

# Fortgeschrittenenpraktikum

Lorenz Drescher, Tom Heinrich, Guido Falk von Rudorff  
Valeri Kozich (Tutor)

13.01.2012 (Versuch), 17.01.2012 (Auswertung)

# 1 Holographie

## Physikalische Grundlagen

**Kohärenz** Bedingung für das Auftreten von zeitlich konstanten und damit gut beobachtbaren Interferenzerscheinungen ist eine kohärente Lichtquelle. Dabei wird unterschieden zwischen der zeitlichen und der räumlichen Kohärenz. Die erste Variante bezeichnet zwei Wellen, die identisch sind, aber zeitlich verschoben interferieren. Ein Beispiel dafür ist das →Michelson-Interferometer, weil dort ein Strahl in zwei identische aufgespalten wird, jedoch eine unterschiedliche Weglänge zu einem zeitlich konstanten Phasenversatz führen. Sei die Feldstärke des Ursprungsfeldes  $E(t)$  und die der beiden Teilstrahlen  $E_i(t)$ , so gilt

$$E_1(t) = E_2(t + \Delta t)$$

Dabei ist  $\Delta t$  der Zeitversatz. Näheres wird beim Interferometer erläutert. Räumliche Kohärenz ist v.a. bei ausgedehnten Lichtquellen relevant und ist dann gegeben, wenn sich die Phasenbeziehung zweier Wellen unter Variation des Ortes auf der Ausbreitungsachse nicht ändert. In diesem Versuch müssen beide Bedingungen erfüllt sein. Allerdings sind sowohl der Begriff als auch die Bedingung nicht zu eng zu sehen: auch eine partiell kohärente Strahlung kann genutzt werden – wie es auch in diesem Versuch geschieht. Partielle Kohärenz ist über den Selbstkohärenzgrad  $\gamma(\Delta t)$  definiert. Ist dieser gleich 1, so spricht man von vollständig kohärenter Strahlung, bei  $\gamma = 0$  wird die Strahlung vollständig inkohärent genannt und in allen anderen Fällen handelt es sich um partiell kohärente Strahlung. Werte außerhalb des Intervalls  $[0, 1]$  können bei harmonischen Wellen nicht vorkommen[6].

Aus der Abhängigkeit des Selbstkohärenzgrads von der zeitlichen Verschiebung zweier Wellen ist schon ersichtlich, dass es eine Grenze gibt, ab der eine Strahlung nicht mehr als kohärent angesehen werden kann. Die Strecke, die Strahlung zurücklegen kann, bevor sie nicht mehr kohärent ist, nennt man Kohärenzlänge. Zur Definition verwendet man die Kontrastfunktion

$$K(\Delta t) = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (1.1)$$

wobei  $I_{\max}$  die maximale Intensität der Interferenzmuster und  $I_{\min}$  die minimale beschreibt. Nach [6] gilt  $K(0) = 1$ ; die Kohärenzlänge ist erreicht, sobald

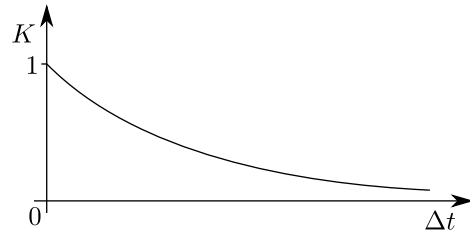
$$\frac{K(\Delta t_c)}{K(0)} = \frac{1}{e}$$

erreicht wird. Die Zeitspanne  $\Delta t_c$  wird in die Kohärenzlänge  $l$  über die Lichtgeschwindigkeit umgerechnet

$$l = c\Delta t_c$$

Für zwei gleichintensive Wellen gilt

$$K(\Delta t) = |\gamma(\Delta t)|$$



**Abb. 1.1:** schematischer Verlauf der Kontrastfunktion  $K$  für einen quasi-monochromatischen Laser nach [6]

Die Kohärenzlänge kann z.B. im Interferometer durch Variation der Strahlengängen bestimmt werden. Für einen unstabilierten He-Ne-Laser wären typische Werte[1] etwa

$$l \simeq 30 \text{ cm} \quad \Delta t_c \simeq 1 \text{ ns}$$

**Mathematik der Holographie** Das Bild, das bei einer holografischen Aufnahme gespeichert wird, ist die Fourier-Transformierte des Ursprungsbildes, sodass eine erneute Beugung an diesem Muster wieder das Originalbild erzeugt wie auch die Transformierte der Transformierten wieder die Ursprungsfunktion ergibt. Dabei geht in der Praxis i.d.R. die Farbinformation verloren. Hologramme in Originalfarben sind mit mehreren übereinandergelegten Hologrammen jedoch möglich. Für die ortsabhängige Belichtung  $B$  der Fotoplatte gilt der Zusammenhang

$$B(x, y, t_B) = \int_0^{t_B} I(x, y, t) dt$$

Da der Aufbau stabil sein muss, also die Intensität nur sehr geringfügig über den Belichtungszeitraum  $[0, t_b]$  schwankt, lässt sich das umformulieren zu

$$B(x, y, t_B) \simeq I t_B \quad (1.2)$$

Die Intensität kann nun genauer untersucht werden, weil sich bei einer holografischen Aufnahme immer der vom Objekt reflektierte Strahl  $O$  und der Referenzstrahl  $R$  überlagern. Allgemein gilt für das E-Feld der auf die Fotoplatte einfallenden Strahlung, die die Superposition der Objektwelle  $E_O$  und der Referenzwelle  $E_R$  gleicher Frequenz  $\omega$  darstellt

$$\begin{aligned} E(\vec{r}, t) &= E_O(\vec{r}, t) + E_R(\vec{r}, t) \\ &= O e^{i(\vec{k}_O \vec{r} - \omega t)} + R e^{i(\vec{k}_R \vec{r} - \omega t)} \end{aligned}$$

Der komplex konjugierte Ausdruck lautet

$$E^*(\vec{r}, t) = O e^{i(\omega t - \vec{k}_O \vec{r})} + R e^{i(\omega t - \vec{k}_R \vec{r})}$$

Für die Intensität gilt also mit  $\theta = \vec{k}_O - \vec{k}_R$

$$I(\vec{r}) = |E|^2 = E(\vec{r}, t)E^*(\vec{r}, t) \\ = O^2 + ORe^{i(\vec{k}_O - \vec{k}_R)\vec{r}} + ROe^{i(\vec{k}_R - \vec{k}_O)\vec{r}} + R^2 \quad (1.3)$$

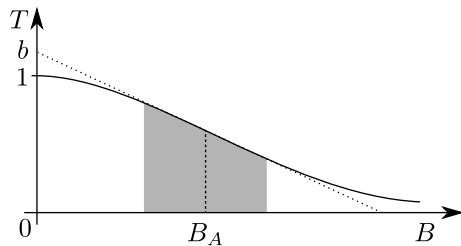
$$= O^2 + ORe^{i\theta\vec{r}} + ROe^{-i\theta\vec{r}} + R^2 \\ = |E_O|^2 + |E_R|^2 + E_RE_O^* + E_OE_R^* \quad (1.4)$$

Die Intensität ist nach Glg. (1.3) nicht mehr zeitabhängig – wie es auch für die Näherung in Glg. (1.2) angenommen wurde. Manchmal wird auch die Kurzschreibweise in Glg. (1.4) genutzt aus der jedoch nicht die Zeitunabhängigkeit direkt ersichtlich ist, da die einzelnen Faktoren durchaus noch von der Zeit abhängen.

**Amplituden- und Phasenhologramm** Der Transmissionsgrad  $\tau$  des Hologramms ist i.A. komplex und vom jeweiligen betrachteten Ort auf dem Hologramm abhängig. Damit kann man allgemein schreiben

$$\tau = \tau(x, y) = T(x, y)e^{i\varphi(x, y)} \quad (1.5)$$

Wird bei dem Aufnahmeverfahren ein Hologramm mit  $\varphi = \text{const}$  erstellt, so spricht man von einem Amplitudenhologramm, mit  $T = \text{const}$  handelt es sich um ein Phasenhologramm. Genau genommen bezeichnen diese Namen nur Grenzfälle; praktische Aufnahmen stellen i.d.R. eine Mischung beider dar. Dabei haben Phasenhologramme den Vorteil, dass sie einen veränderten Brechungsindex des Materials anstelle einer Schwärzung von Fotoplaten nutzen, sodass sie insgesamt lichtstärker als Amplitudenhologramme sind. Im Rahmen dieses Versuches wird zunächst ein Amplitudenhologramm erstellt, das dann durch chemische Prozesse in ein Phasenhologramm umgewandelt wird.



**Abb. 1.2:** schematischer Verlauf der Amplitude  $T$  des Transmissionsgrads in Abhängigkeit von der Belichtung  $B$  mit linearer Näherung (gepunktet) in einem Bereich (grau) um den Arbeitspunkt  $B_A$  nach [6]

In Abb. (1.2) ist die typische Abhängigkeit zwischen der Transmission  $T$  und der Belichtung  $B$  aufgetragen. Um einen Ausdruck für die Ortsabhängigkeit von  $T$  angeben zu können, wird diese Relation als linear genähert, was im Umfeld des Arbeitspunktes  $B_A$  zulässig erscheint. Durch die negative Steigung ergibt sich

$$T(x, y) = a - bB(x, y)$$

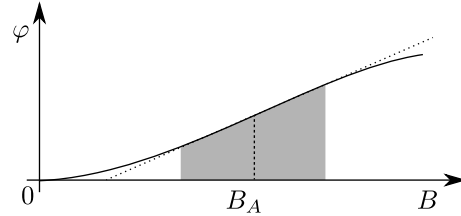
Die beiden Konstanten  $a$  und  $b$  sind vom genauen Aufnahmeverfahren abhängig; lediglich die Belichtung lässt

sich mit Glg. (1.2) und Glg. (1.4) noch ersetzen

$$T(x, y) = a - bt_B \\ = a - bt_B(|E_O|^2 + |E_R|^2 \\ + E_RE_O^* + E_OE_R^*) \quad (1.6)$$

$$\Rightarrow \tau(x, y) = C[a - bt_B I(x, y)] \quad (1.7)$$

mit einer Konstanten  $C = e^{i\varphi}$ .



**Abb. 1.3:** schematischer Verlauf der Phase  $\varphi$  des Transmissionsgrads in Abhängigkeit von der Belichtung  $B$  mit linearer Näherung (gepunktet) in einem Bereich (grau) um den Arbeitspunkt  $B_A$  nach [6]

Analog lässt sich das Phasenhologramm betrachten. Auch dort ist nach Abb. (1.3) eine lineare Näherung möglich – diesmal mit positiver Steigung.

$$\varphi(x, y) = a' + b't_B I(x, y) \quad (1.8)$$

Allerdings geht nach Glg. (1.5) die Phase  $\varphi$  über eine e-Funktion in den Transmissionsgrad  $\tau$  ein. Durch eine erneute Näherung über

$$e^x = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{x^n}{n!} \simeq 1 + x$$

lässt sich Glg. (1.8) in Glg. (1.5) einsetzen

$$\tau(x, y) \simeq T [(1 + ia') + ib't_B I(x, y)]$$

Dieser Ausdruck ähnelt der Glg. (1.7).

Bei der Rekonstruktion des Bildes wird nun die einfallende Referenzstrahlung mit dem Transmissionsgrad multipliziert. Für die neue Strahlung  $E'_O$  gilt

$$E'_O = E_RT(x, y) \\ = E_R [a - bt_B (|E_O|^2 + |E_R|^2 + E_RE_O^* + E_OE_R^*)] \\ = E_R \underbrace{(a - bt_B |E_R|^2)}_A - \underbrace{E_R bt_B |E_O|^2}_B \\ - \underbrace{E_R bt_B E_R E_O^*}_C - \underbrace{E_R bt_B E_O E_R^*}_D$$

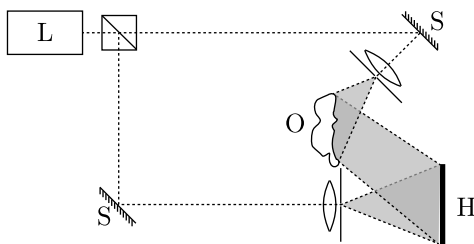
mit der nullten Beugungsordnung  $A$ , der verbreiterten nullten Beugungsordnung  $B$ , dem konjugierten, reellen und pseudoskopischen Bild  $C$  sowie dem virtuellen Bild  $D$ . Jeder dieser Terme hängt explizit von  $k_R$  bzw.  $k_O$  ab

$$A = R(a - bt_B R^2) e^{i(\vec{k}_R \vec{r} - \omega t)} \\ B = bt_B O^2 e^{i(\vec{k}_R \vec{r} - \omega t)} \\ C = bt_B e^{2i(\vec{k}_R \vec{r} - \omega t)} e^{i(\omega t - \vec{k}_O \vec{r})} \quad (1.9)$$

$$D = bt_B R^2 e^{i(\vec{k}_O \vec{r} - \omega t)} \quad (1.10)$$

**Aufnahmevarianten** Im Gegensatz zur Fotografie wird bei der Holographie nicht nur die Intensität sondern auch die Phasenbeziehung und damit die gesamte Information über die Wellen der Objektstrahlung gespeichert, sodass der dreidimensionale Eindruck bei der Wiedergabe erhalten bleibt. Dafür ist die Verwendung eines Referenzstrahls nötig.

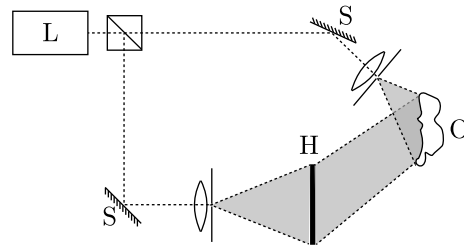
Der starke Einfluss der Strahlungsintensität nach Glg. (1.2) auf die Qualität der Rekonstruktion ist ein Beleg dafür, dass der Aufbau sehr stabil gehalten werden muss. Das kann z.B. mittels eines optischen Tisches und ferngesteuerter Blendenöffnung für die Belichtungszeit  $t_B$  geschehen. Alternativ können auch kurze Laserpulse eingesetzt werden, sodass selbst sich bewegende Objekte in einer Momentaufnahme festgehalten werden können[6]. Der Aufbau sollte möglichst kompakt gehalten werden, auf jeden Fall darf kein Strahlengang vorkommen, der länger als die  $\rightarrow$ Kohärenzlänge ist, sodass umgekehrt die Anforderung an die Kohärenzlänge lautet, dass sie größer als die größten auftretenden Weglängendifferenzen sein muss. Auch sollten beide Strahlengänge in etwa gleich lang sein. Die abgebildeten Gegenstände sollten möglichst gut diffus streuen, damit hinreichend Licht vom Objekt für die Aufnahme zur Verfügung steht[6] – metallische Gegenstände sind aufgrund der starken Reflexion nicht geeignet, da das Hologramm an einigen Stellen ähnlich wie bei einer Blitzlichtfotografie über einen Spiegel überbelichtet wäre. Daneben muss die einfallende Strahlung – hier rote Laserstrahlung – vom Objekt reflektiert werden. Gut geeignete Objekte wären also aus roten oder weißen Materialien hergestellt. Generell wird zwischen zwei Verfahren unterschieden: der Transmissions- und der Reflexionsholografie. Die beiden Begriffe beziehen sich auf die Wiedergabe des Hologramms und nicht auf die Aufnahme.



**Abb. 1.4:** Aufnahme eines Transmissionshologramms H eines Objektes O mittels eines Lasers L und Spiegeln S nach [2]

Der Aufbau für die Transmissionsholografie ist in Abb. (1.4) eingezeichnet. Die Linsen und Blenden werden dazu verwendet, störende Interferenzerscheinungen auszufiltern. Die Linsen weiten den Strahl auch auf, sodass das ganze Objekt ausgeleuchtet werden kann. Zur Wiedergabe reicht es aus, nach der Entwicklung des Hologramms den Objektstrahlengang zu verdecken und das Hologramm an die gleiche Stelle wie bei der Aufnahme zu setzen. Dann kann von der dem Laser abgewandten Seite das virtuelle Bild an der Stelle des Objektes gesehen werden. Unter dem gleichen Winkel aber auf der Sei-

te des Betrachters tritt noch ein reelles konjugiertes Bild auf, das bei Betrachtung auf einer Oberfläche wie eine Invertierung des Objekts aussieht. Objektstrahl und Referenzstrahl sollten nicht unter dem gleichen Winkel auf das Hologramm auftreffen, da sich sonst beim Betrachten der Laserstrahl und die beiden Bilder überlagern. Daher ist die Objekthalterung gegen den Strahlengang geneigt.

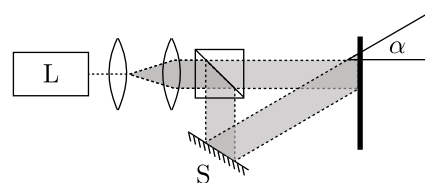


**Abb. 1.5:** Aufnahme eines Reflexionshologramms H eines Objektes O mittels eines Lasers L und Spiegeln S nach [2]

Der Aufbau zur Aufnahme eines Reflexionshologramms ist in Abb. (1.5) dargestellt. Reflexionshologramme sind Weißlichthologramme, d.h. sie können unter Verwendung von weißem, nicht kohärenten Licht angesehen werden. Das ist möglich, weil das Filmmaterial im Vergleich zum Transmissionshologramm deutlich dicker ist und die stehende Welle – das Interferenzmuster ist zeitlich näherungsweise konstant – innerhalb des Filmmaterials in etwa 15 Interferenzschichten[6] aufgezeichnet wird, sodass nach BRAGG-Reflexion ein Bild entsteht, für das die Bedingung

$$2d \sin \alpha = n\lambda \quad (1.11)$$

gilt, wobei  $\alpha$  der Winkel zwischen Betrachterposition und Hologrammebene und  $d$  der Abstand der einzelnen Interferenzebenen ist.  $d$  liegt typischerweise in der Größenordnung von einem halben Mikrometer. Schaut man sich das Hologramm aus unterschiedlichen Winkeln an, so ändert sich auch die Farbe entsprechend. Zur Wiedergabe wird das Hologramm von der Seite des Betrachters aus mit weißem Licht bestrahlt.



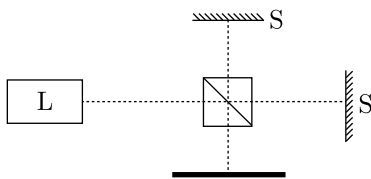
**Abb. 1.6:** Herstellung eines optischen Gitters durch Interferenz; das Linienmuster verläuft senkrecht zu der Bildebene

**optisches Gitter** Durch Interferenz lässt sich auch ein optisches Gitter mit hoher Fertigungsgenauigkeit herstellen, dessen Gitterkonstante  $d'$  jedoch mindestens der Wellenlänge  $\lambda$  des verwendeten Laserlichts entspricht. Für

die Gitterkonstante gilt mit dem Winkel in Abb. (1.6)

$$d' = \frac{\lambda}{\sin \alpha}$$

**Michelson-Interferometer** Zur Empfindlichkeitsmessung kann dieses Interferometer verwendet werden, dessen Aufbau in Abb. (1.7) dargestellt wird. Durch die Interferenz der beiden Teilstrahlen bildet sich ein Interferenzmuster aus Linien, die nicht zwingend gerade sein müssen. Über die Kontrastfunktion kann man aus den relativen Intensitäten den Selbstkohärenzgrad bestimmen. Das Interferometer ist in der Lage, auch kleine relative Längenänderungen der beiden Strahlengänge in der Größenordnung der Wellenlänge der eingesetzten kohärenten Strahlung zu messen und in Grenzen Aussagen über die verwendete Spiegeloberfläche zu treffen.



**Abb. 1.7:** Aufbau eines MICHELSON-Interferometers mit zwei Spiegeln S, einem Laser L und einer Bildebene. Zur besseren Beobachtung kann der Strahlengang vor dem Strahlteilerwürfel auch durch Linsen aufgeweitet werden.

Wird nun einer der beiden Spiegel geringfügig bewegt, so ändert sich das Interferenzmuster deutlich, sodass leicht getestet werden kann, welchen Einfluss verschiedene Er-

## Aufbau

Dieser Versuch umfasst zwei Teile – der erste ist die Empfindlichkeitsschätzung des Aufbaus für den zweiten Teil mittels eines MICHELSON-Interferometers. Der Aufbau des Interferometers ist in Abb. (1.7) skizziert und wird daher nicht wiederholt. Allerdings wurde für die Aufnahme der Hologramme nicht der Aufbau nach Abb. (1.5) verwendet, sondern eine kompaktere Bauweise nach DENISJUK, wie sie in Abb. (1.8) skizziert ist. Durch diesen Aufbau wird die Anzahl der benötigten optischen Elemente stark reduziert. Der Laserstrahl wird mittels einer Loch-

## Durchführung

### Weißlichthologramm

Aus organisatorischen Gründen wurde die Reihenfolge der beiden Aufgabeteile vertauscht und zunächst die Hologramme aufgenommen. Dazu sollte die Pinhole-Blende zunächst so justiert werden, dass die Beleuchtungsstärke möglichst nah an dem Optimum für den Film liegt. Die optimale Beleuchtungsstärke vor dem Glasfilter, der vor dem Objekthalter angebracht war, sei nach Angaben des

eignisse auf die Messergebnisse bei der Holographie haben werden. Denn auch bei der Holographie spielen ähnlich geringe Phasenunterschiede eine wichtige Rolle. Wird ein Spiegel um  $\lambda/2$  bewegt, so erscheint entweder ein neuer Interferenzring oder es verschwindet einer – je nach Bewegungsrichtung. Die im Skript genannte Bedingung, dass die beiden optischen Wege ungefähr gleich lang sein sollen, ist für das Interferometer an sich nicht zwingend zu erfüllen, sondern hat nur bei der Anwendung der Kontrastfunktion eine Bedeutung, da diese von der Länge der Strahlengänge abhängt.

**Filmmaterial** Der verwendete Film Slavich PFG-01 ist für Wellenlängen zwischen 600 und 680 nm besonders empfindlich.[5] Die empfohlene Belichtungszeit liegt zwischen zwei und zehn Sekunden. Während der Lufttrocknung schrumpft die Gelatineschicht des Filmmaterials. Das Ausmaß dieser Schrumpfung hängt linear von der Konzentration des Entwicklers ab. Damit ändert sich die Farbe der Hologramme unter Beibehaltung des Blickwinkels. Gilt beispielsweise  $\alpha = 30^\circ$  und hat der Laser die Wellenlänge  $\lambda = 633$  nm, so gilt nach Glg. (1.11) für  $n = 1$

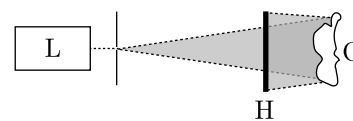
$$d = \frac{\lambda}{2 \sin \alpha} = \lambda = 633 \text{ nm}$$

Schrumpft die Gitterkonstante auf  $d = 560$  nm, so wäre die neue Wellenlänge

$$\lambda = 2d \sin \alpha = 560 \text{ nm}$$

was grünem Licht entspricht.

blende und einer Linse aufgeweitet, sodass das gesamte Objekt erfasst werden kann.



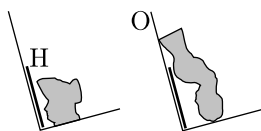
**Abb. 1.8:** Aufnahme eines DENISJUK-Reflexionshologramms H eines Objektes O mittels eines Lasers L und einer Pinhole-Blende nach [2]

Tutors 600 lx. Mittels eines Belichtungsmessers „Minolta Auto Meter IV F“ wurde vor dem Glasfilter 7,9 bzw. 8,0 EV gemessen, was nach der Umrechnungstabelle des Geräts 600 bzw. 640 lx entspricht. Die Glasplatte reduzierte diesen Wert stark auf 7,2 und somit 370 lx. Der große Unterschied bei der Umrechnung ist dem exponentiellen Zusammenhang geschuldet. Der Vollständigkeit halber sei angemerkt, dass die Raumtemperatur zu Beginn des Versuches  $19,6^\circ\text{C}$  und während der Aufnahmen kon-

stant  $20,4^{\circ}\text{C}$  betrug. Da die Zahlen nur qualitativ betrachtet werden, ist hier in beiden Fällen auf eine Fehlerabschätzung verzichtet worden.

Der gesamte Aufbau befand sich auf einem nur mit dem Boden verbundenen sehr schweren Tisch mit einer stabilen Metallplatte, auf dem die optischen Bauteile mit Magneten befestigt wurden. Der Tisch stand in einem bis auf eine kleine Belüftungsöffnung fensterlosen Raum, dessen Innenwände über weite Bereiche schwarz gestrichen waren. Der Aufbau selbst befand sich in einem Holzkasten, an dessen Innenseiten schwarzer Karton angetackert war. Durch eine kleine Öffnung trat der Laserstrahl mit  $\lambda = 632,8\text{nm}$  in die Kiste ein, deren Deckel abgehoben werden konnte. Während der Aufnahmen waren das kleine „Fenster“, die Vorhänge an der Tür und die Kiste geschlossen. Alle Maßnahmen haben den Zweck, unerwünschtes Streulicht und Schwingungen zu verhindern und die Aufnahme der Hologramme zu vereinfachen.

Nach der Justierung wurden die Objekte – hier zwei Porzellanfiguren von etwa 10cm Höhe – vorbereitet. Ein Problem dabei war die feste Verbindung zwischen Film- und Objekthalter. Damit konnten die Figuren nicht einfach nur vertikal verschoben werden, um statt des Sockels den Kopf der Büsten aufzunehmen. Die eine Figur wurde kopfüber aufgestellt und mittels eines Pappstreifens an der o.a. Glasscheibe befestigt; die andere ist bei diesen Vorbereitungen leider heruntergefallen, sodass der Kopf nun alleine zur Verfügung stand. Für den Versuch bot das die Möglichkeit, auszunutzen, dass Porzellanfiguren aus Fertigungsgründen i.d.R. hohl sind: der Kopf wurde auf ein zusammengerolltes Papier gesteckt, dessen unteres Ende abgeknickt und auf schwarze Pappe geklebt wurde. Um zusätzliche Reflexionen zu vermeiden, ist dieser Halersatz soweit wie möglich ebenfalls mit schwarzer Pappe abgedeckt worden. In beiden Fällen wurde versucht, die Figur möglichst nah an den Film zu bringen, der wiederum möglichst eben in einer Schiene am Glas befestigt war. Die Positionierung ist schematisch in Abb. (1.9) eingezeichnet. Dabei ist sichtbar, dass der Abstand zum Film bei der vollständigen Figur etwas größer war. Zum Einsetzen des Films musste die vollständige Figur jeweils herausgenommen werden, sodass die Positionierung immer leicht anders gewesen ist.



**Abb. 1.9:** Positionierung der Porzellanfiguren (nicht maßstabsgetreu) mit Objekthalter O und Film H

Eine weitere Schwierigkeit beim Befestigen der Hologrammfilme bestand darin, dass sie trotz des erfolgten Zuschneidens auf die Schablonengröße etwas zu breit für die Halterung waren und somit leicht gebogen eingesetzt werden mussten. Weiteres Zuschneiden wäre aufgrund der schwachen Beleuchtung ein Vabanque-Spiel und wurde hier unterlassen. Nach den Herstellerangaben [5] und den Hinweisen des Tutors haben wir uns für eine Belichtungs-

zeit zwischen einer und drei Sekunden in Schritten von je einer Sekunde entschieden. Die Filme wurden dahingehend markiert, dass ihnen so viele Ecken abgeschnitten wurden, wie die um eins verminderte Belichtungszeit in Sekunden betrug. Die Aufnahme wurde durch die Fernsteuerung der Blende ermöglicht: der Laser blieb den ganzen Versuch über in Betrieb und konnte somit stabil arbeiten, die Fernsteuerung hat auch die Belichtungszeit reguliert, sodass von annähernd korrekten Zeiten ausgegangen werden kann. Eine Fehlerabschätzung ist hier nicht nötig, weil die Belichtungszeit nur quantitativ relevant ist. In eine Intensität kann die Beleuchtungsstärke auch in Zusammenspiel mit der Belichtungszeit nicht ohne Weiteres direkt umgerechnet werden, da Lux nicht in Watt pro Quadratmeter sondern in Lumen pro Quadratmeter definiert ist und die Einheit Lumen die Empfindlichkeit des menschlichen Auges berücksichtigt, sodass der Zusammenhang zur Intensität wellenlängenabhängig ist.

Für jede der sechs Aufnahmen wurde also der Film eingesetzt und das Objekt ggf. neu positioniert. Erst nach einer Wartezeit von etwa 10-20 Sekunden wurde ferngesteuert die Blende geöffnet. Danach wurde der benutzte Film in die dafür vorgesehene lichtundurchlässige Schachtel gelegt, die sich in einer weiteren Kiste befand, die bis dahin die Filme enthielt. Nachdem alle Aufnahmen angefertigt worden waren, wurden sie ins Fotolabor gebracht. Dort mussten zunächst die verschiedenen Bäder für die Filme vorbereitet werden. Als Entwickler diente eine Mischung aus je 50 ml Ascorbinsäure mit einer Konzentration von 36 g auf einen Liter Wasser und eine Mischung unbekannter Konzentration aus Dinatriumhydrogenphosphat  $\text{Na}_2\text{HPO}_4$  sowie Natriumhydroxid  $\text{NaOH}$ . Beide waren bereits angesetzt und mussten nur abgemessen und gemischt werden. Dabei reagiert die Ascorbinsäure mit den Silberhalogeniden des Films[5], die andere Mischung wird als Pufferlösung zur Stabilisierung des pH-Wertes verwendet, indem die  $\text{H}^+$  gebunden wurden. In diesem Entwicklerbad wurden die Filme für etwa zwei Minuten belassen. Danach war eine deutliche Schwärzung des ansonsten gelblichen Filmmaterials von etwa einem Viertelmillimeter Dicke sichtbar, dessen fotoaktive Schicht zwischen sieben und acht Mikrometern dick ist[5]. Die Schwärzung ist darauf zurückzuführen, dass die Silberhalogenide zu Silber reduziert wurden. Die benetzte Oberfläche der Filme wurde in einem Bad destillierten Wassers von Rückständen des Entwicklers gereinigt. Als Bleichbad wurde 0,4-prozentige Chromschwefelsäure verwendet. Dabei verblieben die Filme nach Herstelleranweisung so lange im Bleichbad, bis die Schwärzung nicht mehr sichtbar war. Der Zweck der Bleichung war die Umwandlung des aufgenommenen Hologramms von einem Amplituden- in ein Phasenhologramm. Die dafür nötige Zeit betrug zwischen einer und zwei Minuten. Danach wurden die Filme etwa eine halbe Stunde lang in destilliertem Wasser gespült, wobei nach etwa 15 Minuten die Filme kurz bewegt worden sind. Der anschließende Trocknungsprozess dauerte eine Stunde und lief in einem Trocknungsschrank ab, in dem die Filme an Klammern aufgehängt worden waren. Als Beleuchtung während dieser

Arbeit wurde – wie bei der Aufnahme der Hologramme – grünes Licht verwendet, da die Filme in diesem Wellenlängenbereich kaum empfindlich sind.

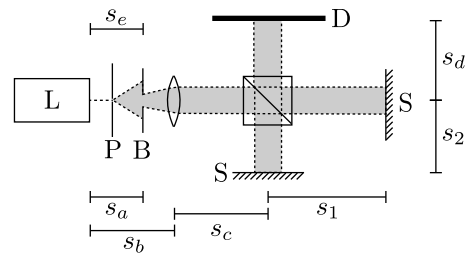
Das Ergebnis konnte unter dem Licht der Halogenlampe betrachtet werden: auf den Filmen für die Belichtungszeit von drei Sekunden war nichts zu erkennen; die verbleibenden Aufnahmen des Männerkopfes zeigten im Wesentlichen die Hutkrempe als schwache Linie. Die besten Aufnahmen waren die der Frauenbüste bei einer Belichtungszeit von einer und von zwei Sekunden, wobei das Bild bei einer Belichtungszeit von zwei Sekunden wesentlich deutlicher erkennbar ist. Dieses Ergebnis wird im Abschnitt „Diskussion“ besprochen. Die Farbe des Hologrammbilds mit zwei Sekunden Belichtungszeit ist über große Bereiche des Betrachtungswinkels grün, bei besonders flachen Winkeln wird es gelblich. Beim pseudoskopischen Bild sowie bei der Aufnahme mit einer Belichtungszeit von einer Sekunde ist der Bereich mit grüner Färbung deutlich kleiner. Die Färbung entspricht den in der Vorbereitung des Versuchs errechneten Schätzwerten für die Schrumpfung des Filmmaterials. Die Bildgröße entspricht ungefähr der Objektgröße, was plausibel ist, da die Schrumpfung im Wesentlichen die Gelatineschicht nicht aber das Trägermaterial betrifft, sodass die Position des Beugungsgitters nicht wesentlich verändert ist, dafür aber der Abstand der Gitterebenen verkleinert wurde. Bei hoher Beleuchtungsintensität verschwimmt die Darstellung des Bildes zusehends, am klarsten sind beide Bilder eines Hologramms bei mittlerer, hier nicht näher quantifizierbarer Beleuchtungsintensität zu erkennen.

Auch bestehende Aufnahmen anderer Gruppen wurden mittels der Halogenlampe betrachtet. Das virtuelle Bild liegt an der Stelle, an der das Objekt durch den Laserstrahl beleuchtet wurde, das virtuelle Bild ist sichtbar, wenn man das Hologramm von der anderen Seite betrachtet. Diese Positionen resultieren daher, dass bei dieser Aufzeichnungsmethode der Film das Muster speichert, dass bei Interferenz mit dem Referenzstrahl nach der Reflexion am Objekt entsteht. Auf diese Weise wird später durch die Beugung die Wellenfront so wiederhergestellt, wie sie vom Objekt reflektiert würde, gäbe es kein Hologramm, sondern nur die Referenzstrahlung. Da der Wellenvektor  $\vec{k}_O$  beim virtuellen Bild nach Glg. (1.10) positiv ein- geht, aber in Glg. (1.9), die das pseudoskopische Bild beschreibt, negativ verwendet wird, erwartet man das pseudoskopische Bild auf der anderen Seite des Hologramms. Das deckt sich mit den Angaben in [6].

### Michelson-Interferometer

Der zweite Teil des Versuchsaufbaus befasste sich mit der Empfindlichkeit des Aufnahmeverfahrens. Dazu wurde das Interferenzmuster eines MICHELSON-Interferometers qualitativ und quantitativ untersucht. Dabei wurde ausgenutzt, dass das Interferenzmuster genau wie die Hologrammaufnahme gegenüber Längenänderungen der optischen Wege in der Größenordnung von Bruchteilen der Wellenlänge empfindlich ist, also ein Maß für die Empfindlichkeit des Aufbaus darstellt. Ändert sich das In-

terferenzmuster deutlich, so würde unter dem gleichen Einfluss eine Hologrammaufnahme fehlschlagen. Der zugrundeliegende Aufbau ist in Abb. (1.10) eingezeichnet und entspricht damit im Wesentlichen dem Aufbau in Abb. (1.7) aus der Vorbereitung.



**Abb. 1.10:** Verwendeter MICHELSON-Aufbau für das Interferometer (nicht maßstabgetreu) mit Laser L, Pinhole P, Blende B, nachgeschalteter Linse und Strahlteilerwürfel, den beiden Spiegeln S und dem Detektor (entweder Fotodiode oder weißer Schirm)

Laser, Pinhole und Blende waren schon montiert. Die Linse wurde so positioniert, dass der Strahl durch die Beugung am Pinhole divergente Strahl wieder kollimiert wurde. Die Blende wurde so eingestellt, dass die Seitenflächen des Strahlteilerwürfels für den Strahl möglichst ausgenutzt wurden. Das Pinhole war schon im ersten Aufgabenteil mit besonderer Sorgfalt auf symmetrische Ausleuchtung ausgerichtet worden; die Einstellung wurde jetzt übernommen. Die in Abb. (1.7) bezeichneten Längen nach der Justierung sind in Tab. (1.1) eingetragen. Alle Längenangaben wurden mit einem Stahllineal gemessen und sind auf etwa einen Zentimeter genau. Der vergleichsweise große Fehler stammt daher, dass die optischen Bauteile selbst keine präzisere Bestimmung zulassen. Abstände relativ zum Strahlteiler wurden bis zur Mitte desselben gemessen.

Strecke	Länge [cm]
$s_a$	$(28,0 \pm 1,0)$
$s_b$	$(40,0 \pm 1,0)$
$s_c$	$(34,0 \pm 1,0)$
$s_d$	$(18,0 \pm 1,0)$
$s_e$	$(16,0 \pm 1,0)$
$s_2$	$(15,5 \pm 1,0)$

**Tab. 1.1:** Die sechs Längen nach der Kalibrierung des Aufbaus.

Die Längen  $s_1$  und  $s_2$  sind die beiden Strahlgänge für das Interferometer und daher besonders interessant. Aus Platzgründen wurde  $s_2$  konstant gehalten und nur  $s_1$  variiert. Bei der Empfindlichkeitsmessung galt  $s_1 = s_2$ , da in diesem Fall der Intensitätsunterschied zwischen Maxima und Minima am größten ist – wie sich auch später bei den weiteren Messungen zeigte. Mit zwei gleichlangen Strahlengängen ist der Aufbau demnach am empfindlichsten.

Bei der Justierung wurden die neigbaren Spiegel zunächst so eingestellt, dass die wieder zurück auf die Loch-

blende geworfenen Strahlen einander überdecken und zentriert um die Blendenöffnung orientiert sind. Aus dieser Position heraus war für kurze Strahlengangsunterschiede leicht ein Interferenzmuster einstellbar; erst bei größeren Unterschieden im Rahmen der Kontrastmessung wurde das mitunter zeitaufwändig. Auch bei diesem Versuch wurde der Holzkasten während der Messungen geschlossen. Das Interferenzmuster wurde über die Spiegel so eingestellt, dass die Linien nicht zu schmal waren, weil der Fotosensor mit einem aktiven Bereich quadratischer Form mit  $360 \mu\text{m}$  Kantenlänge sonst zu geringe Helligkeitsunterschiede registrieren würde, da mehrere Streifen diese Fläche bedecken. Die Linien sollten auch nicht zu breit sein, weil sonst kaum Helligkeitsschwankungen aufgetreten wären. Eine Linienbreite, die sich im Versuch bewährt hat, waren etwa zwei Millimeter. Zeigte das Interferenzmuster deformierte Kreise, so wurden die Spiegel anders justiert, bis näherungsweise gerade Linien erkennbar waren, weil deformierte Kreise die Messung unnötig erschweren.

Die Fotodiode war mit einem XY-Schreiber verbunden, bei dessen Messdatenaufnahme berücksichtigt werden muss, dass der Schlitten eine gewisse Trägheit hat, die bei schnellen Spannungswechseln dazu führt, dass nicht jedes Spannungsniveau aufgezeichnet wird. Ebenso muss beachtet werden, dass das Berühren des Kabels ebenfalls zu Schwankungen führt, was bei der Nulllinie der mittleren Messreihe deutlich erkennbar ist. Die Aufzeichnungen des Schreibers sind beigefügt und aufgrund des Formats nicht direkt wiedergegeben. Die Nulllinien wurden aufgenommen, indem die Blende über die Fernsteuerung geschlossen wurde und der Schreiber das Papier mit großer Geschwindigkeit abfuhr. Die Skalierung ist für die drei Messreihen jeweils direkt auf dem Blatt angegeben. Die Empfindlichkeit ist mit  $50 \text{ mV/cm}$  konstant gehalten worden; die Geschwindigkeit wurde nur für das Prüfen des Verhaltens für kurzzeitige Störungen auf  $2 \text{ s/cm}$  erhöht und betrug sonst  $20 \text{ s/cm}$ .

Bei der folgenden Auswertung wird davon ausgegangen, dass die Spannung, die über die Fotodiode gemessen wurde, proportional zur einfallenden Intensität ist. Andernfalls müsste die y-Achse der aufgezeichneten Graphen entsprechend skaliert werden.

Zunächst wird der Kontrast der Interferenzlinien nach Glg. (1.1) für verschiedene Weglängen  $s_1$  ermittelt. Da-

bei ist zu beachten, dass der tatsächliche Weglängenunterschied  $\Delta s$ , der für die Auswertung relevant ist, wegen des Hin- und Rückweges bestimmt wird durch

$$\Delta s = 2|s_1 - s_2| = 2(s_1 - s_2) \quad \text{da } s_1 > s_2$$

In Tab. (1.2) sind die Längen  $s_1$  und  $s_2$  für die verschiedenen Messungen aufgeführt. Zum Ermitteln des Kontrasts nach Glg. (1.1) müssten die Intensitäten verwendet werden. Diese liegen aber nicht direkt vor. Die gemessene Spannung ist proportional zur Intensität, aber tatsächlich aufgezeichnet wurden Längen – die Kurven des XY-Schreibers. Da jede Umrechnung den Fehler vergrößert, wird bei dieser Auswertung direkt mit den Längen gearbeitet. Der (einheitenbehaftete) Vorfaktor bei der Umrechnung zur Intensität würde sich bei der Kontrastfunktion in jedem Fall erst ausklammern und dann herauskürzen lassen. Zur Bestimmung von Minimum und Maximum in den Aufzeichnungen wird jeweils das für die Messreihe absolute Extremum gewählt. Das ist plausibel, da die Fotodiode im Vergleich zum Strahl mit einem Durchmesser von etwa zwei Zentimetern klein ist und somit auch bei Erschütterungen nicht aus dem Strahl gelangt. Innerhalb des Strahls können aber nur Extrema nach dem Interferenzmuster auftreten, sodass die lokalen Extrema aus dem Strahl den globalen Extrema aus der Messreihe entsprechen. Der Streulichteinfluss ist weitestgehend ausgeschaltet: für die Messungen war der Holzkasten wiederum geschlossen. Wird der Abstand von der Nulllinie bis zum Minimum einer Messreihe mit  $u$  und der Abstand von der Nulllinie bis zum Maximum  $o$  bezeichnet, so ergibt sich

$$K = \frac{o - u}{o + u}$$

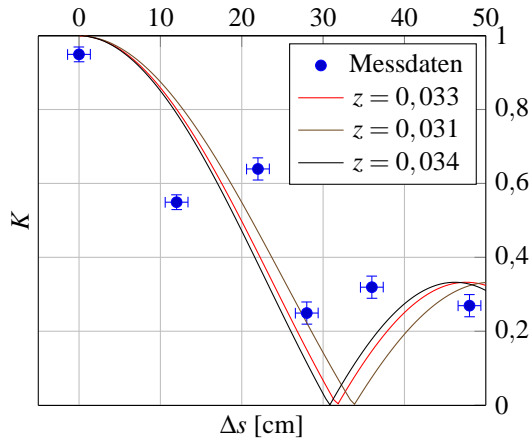
mit

$$\begin{aligned} \frac{dK}{do} &= \frac{2u}{(o+u)^2} \\ \frac{dK}{du} &= -\frac{2o}{(o+u)^2} \\ \Delta K &= \sqrt{\left(\frac{dK}{do}\right)^2 \Delta o + \left(\frac{dK}{du}\right)^2 \Delta u} \\ &= \frac{2}{(o+u)^2} \sqrt{u^2 \Delta o + o^2 \Delta u} \end{aligned}$$

Name	$s_1$ [cm]	$s_2$ [cm]	$\Delta s$ [cm]	$o$ [mm]	$u$ [mm]	$K$
A	$(15,5 \pm 1,0)$	$(15,5 \pm 1,0)$	$(0,0 \pm 1,4)$	$(59,00 \pm 0,50)$	$(1,50 \pm 0,50)$	$(0,95 \pm 0,02)$
B	$(21,5 \pm 1,0)$	$(15,5 \pm 1,0)$	$(12,0 \pm 1,4)$	$(51,00 \pm 0,50)$	$(15,00 \pm 0,50)$	$(0,55 \pm 0,02)$
C	$(26,5 \pm 1,0)$	$(15,5 \pm 1,0)$	$(22,0 \pm 1,4)$	$(29,50 \pm 0,50)$	$(6,50 \pm 0,50)$	$(0,64 \pm 0,03)$
D	$(33,5 \pm 1,0)$	$(15,5 \pm 1,0)$	$(36,0 \pm 1,4)$	$(24,50 \pm 0,50)$	$(12,50 \pm 0,50)$	$(0,32 \pm 0,03)$
E	$(39,5 \pm 1,0)$	$(15,5 \pm 1,0)$	$(48,0 \pm 1,4)$	$(22,50 \pm 0,50)$	$(13,00 \pm 0,50)$	$(0,27 \pm 0,03)$
F	$(45,5 \pm 1,0)$	$(15,5 \pm 1,0)$	$(60,0 \pm 1,4)$	$(19,50 \pm 0,50)$	$(15,00 \pm 0,50)$	$(0,13 \pm 0,03)$
G	$(29,5 \pm 1,0)$	$(15,5 \pm 1,0)$	$(28,0 \pm 1,4)$	$(24,00 \pm 0,50)$	$(14,50 \pm 0,50)$	$(0,25 \pm 0,03)$

**Tab. 1.2:** Messergebnisse für den Kontrast; die Werte für  $\Delta s$  und  $K$  sowie deren Fehler sind errechnet. Die Buchstaben geben die Messreihenfolge an. Die Spalten  $\Delta s$  und  $K$  sind in Abb. (1.11) eingezeichnet.





**Abb. 1.11:** Messergebnisse für den Kontrast mit nach der Methode der kleinsten Quadrate gefitteten Funktion in Glg. (1.13) mit  $z = 0,033$  sowie den beiden Grenzfällen  $z = 0,031$  und  $z = 0,034$

Der Fehler für  $o$  und  $u$  wurde auf einen halben Millimeter geschätzt – die Hauptfehlerquelle ist die Ablesegenauigkeit. Die Ergebnisse der Messungen sind zusammen mit den errechneten Werten in Tab. (1.2) aufgeführt.

Bei den Messungen D bis F war nur schwer ein Interferenzmuster einzustellen, weil der Kontrast schon recht niedrig war. Nach [4] liegt für schwachen Lichteinfall die Unterschiedsschwelle für das adaptierte menschliche Auge so hoch, dass die Intensitäten sich um etwa 15% unterscheiden müssen. Das ist wegen der unterschiedlichen Adaption der Augen und der Wellenlängenabhängigkeit zwar nur als Schätzwert nutzbar, entspricht aber mindestens für E und F den Messdaten. Das Interferenzmuster in diesen Messreihen ist somit an der Grenze des Sichtbaren.

Für die Einordnung der Ergebnisse in Abb. (1.11), denen die Daten aus Tab. (1.2) zugrundeliegen, muss der Verlauf von  $K(\Delta s)$  abgeschätzt werden. Nach [2] gilt für einen (idealen) Laser mit  $N$  Moden gleicher Intensität

$$K = |\gamma| = \left| \frac{\sin(N\pi x/2L)}{N \sin(\pi x/2L)} \right| \quad (1.12)$$

Die Linienbreite eines HeNe-Lasers bei 632,8 nm beträgt nach [3] 1,5 GHz und der Modenabstand

$$\Delta f = \frac{c}{2L}$$

Zur Evaluierung der Messergebnisse wird nun die Resonatorlänge zu  $L = 60$  cm geschätzt, sodass sich ein Modenabstand von 500 MHz ergibt. Die theoretische Kurve in Abb. (1.11) entspricht damit Glg. (1.12) für  $N = 3$ . Die Resonatorlänge ist dabei nicht das kritische Element, weil die Linienbreite auch je nach Quelle variiert – [2] gibt 1,7 GHz an – und somit für den verwendeten Laser bestimmt werden müsste, um ein genaueres Ergebnis zu erhalten. Weiterhin ist gedanklich zu berücksichtigen, dass die Moden bei einem HeNe-Laser keineswegs gleich intensiv sind, sondern die Intensität über der Wellenlänge einer Gaußverteilung folgt, die unterhalb der Laserschwelle abgeschnitten ist. Diese Effekte werden hier au-

ßen vor gelassen. Nach Glg. (1.12) wäre die erste Nullstelle bei ungefähr  $x = 40$  cm zu erwarten, was sich zumindest in der Größenordnung mit den theoretischen Werten für die Kohärenzlänge aus [1] deckt. Definiert man

$$z = \frac{\pi}{2L}$$

so gilt für die Kontrastfunktion

$$K = \left| \frac{\sin(Nzx)}{N \sin(zx)} \right| \quad (1.13)$$

Belässt man  $N$  bei dem bisherigen Wert und behandelt  $z$  als freie Variable, um  $K$  an die Messwerte anzupassen, so ergibt sich nach der Methode der kleinsten Quadrate der in Abb. (1.12) beschriebene Verlauf, bei dem das Minimum bei

$$z_{\min} \simeq 0,033 \frac{1}{\text{cm}}$$

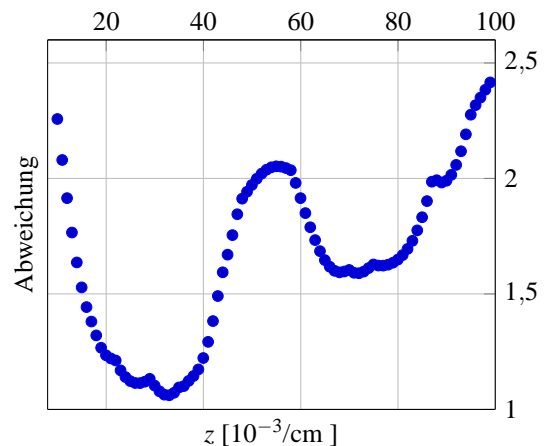
erreicht wird. Um den Fehler abzuschätzen, wurden die Daten auch für die um den Fehler vergrößerten Messwerte und für die um den Fehler verkleinerten Messwerte gefittet. Im ersten Fall ergab sich

$$z_+ \simeq 0,031 \frac{1}{\text{cm}}$$

und im zweiten Fall

$$z_- \simeq 0,034 \frac{1}{\text{cm}}$$

Durch diese Angaben ist  $K$  vollständig definiert, sodass damit auch der Selbstkohärenzgrad abgeschätzt ist. Auffällig ist bei den Messdaten, dass für  $\Delta s = 0$  der Kontrast zu  $0,95 \pm 0,02$  bestimmt wurde, also der verwendete Laser fast vollständig kohärent ist.



**Abb. 1.12:** Quadratische Abweichung der Messdaten von dem theoretischen Verlauf von  $K$  in Abhängigkeit von  $z$  für die Originalmessdaten. Für die um die Fehler vergrößerten und verkleinerten Daten sieht der Verlauf ähnlich aus, nur das Minimum befindet sich an einer anderen Stelle. Zur besseren Übersicht wurden die Zwischenergebnisse des Fits für die beiden anderen Datensätze nicht eingezeichnet. Der Fehler dieser Zwischenergebnisse wurde nicht errechnet.

Die Standardabweichung von  $z_{\min}$  wäre demnach 0,00152. Dieser Wert wird als Fehler für  $z$  verwendet. Aus den verschiedenen  $z$  kann nun die erste Nullstelle der Glg. (1.12) bestimmt werden, die der Kohärenzlänge entspricht. Für die erste Nullstelle  $l$  von  $K$  gilt

$$\pi = \frac{N\pi l}{2L} = Nzl \Leftrightarrow l = \frac{\pi}{3z}$$

mit

$$\Delta l = \sqrt{\left(\frac{dl}{dz}\right)^2 \Delta z} = \frac{\pi}{3z^2} \sqrt{\Delta z}$$

Einsetzen der obigen Zahlen ergibt eine Kohärenzlänge von

$$l = (32 \pm 1) \text{ cm}$$

Mit diesem Teil der Auswertung kann nun der letzte Teil beschrieben werden. Um das Langzeitverhalten einschätzen zu können, wurden für knapp 12 Minuten Messdaten aufgenommen. Dabei sind neben den markierten Peaks, die durch das Verlassen des Raumes, das Nachsehen und die abschließende Türoffnung entstanden sind, zwei Dinge bemerkenswert: zum Einen das Grundrauschen, das höchstens einen Millimeter auf dem Papier umfasst, was etwa 5 mV entspricht und zum Anderen die Sinus-ähnliche Kurve mit großer Periodendauer. Aus Tab. (1.2) ist nach Messung A bekannt, welchen Ausschlag der XY-Schreiber auf dem Papier einzeichnet, wenn sich der Weglängenunterschied um  $\lambda/2$  ändert. Bei Messung A waren die Spiegel genauso aufgestellt, wie sie bei der Messung der Störeinflüsse waren. Da auch die identische Skalierung für die Spannung der Fotodiode beim XY-Schreiber eingestellt war, kann man alle Einflüsse auf  $\lambda/2$  beziehen. Zunächst wird dafür die Strecke  $\rho$  bestimmt, die auf dem Papier dem maximalen Ausschlag für einen

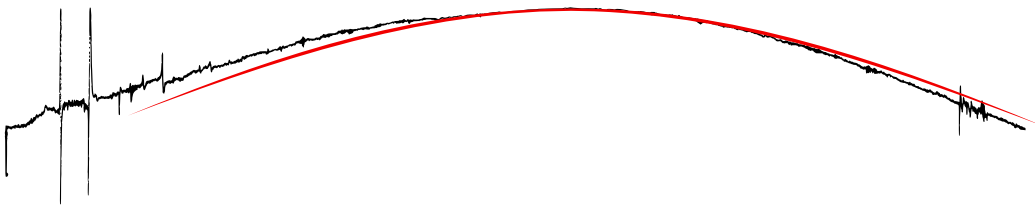
Wechsel um  $\lambda/2$  entspricht. Es ist bekannt, dass der maximale Ausschlag der Wert für  $o$  bei der Messung A sein kann und der minimale  $u$  sein muss. Näherungsweise gilt dann

$$\rho = o - u = (57,5 \pm 0,71) \text{ mm}$$

Diese Schätzung ist nicht ganz korrekt, weil das Interferenzmuster mit einem quadrierten Sinus moduliert ist. Da allerdings nur Abschätzungen gefragt sind, ist die Näherung hier zulässig.

Die Sinus-artige „Schwingung“ ist in Abb. (1.13) mit einer tatsächlichen Sinuskurve überlagert dargestellt. Dabei ist zu erkennen, dass es sich um eine Art „Schwingung“ handelt, deren Periodendauer immer weiter zunimmt. Ob es sich um eine „Schwingung“ im klassischen Sinne handelt, ist so nicht auszumachen. Die wahrscheinlichste Vermutung besteht darin, dass sich eines der optischen Bauteile in Bezug auf die Befestigung am optischen Tisch noch langsam bewegt – etwa wie ein Metallblech, das sich langsam zur Ruheposition hin verformt. Die Sinusform der Kurve entsteht dadurch, dass durch diese langsame Weglängenveränderung das Interferenzmuster an der Fotodiode verschoben wird.

Die übrigen Einflüsse sind wie beim ersten Teil dieses Versuches per Hand ausgemessen und die Ergebnisse in Tab. (1.3) eingetragen – auch normiert auf den Einfluss über  $\lambda/2$ , also  $\rho$ . Aus dem Interferenzmuster kann aber nicht rekonstruiert werden, in welche Richtung sich das Muster bewegt und somit auch nicht, ob es sich um eine Bewegung in nur eine handelt, oder ob dann, wenn die Extrema des Interferenzmusters die Fotodiode erreichen, die Bewegung umkehrt. Das ist hier für die Betrachtung der Sinus-ähnlichen Kurve wichtig; bei den Erschütterungen ist davon auszugehen, dass es sich um unregelmäßige, gedämpfte Schwingungen handelt.



**Abb. 1.13:** Die vektorisierte Messkurve der Langzeitmessung (schwarz) und eine Sinuskurve (rot), beide beliebig skaliert.

Einfluss	$o$ [mm]	$u$ [mm]	$o - u$ [mm]	$(o - u)/\rho$
Verlassen	$(60,00 \pm 0,50)$	$(4,00 \pm 0,50)$	$(56,00 \pm 0,71)$	$(0,97 \pm 0,02)$
Nachsehen	$(38,00 \pm 0,50)$	$(24,00 \pm 0,50)$	$(14,00 \pm 0,71)$	$(0,24 \pm 0,01)$
Wiederkommen	$(11,50 \pm 0,50)$	$(2,00 \pm 0,50)$	$(9,50 \pm 0,71)$	$(0,17 \pm 0,01)$
„Schwingung“	$(60,00 \pm 0,50)$	$(6,50 \pm 0,50)$	$(53,50 \pm 0,71)$	$(0,93 \pm 0,02)$
Grundrauschen	$(34,00 \pm 0,50)$	$(32,00 \pm 0,50)$	$(2,00 \pm 0,71)$	$(0,03 \pm 0,01)$

**Tab. 1.3:** Ereignisse der Langzeitmessung und deren Auswirkung auf das Interferenzmuster als absoluter und auf  $\rho$  bezogener Wert. Nur  $o$  und  $u$  wurden gemessen.

Der Wert für  $u$  für die „Schwingung“ in Tab. (1.3) ist mit Vorsicht zu genießen, weil die Schwingung nicht komplett aufgenommen wurde; mindestens ein weiterer Umkehrpunkt wäre nötig, besser noch mehrere. Dann könnten auch qualifiziertere Aussagen über die Natur des Verlaufs gemacht werden. Das Grundrauschen wurde exemplarisch im Bereich links zwischen den beiden Peaks ausgewertet. Aus den Einflüssen ist zu erkennen, dass eine Zeitspanne von etwa 20 bis 30 Sekunden ausreicht, um die Einflüsse von Störungen auf das Grundrauschen absinken zu lassen – besonders beim „Nachsehen“ ist das gut zu erkennen.

Analog wurden die kurzzeitigen Störungen analysiert. Die Ergebnisse sind in Tab. (1.4) aufgelistet. Aus den Aufzeichnungen ist zu erkennen, dass die Fotodiode bei Beginn der Messreihe zum Langzeitverhalten sich am unteren Ende der Flanke zwischen Minimum und Maximum des Interferenzmusters befand, wohingegen sie bei der Messung zu den kurzzeitigen Störungen am oberen Ende gemessen hat. Für die Aussage der Messungen hat das

jedoch keine Bedeutung. Deutlich wird auch, dass die Bewegung der Tür den größten Einfluss hat und Sprechen vergleichsweise folgenlos bleibt, wenngleich die Änderungen immernoch deutlich größer als die des Grundrauschens sind. Erstaunlich ist aber, dass das Treppensteigen wenig die Aufnahmequalität beeinflusst – nur beim Hinabspringen gelangen genügend Erschütterungen über die Betonwände zum Interferometer. Erstaunlich ist auch, dass selbst das Klopfen am holzkasten weniger Einfluss als abrupte Türbewegungen hat.

Unterschiede in dem Ausmaß der Auslenkungen des XY-Schreibers bei gleichem Störeinfluss sind – wie auch bei den Messungen A-F zuvor – auf die Trägheit des Schlittens des Schreibers zurückzuführen, der nicht schnell genug die neuen Positionen einnimmt.

Damit ist für das Erstellen der Hologramme zu schließen, dass selbst geringste Einflüsse vermieden werden müssen, also die Personen im Raum schweigen sollten und vor jeder Aufnahme etwa eine halbe Minute abgewartet werden sollte, bis die Anlage stabil ist.

Einfluss	$o$ [mm]	$u$ [mm]	$o - u$ [mm]	$(o - u)/\rho$
Kopfen am Kasten	$(59,50 \pm 0,50)$	$(26,50 \pm 0,50)$	$(33,00 \pm 0,71)$	$(0,57 \pm 0,01)$
Klopfen Tisch	$(59,00 \pm 0,50)$	$(29,00 \pm 0,50)$	$(30,00 \pm 0,71)$	$(0,52 \pm 0,01)$
Stampfen / Springen	$(50,50 \pm 0,50)$	$(30,00 \pm 0,50)$	$(20,50 \pm 0,71)$	$(0,36 \pm 0,01)$
Klatschen	$(49,50 \pm 0,50)$	$(42,00 \pm 0,50)$	$(7,50 \pm 0,71)$	$(0,13 \pm 0,01)$
Tür auf	$(58,50 \pm 0,50)$	$(2,00 \pm 0,50)$	$(56,50 \pm 0,71)$	$(0,98 \pm 0,02)$
Tür zu	$(58,00 \pm 0,50)$	$(7,50 \pm 0,50)$	$(50,50 \pm 0,71)$	$(0,88 \pm 0,02)$
Treppe herauf	$(48,00 \pm 0,50)$	$(45,50 \pm 0,50)$	$(2,50 \pm 0,71)$	$(0,04 \pm 0,01)$
Treppe herunter	$(48,00 \pm 0,50)$	$(42,50 \pm 0,50)$	$(5,50 \pm 0,71)$	$(0,10 \pm 0,01)$
vorsichtig Tür auf	$(56,00 \pm 0,50)$	$(29,50 \pm 0,50)$	$(26,50 \pm 0,71)$	$(0,46 \pm 0,01)$
vorsichtig Tür zu	$(56,50 \pm 0,50)$	$(38,50 \pm 0,50)$	$(18,00 \pm 0,71)$	$(0,31 \pm 0,01)$
Singen	$(45,50 \pm 0,50)$	$(41,50 \pm 0,50)$	$(4,00 \pm 0,71)$	$(0,07 \pm 0,01)$

**Tab. 1.4:** Ereignisse der Kurzzeitmessung und deren Auswirkung auf das Interferenzmuster als absoluter und auf  $\rho$  bezogener Wert. Nur  $o$  und  $u$  wurden gemessen.

## Diskussion

Da der zweite Aufgabenteil unproblematisch verlaufen ist, soll hier v.a. auf das Erstellen der Hologramme und die dabei entstandenen Probleme eingegangen werden.

Dass nur ein Drittel der Hologramme deutlich erkennbar die Figuren wiedergibt ist schade und wohl zwei Aspekten geschuldet: der Art der Befestigung und der zu geringen Wartezeit zur Beruhigung des Aufbaus. Die Figur, von der nur der Kopf verwendet wurde, ist wie o.a. auf einem „Papierhals“ befestigt worden, der jedoch auch wie eine Feder wirken könnte, sodass bei hinreichend schwacher Dämpfung das Objekt auch nach der hier berücksichtigten Wartezeit noch in Bewegung war. Da schon kleinste Bewegungen das Hologramm unbrauchbar machen, wäre das eine plausible Erklärung. Dafür spricht, dass die Hutkrempe dieser Figur, die bei der hier verwendeten Befestigung nahezu parallel zum Hologrammfilm ausgerichtet war, auf zwei der Aufnahmen schwach erkennbar war. Bei einer parallelen Oberfläche wären die Wegunterschiede bei einer schwingenden Figur kleiner

als bei anderen Neigungen. Die Wartezeit zwischen der Montage des Films und der Aufnahme des Hologramms war wohl etwas zu kurz bemessen – hier wäre es sinnvoll gewesen, den zweiten Versuchsteil vor dem ersten durchzuführen, da so zumindest Schätzwerte für diese Zeitspanne vorlägen.

Um die Trägheit des Schlittens nicht beachten zu müssen, könnte man das Linienmuster mit einem CCD-Chip aufnehmen, der deutlich schneller reagiert und mittels einer Blende auch noch schärfere Momentaufnahmen liefern kann.

Der Ausreißer für die Messung B im ersten Aufgabenteil ist wohl darauf zurückzuführen, dass entweder die Erschütterungen zu klein oder die Linien zu groß waren. Auch dieses Problem ließe sich mit einem CCD-Chip umgehen, da dort keine Erschütterungen mehr nötig wären. Darüberhinaus würde durch das Bild eines CCD-Chips das Justieren deutlich erleichtert werden.

## Literatur

- [1] J. Eichler. *Physik: Grundlagen für das Ingenieurstudium*. Vieweg, 2011.
- [2] P. Hariharan. *Optical Holography Principles*. Cambridge University Press, 1991.
- [3] H.-J. Eichler J. Eichler. *Laser: Bauformen, Strahlführung, Anwendungen*. Springer, 2002.
- [4] D. Schneider. *Markierungslicht – eine Scheinwerferlichtverteilung zur Aufmerksamkeitssteuerung und Wahrnehmungssteigerung von Fahrzeugführern*. Herbert Utz Verlag, 2011.
- [5] slavich. Emulsions for holography. <http://www.slavich.com>, 2011.
- [6] M. Wiesenfeldt W. Lauterborn, T. Kurz. *Kohärente Optik*. Springer, 1993.