. Im ersten Versuchsteil nehmen wir nun über die Off-Axis-Methode (Abb. 2.1) das Hologramm eines kleinen Plastik-Motorrades (Abb. 2.2) auf. Der Versuchsaufbau ist auf einem massiven Metalltisch gelagert, um Schwingungen zu unterbinden. Als Lichtquelle dient ein HeNe-Laser. Laut Betreuer sollen wir von einer Kohärenzlänge von circa 15 cm ausgehen. Der Strahlteiler ist auf 10 % eingestellt. Beide Strahlen werden durch konkave Spiegel parallelisiert auf Objekt, beziehungsweise Schirm geleitet. Sowohl für den Referenz- als auch für den Objektstrahl wird ein Raumfilter verwendet (Beschreibung siehe Theorieteil). Die Belichtungszeit beträgt 90 Sekunden. Der Wegunterschied beträgt 0-5 cm.

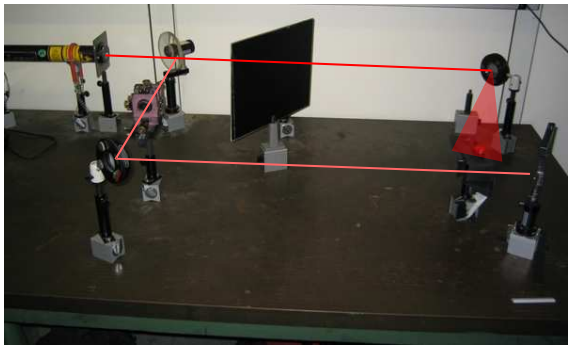


Abb. 2.1: Unser Versuchsaufbau zur Off-Axis-Holographie

Abb. 2.2: Das als 3D-Objekt verwendete Spielzeug-Motorrad

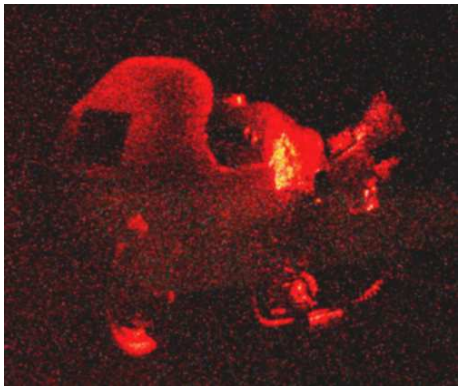


Abb. 2.3: monochromatisches Hologramm des Motorrades (kontrastverbessert mit Photoshop)

Das Hologramm des Motorrads lässt sich gut rekonstruieren. In Abhängigkeit

vom Betrachtungswinkel dreht sich das Motorrad mit. Die Raumwirkung ist klar ersichtlich. Zum Photographieren des rekonstruierten Hologrammes stellen wir die Digitale Kamera auf 8 Sekunden Belichtungszeit ein.

Im Anschluss haben wir noch versucht, von einer Einstein-Büste und einem Eulenkopf ein Hologramm zu erstellen. Diese sind uns leider nicht gelungen. Auf der Platte ist zwar ein Interferenzmuster zu erkennen, eine Rekonstruktion des Hologramms ist jedoch nicht möglich.
Folgende grundsätzliche Fehlerquellen sind uns eingefallen, die wir für unsere Ausführung jedoch fast gänzlich ausschließen:

- Falsch eingestellter Strahlteiler
  Da der Strahlteiler zum Test der korrekten Ausleutung häufig verstellt wird, wäre es theoretisch möglich, dass er bei der Aufnahme nicht wieder auf 10% Reflektion eingestellt gewesen ist. Allerdings haben wir die Strahlteilerposition immer doppelt kontrolliert.

- Zu grosse Lichtwegdifferenz
  Obwohl Laserstrahlung theoretisch sehr kohärentes Licht erzeugt, sollen wir laut unserem Betreuer von einer Kohärenzlänge von circa 15 cm ausgehen. Da wir sowohl bei der Eule, als auch bei der Einstein-Büste Wegunterschiede von circa 5 cm haben, dürfte dies in unserem Fall nicht die Fehlerursache sein.

- Vibrationen während der Belichtung
  Wenn die Versuchsanordnung während der Belichtung auch nur um eine halbe Wellenlänge verstellt wird, kann das aufgenommene Bild vollständig zerstört werden. Wir sind uns im Nachhinein jedoch keiner Situation bewusst, in der wir gerade bei diesen Aufnahmen die Versuchsanordnung durch Vibration gestört hätten.

- Fehlende Intensität - schlechte Reflektivität der Objekte
  Die Einstein-Büste (Abb. 2.4) ist komplett weiß und müsste somit genug Licht reflektieren. Die Eule ist teilweise relativ dunkel, aber zumindest die hellen Umrandungen um Augen und Schnabel müssten auf einem Hologramm gut zu sehen sein.

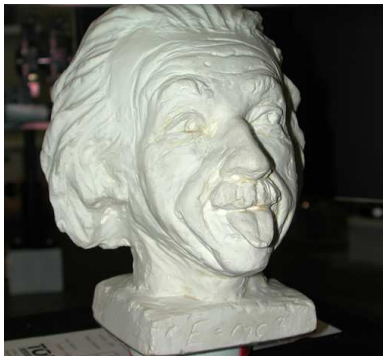


Abb. 2.4: Einstein-Büste

Abb. 2.5: Eulenkopf im Laserlicht (kein Hologramm)

2.2 Doppelbelichtungsverfahren

Für das Doppelbelichtungsverfahren verwenden wir denselben Versuchsaufbau wie bei der Off-Axis-Holographie.

2.2.1 Verbiegung eines Balkens

Zur Messung der Biegung eines Balkens spannen wir einen kleinen Balken aus Stahl an einer Seite ein und platzieren auf der anderen Seite eine Mikrometerschraube, die diesen beim Verstellen der Schraube verbiegt (siehe Abb. 2.6).
Wir verfahren dem Doppelbelichtungsverfahren entsprechend und verwenden als Ausgangszustand eine leichte Vorspannung sowie als veränderten Zustand eine Verstellung der Mikrometerschraube um eine Markierung. Dies entspricht einer Verbiegung von $D = 10\mu m$. Wir haben den Balken so aufgestellt, dass sowohl Einfalls- als auch Ausfallswinkel etwa 45° betragen.

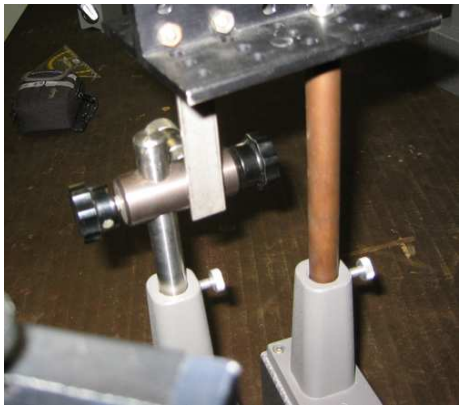


Abb. 2.6: Balken mit Mikrometerschraube zum Verbiegen

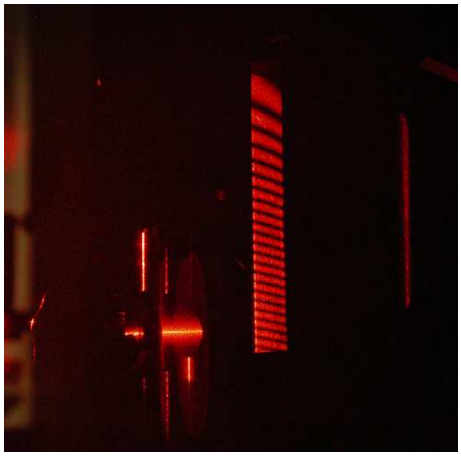


Abb. 2.7: Hologramm des verbogenen Balkens

Mit unseren gemessenen Werten von $\theta_1 = (45 \pm 5)$ Grad und $\theta_2 = (45 \pm 5)$ Grad sowie der Anzahl der gezählten Streifen von $N = 22$ und der HeNe-Laserwellenlänge $\lambda = 632,8$ nm
erhalten wir nach Formel (1.26) und (1.27) eine Verbiegung von $D = (9,84 \pm 0,86) \cdot 10^{-6}\mu m$. Dies entspricht sehr gut den erwarteten $10\mu m$.

2.2.2 Verdrehung einer Platte

Hier verwenden wir eine senkrechte Platte, die auf einem drehbaren Sockel gelagert ist. An diesem ist in einem Abstand von $R = 4,34 \pm 0,02$ cm zur Mitte eine Mikrometerschraube befestigt, die zur Verdrehung der Platte verstellt werden kann. Zwischen Ausgangszustand und verändertem Zustand verstellen wir die Mikrometerschraube wiederum um eine Markierung, also ca. $D = 10\mu m$.
Als Messwerte ermitteln wir wieder $\theta_1 = (45 \pm 5)$ Grad und $\theta_2 = (45 \pm 5)$ Grad, eine

Plattenbreite von $r = (60,04 \pm 0,02)$ mm sowie $N = 15$ Interferenzstreifen. Die Wellenlänge beträgt weiterhin $\lambda = 632,8$ nm.
Daraus ergibt sich nun aus den Formeln (1.28) und (1.29) eine Verdrehung der Platte von $\alpha = (1,12 \pm 0,10) \cdot 10^{-4}$ rad bzw. $\alpha = (6,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-4}$ Grad.
Dies entspricht bei einem Radius von etwa $R = (4,34 \pm 0,02)$ cm vom Mittelpunkt der Anordnung bis zum Ansatzpunkt der Mikrometerschraube einer Mikrometerschraubenverstellung von $D \approx 4,85 \mu m$.
Der gemessene Wert liegt also etwa bei der Hälfte des erwarteten Wertes. Dies könnte am Totspiel der Mikrometerschraube liegen.

Abb. 2.8: Platte mit Mikrometerschraube zum Verdrehen

Abb. 2.9: Hologramm der verdrehten Platte

2.3 Weißlichthologramm

Für die Aufnahme des Weißlichthologramms verwenden wir den im Theorieteil beschriebenen und in Abb. 2.10 abgebildeten Versuchsaufbau. Der Strahlteiler ist hierfür auf 100% Reflexion gestellt, das Licht trifft zunächst von hinten (unbeschichtete Seite) auf die Photoplatte, um dann mit dem sich direkt hinter der Photoplatte befindenden Objekt zu interferieren. Folgende Erfahrungen vorausgegangener Versuche haben wir in unserem Aufbau integriert:

- Die Photoplatte stellen wir nicht senkrecht, sondern um circa 60° zum von hinten einfallenden Laser-Strahl verdreht auf. Dies geschieht, um später beim Betrachten die besten Ergebnisse bei schräg einfallemdem Licht zu erhalten. Im anderen Falle müsste die Lichtquelle direkt hinter dem Kopf des Betrachters liegen.

- Das zu beleuchtende Objekt positionieren wir senkrecht zur Photoplatte und befestigen es mit einem Klebeband direkt auf der Photoplatte (vgl. Abb. 2.11). Damit wollen wir eine möglichst große Intensität der reflektierten Wellenfelder sowie eine geringe Lichtwegdifferenz erreichen.

- Als Objekt wählen wir ein Feuerzeug, dass auf den Flächen kaum Tiefenstruktur aufweist, im Bereich der geöffnete Kappe aber die Möglichkeit lässt, tiefere Strukturen auf zu nehmen. Damit befolgen wir den Tipp, dass sich mit diesem Aufbau für Weißlichtholgramme nur Strukturen im Mikrometerbereich aufzeichnen lassen. Im Bereich der geöffneten Klappe haben wir die Möglichkeit, dies zu überprüfen.

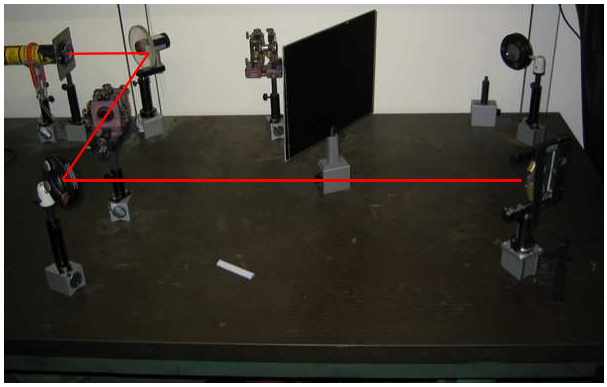


Abb. 2.10: Unser Versuchsaufbau zur Weißlichtholographie

Im ersten Versuch vergessen wir, die Belichtungszeit zu reduzieren, und belichten volle 90 Sekunden. Das Ergebnis ist eine komplett geschwärzte Platte, auf der sich nichts erkennen lässt. Im Gegensatz zur Off-Axis-Anordnung hat der Referenzstrahl hier die zehnfache Intensität. Aus diesem Grund zehnteln wir bei unserem zweiten Versuch, ein Weißlichtholgramm auf zu nehmen, die Belichtungszeit.

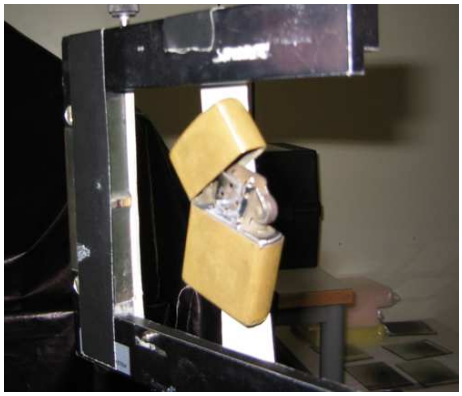


Abb. 2.11: Konstruktion zur Holographie des Zippo-Feuerzeugs direkt auf der Holoplatte aufliegend

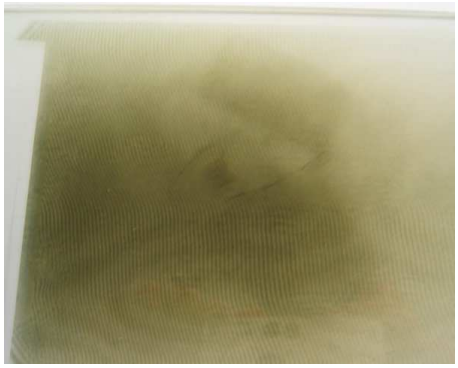


Abb. 2.12: Hologramm des Feuerzeugs (nur schemenhaft zu erkennen)

Wie in Abb. 2.12 zu sehen, fällt die Schwärzung der Photoplatte relativ schwach aus. Wir führen keinen dritten Versuch mehr aus, vermuten aber, dass eine Belichtigungszeit von 15-30 Sekunden zu besseren Ergebnissen führen müsste. Im Off-Axis-Verfahren

fallen zusätzlich zu den 10 % Referenzstrahl auch die vom Objekt reflektierten Wellenfelder auf die Photoplatte. Unser Ansatz die Belichtungszeit zu zehnteln scheint damit übertrieben. Auch auf der relativ schwach geschwärzten Photoplatte lassen sich folgende Dinge erkennen:

- Die Photoplatte trägt Interferenzmuster, außerdem sind die Umrisse des Feuerzeugs klar zu sehen.
- Im Bereich der geöffneten Kappe können wir den Zündmechanismus erkennen. Es lassen sich also auch Strukturen im Milimeterbereich aufzeichnen.
- Trotz des Versuchs, das Hologramm im Sonnenlicht oder starken künstlichen Licht zu betrachten, erhalten wir keinerlei dreidimensionale Raumwirkung. Leider können wir uns das Ausbleiben dieser Raumwirkung nicht erklären.

2.4 Fresnelsche Zonenplatte

Während der Hologrammaufnahmen bemerken wir hinter dem Strahlteiler an der Wand ein Muster, das dem Fresnelscher Zonenplatten entspricht. Durch verstellen der beiden Raumfilter stellen wir fest, dass das linke kleine Muster (in Abb. 2.13 links vom Strahlteilerrand) durch den zum Objektstrahl gehörenden Raumteiler verursacht wird und das rechte grössere Muster von dem zum Referenzstrahl gehörenden.

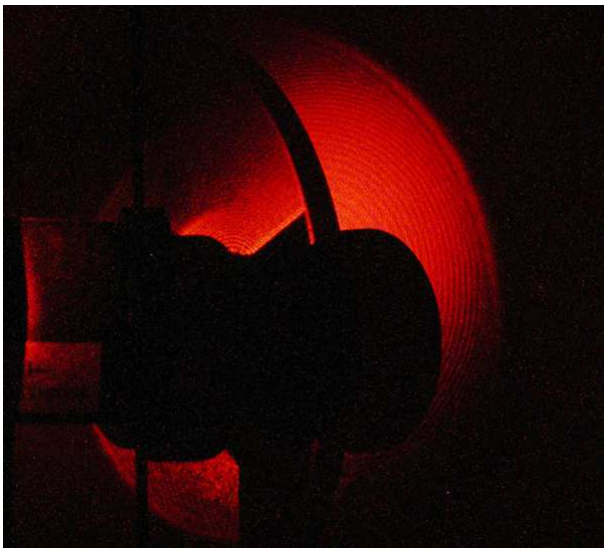


Abb. 2.13: Aufnahme der Zonenplatte hinter dem Strahlteiler

Abb. 2.14: Mit Lineal fotografierte Zonenplatte zur Abschätzung der Dimensionen

Wir wollen das grössere Muster näher untersuchen und herausfinden, wo sich die Punktquelle befindet. Da wir die Zonenplatte nicht genau ausmessen können, schätzen wir den Radius des 20. Streifens auf ca $x_{20} \approx 5$cm. Daraus und aus Formel (1.19) ergibt sich eine theoretische Entfernung der Punktlichtquelle zu $f \approx 100$m. Wir erklären uns dies folgendermaßen:

Das für die Zonenplatte notwendige parallele Lichtbündel kommt genau aus dem Blendenmittelpunkt und wird an der Linse parallelisiert. Die vermeintliche Punktlichtquelle ist ein Staubteilchen, das sich genau vor dieser Blende befindet. Die an diesem Staubteilchen entstehende Kugelwelle wird an der Linse nicht vollständig parallelisiert, sondern verläuft weiter als leicht divergente Kugelwelle mit $f \approx 100$m. Die genaue Position der Punktquelle können wir leider nicht bestimmen, da wir die Brennweite der Linse nicht kennen.

Literaturverzeichnis

[1] D. Meschede, *Gerthsen Physik*, 21. Auflage, 2002

[2] M. Miler, *Optische Holographie*, 2. Auflage, 1978

[3] Ju. I. Ostrowski, *Holographie - Grundlagen, Experimente und Anwendungen*, 2. Auflage, 1988

[4] D.P. Hoeh, M. Schmuck, *Holographie, Holographische Interferometrie*, 2002

[5] S. Brieger, M.S. Rill, *Holographie*, 2002

[6] F. Knorr, *Laser - Grundlagen, Systeme und Anwendung*, 2002

[7] *Wikipedia*, `www.wikipedia.de`

[8] *Holographie-Online.de*, `www.holographie-online.de`