

# Grundpraktikum 2: Michelson-Interferometer

Michael Brownnutt, Gregor Weihs

12. Juni 2019

## Ziel des Versuchs

In diesem Versuch soll die Interferenz von sichtbarem Licht und einige typische Anwendungen eines Interferometers untersucht werden.

## Versuche

- Aufbau des Michelson-Interferometers
- Kalibrierung der Translationseinheit
- Messung des Brechungsindex von Luft
- Messung des Brechungsindex von Glas

## 1 Zur Vorbereitung

### Stichworte

Maxwell-Gleichungen, ebene Welle, Interferenz, Kohärenz, Schwebung

## Grundlagen und Inhalt der Versuche

### 1.1 Einleitung

Bereits im 17. Jahrhundert beschrieben Boyle und Hooke Interferenzeffekte, die heute unter der Bezeichnung Newton'sche Ringe bekannt sind. Erste Versuche diese mittels einer Wellentheorie zu erklären (Huygens) scheiterten nicht zuletzt am Widerstand Newtons, der, um auch die geradlinige Ausbreitung und Polarisierung beschreiben zu können, an einer Teilchentheorie des Lichtes festzuhalten versuchte. Erst nach den ersten Experimenten mit einem Doppelspaltinterferometer (Young, 1803) und Arbeiten zur Beugung (Fresnel) fand die Beschreibung des Lichtes durch transversale Wellen allgemeine Zustimmung. Da sich aber Transversalwellen nicht in Gasen ausbreiten können, wurde die Existenz des Lichtäthers postuliert. 1881 widerlegte aber das Interferenzexperiment von Michelson und Morley die Existenz dieses Äthers und führte zur Begründung der Relativitätstheorie durch Einstein. Mit der Verbesserung der optischen Komponenten in diesem Jahrhundert kam es zu einer schnellen Weiterentwicklung der unterschiedlichsten interferometrischen Messmethoden. Vor allem die Verwendung des Lasers zusammen mit elektro-optischen Detektoren (Photodioden, Photomultiplier) sowie neue einfach zu steuernde Verstellmechanismen ermöglichen den Einsatz von Interferometern in immer neuen Präzisionsmesssystemen. Beispiele hierfür sind spektroskopische Untersuchungen, aber in letzter Zeit vor allem hochpräzise Längenmessungen sowohl in der Grundlagenforschung (z.B. Gravitationswellen-Detektion) als auch weit verbreitet in der Industrie in genauen Werkzeugmaschinen, zur Prozesskontrolle etc. Das Experiment zeigt an einfachen Messungen mit einem Michelson-Interferometer einige der vielen Verwendungsmöglichkeiten dieser Messtechnik auf.

## 1.2 Zweistrahl-Interferenzen

Im Bild der klassischen Elektrodynamik betrachtet ist ein Lichtstrahl eine fortschreitende elektromagnetische Welle. Zunächst sei im folgenden angenommen, dass es sich dabei um eine linear polarisierte Welle mit dem Einheitsvektor  $\mathbf{p}$  entlang der Polarisationsachse handelt:  $\mathbf{E} = E \cdot \mathbf{p}$ . Der Einfachheit halber vernachlässigen wir die Polarisation des Lichtes und betrachten eine ebene Welle die sich in  $z$ -Richtung ausbreitet. Der Betrag des elektrischen Feldes  $E$  an einem Ort  $z$  zu einem Zeitpunkt  $t$  ergibt sich in der komplexen Schreibweise zu

$$E = \operatorname{Re} \left( A e^{i(kz - \omega t)} \right) = \operatorname{Re} \left( |A| e^{i(kz - \omega t + \phi)} \right). \quad (1)$$

Dabei ist  $A$  die komplexe Amplitude,  $\phi$  seine Phase,  $\omega = 2\pi\nu$  die Kreisfrequenz und  $k = 2\pi/\lambda$  die Wellenzahl zur Wellenlänge  $\lambda$ . Der Zusammenhang zwischen Wellenlänge  $\lambda$  und Frequenz  $\nu$  hängt von der Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v$  der Welle und daher vom Brechungsindex  $n$  des Mediums ab

$$\lambda_n = \frac{v}{\nu} = \frac{c}{n\nu} = \frac{\lambda_0}{n}, \quad (2)$$

wobei  $\lambda_0$  die Wellenlänge im Vakuum ( $n = 1$ ) ist.

Auf Grund der hohen Frequenzen des sichtbaren Lichtes ( $\nu = 6 \cdot 10^{14}$  Hz bei  $\lambda = 600$  nm) kann die Zeitabhängigkeit des elektrischen Feldes nicht direkt beobachtet werden. Die einzig zugängliche Messgröße, die **Intensität**, ist der mittlere Energiefluss (pro Zeiteinheit und pro zur Ausbreitungsrichtung normalen Flächeneinheit). Diese ist proportional zum Zeitmittel des Quadrates des elektrischen Feldes :

$$\langle E^2 \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T E^2 dt = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T |A|^2 \cos^2(\omega t) dt = \frac{|A|^2}{2}. \quad (3)$$

Das heißt, die Intensität ist proportional zum Quadrat der Amplitude

$$I \propto |A|^2. \quad (4)$$

Falls in einem Punkt im Raum zwei Felder  $\mathbf{E}_1$  und  $\mathbf{E}_2$  überlagert werden, so addieren sie sich nach dem Superpositionsprinzip der Elektrodynamik

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2. \quad (5)$$

Betrachten wir speziell zwei ebene Wellen mit derselben Polarisation, Ausbreitungsrichtung und Frequenz so folgt für die Intensität

$$I \propto |A_1 + A_2|^2 = |A_1|^2 + |A_2|^2 + A_1 A_2^* + A_1^* A_2. \quad (6)$$

und da die Proportionalitätskonstante für alle Anteile gleich ist

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\phi). \quad (7)$$

Wobei  $\Delta\phi = \arctan\left(\frac{\operatorname{Im}(A_1 A_2^*)}{\operatorname{Re}(A_1 A_2^*)}\right)$  die Phasendifferenz der beiden ebenen Wellen ist. Die Intensität variiert also um einen Mittelwert  $(I_1 + I_2)$ , und erreicht ihren maximalen Wert wenn die Phasendifferenz  $\Delta\phi$  ein geradzahliges Vielfaches von  $\pi$  ist. Minimale Intensität tritt entsprechend bei ungeradzahligem Vielfachen von  $\pi$  auf. Als **Kontrast** beziehungsweise **Visibilität** der Interferenz bezeichnet man den Quotienten

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}. \quad (8)$$

Allerdings ist Licht von einer realen Lichtquelle nie absolut monochromatisch. Sowohl die Amplitude als auch die Phase weisen schnelle, zufällige Fluktuationen auf, wodurch Interferenzeffekte auf entsprechenden Zeitskalen wieder weggemittelt werden. Dies gilt vor allem für unabhängige thermische Lichtquellen, da in diesem Fall die Fluktuationen nicht miteinander korreliert sind, aber auch für größer ausgedehnte Lichtquellen. Die Fähigkeit zweier Felder miteinander zu interferieren bezeichnet man als **Kohärenz**. Dementsprechend wird als **Kohärenzzeit**  $\tau$  jenes Zeitintervall bezeichnet, indem sich die relative Phasenlage der beiden Felder gerade soviel ändert, dass die Visibilität auf die Hälfte absinkt. Die **Kohärenzlänge**

ist der entsprechende Wegunterschied ( $c\tau$ ), die **Kohärenzbreite** hingegen ist diejenige Strahlbreite, innerhalb derer entsprechend geringe Phasendifferenzen der einzelnen Beiträge auftreten. Laser haben sehr gute Kohärenzeigenschaften, es sind daher bei einfachen Aufbauten keine Probleme zu erwarten. Wesentlich genauere Abstimmung und Justage ist aber bei Interferenzexperimenten mit Licht von Dampfampfen oder ähnlichem notwendig. Hat das verwendete Licht mehrere Frequenzanteile, so kommt es zu Schwebungseffekten, d.h. der Kontrast oszilliert mit der Frequenzdifferenz. Polarisierungseffekte können sehr einfach durch die vektorielle Beschreibung der interferierenden Felder mit Einheitsvektoren  $\mathbf{p}_1$  und  $\mathbf{p}_2$  beschrieben werden. Die Intensität ist dann

$$I \propto |A_1\mathbf{p}_1 + A_2\mathbf{p}_2|^2 = |A_1|^2 + |A_2|^2 + (A_1A_2^* + A_1^*A_2)\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_2. \quad (9)$$

und der Interferenzterm nimmt die Form

$$2\sqrt{I_1I_2} \cos(\Delta\phi)\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_2 \quad (10)$$

an.

### 1.3 Verschiedene Typen von Interferometern

Eine erste Unterteilung erfolgt nach der Art der Aufteilung des einfallenden Strahles. Die erste Möglichkeit, die *Aufteilung der Wellenfront*, wird zum Beispiel beim Young'schen Doppelspalt verwendet. Im allgemeinen werden hier zwei zuerst räumlich getrennte Teile der Wellenfront des aufgeweiteten Lichtstrahles dermaßen beeinflusst, dass sie sich am Beobachtungsschirm überlagern. Zur Wellenfrontaufteilung können außer einem Doppelspalt (bzw. Gitter) auch zwei zueinander leicht verkippte Spiegel (Fresnel-Spiegel) bzw. zwei hintereinander gestellte Linsen (Raleigh-Interferometer) verwendet. Wir wollen auf diese Form der Interferometer nicht weiter eingehen.

Bei Interferometern mit *Aufteilung der Amplitude* wird ein Teil der Welle aus dem selben Abschnitt der Wellenfront meist durch teilweise Reflexion abgelenkt, bzw. transmittiert. Durch weitere Spiegel werden die beiden Anteile der Welle wieder in die gleiche Richtung gelenkt und zur Überlagerung gebracht.

Der einfachste Fall ist eine planparallele Platte bei der durch teilweise Reflexion beim Eintritt vom optisch dünneren ins optisch dichtere Medium der Strahl aufgeteilt wird. Der durch diese Fläche durchgehende Anteil wird am zweiten Übergang ins Medium wiederum teilweise reflektiert und kann mit dem ersten Strahl zur Interferenz gebracht werden. Der gleiche Effekt führt zu Newton'schen Ringen bzw. zu Farbefeffekten bei dünnen Filmen (z.B. Seifenblasen).

Für praktische Anwendungen spielen vor allem Interferometer-Typen eine Rolle, in denen beide Teilstrahlen räumlich getrennt sind und daher unabhängig beeinflusst werden können. Um auch hohe Kontraste zu erhalten (solange nur schwach absorbierende Elemente im Strahlengang sind ist hoher Kontrast gleichbedeutend mit  $I_1 \simeq I_2$ ) werden halbdurchlässige Spiegel verwendet. Die wichtigsten drei Bauformen sind das Sagnac-, das Mach-Zehnder- und das Michelson-Interferometer. Im Normalfall wird jeweils durch einen 50 %-50 %-Strahlteiler die einfallende Welle geteilt, der Unterschied liegt in der weiteren Strahlführung.

Beim **Sagnac-Interferometer** (siehe Abb. 1) laufen die beiden Strahlen gegenläufig über eine Folge von Spiegeln zum selben Strahlteiler zurück. Diese Konfiguration ist sehr stabil und auch mit Breitbandlicht noch leicht zu justieren. Grund dafür ist die Tatsache, dass der gleiche Pfad durchlaufen wird und somit auch die Weglänge prinzipiell gleich ist. Wegen der eingeschlossenen Fläche ist es empfindlich auf Drehungen um eine Achse senkrecht zu dieser Fläche (durch den Dopplereffekt wird dabei die optische Weglänge eines der Strahlen verkürzt, die des anderen verlängert). Das Sagnac-Interferometer wird daher vor allem in modernen Navigationssystemen verwendet.

Im **Mach-Zehnder-Interferometer** (siehe Abb. 2) werden die beiden Teilwellen räumlich weit getrennt über Spiegel zu einem zweiten Strahlteiler gelenkt und dort zur Überlagerung gebracht. Vor allem die große räumliche Separierung der Teilstrahlen und die Tatsache, dass diese Wege nur einmal durchlaufen werden, führten zu zahlreichen Anwendungen bei Messungen von Gasdurchfluss, Plasmadichten und Diffusion. Dabei wird vor allem genutzt, dass Änderungen der Temperatur, des Druckes bzw. auch der relativen Konzentration zu einer Änderung des Brechungsindex führen. Allerdings ist die Justage sehr aufwendig. Wegen der unabhängigen Spiegel der beiden Pfade ist es auch empfindlicher auf Vibrationen als das Sagnac-Interferometer.

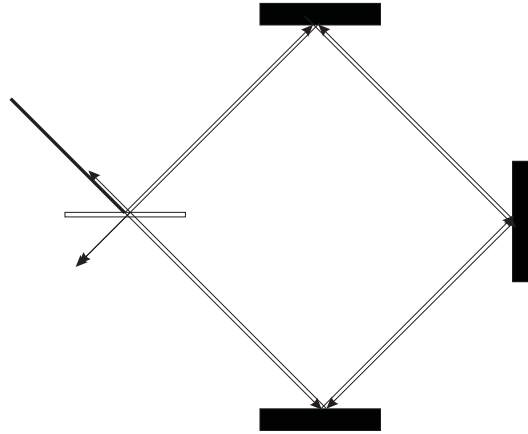


Abbildung 1: Prinzipieller Aufbau des Sagnac-Interferometers. Die Strahlen werden am Eingang aufgeteilt und durchwandern das Interferometer gegenläufig, bevor sie wieder überlagert werden.

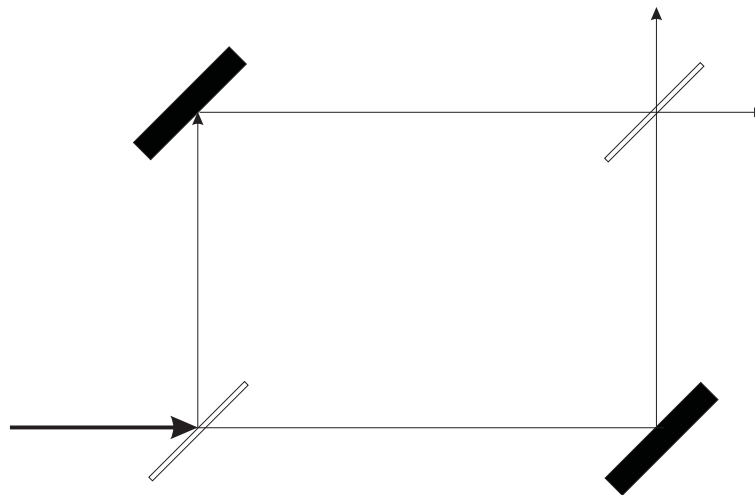


Abbildung 2: Prinzipieller Aufbau des Mach-Zehnder-Interferometers. Die Strahlen werden am Eingang aufgeteilt und durchwandern weit getrennte Wege, in die nun verschiedene phasenschiebende Elemente (z.B. transparente Körper mit Brechungsindex  $n > 1$ ) eingebracht werden können.

Das **Michelson-Interferometer** (Abb. 3) benutzt zwei getrennte Arme, jedoch nur einen Strahlteiler. Der von der Lichtquelle einfallende Strahl wird am Strahlteiler S (englisch: beam-splitter) aufgeteilt. 50 % des einfallenden Lichtes wird transmittiert, 50 % reflektiert. Der durchgehende Teil der Welle wird vom verschiebbaren Spiegel M1 zum Strahlteiler zurückreflektiert, der reflektierte Teil von einem Justierspiegel M2. Es wurde ursprünglich zum Test der Lichtäther-Hypothese konzipiert und sehr erfolgreich eingesetzt. Später wurde diese Bauform zu dem am weitesten verbreiteten Interferometer. Sowohl die genaue Messung von Distanzen als auch der Wellenlänge unbekannter Lichtquellen ist sehr einfach. Es wird auch zur genauen Charakterisierung optischer Medien und Komponenten verwendet.

Da bei den eben beschriebenen Anordnungen die beiden auf den Strahlteiler einfallenden Felder von der gleichen Quelle stammen, sind sowohl Phase als auch Amplitude miteinander korreliert, so dass die Überlagerung der Felder zu einem zeitlich stabilen Interferenzmuster führt, dessen Intensitätsverteilung auf einem Beobachtungsschirm sichtbar gemacht werden kann. Nur wenn die beiden am Strahlteiler überlagerten Wellenfronten exakt parallel verlaufen, kommt es zu einer völligen Auslöschung der Intensität, bei einer gegenseitigen Verkipfung treten Streifen auf. Ein divergenter Laserstrahl führt bei unterschiedlicher Weglänge der Interferometerarme dazu, dass zwei kugelförmige Wellenfronten mit unterschiedlichen Radien überlagert werden. Aufgrund der verschiedenen Weglängen relativ zum zentralen Strahl kommt es

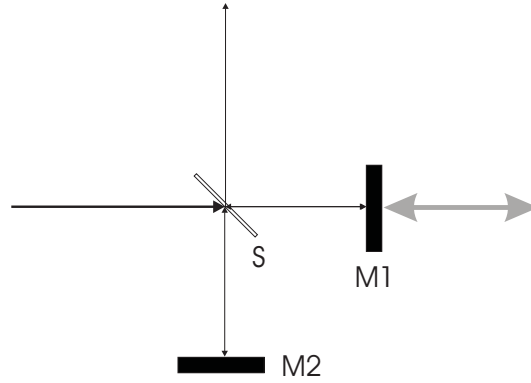


Abbildung 3: Prinzipieller Aufbau des Michelson-Interferometers. Die Strahlen werden am zentralen Strahlteiler auf zwei Arme aufgeteilt und auf dem Rückweg vom selben Strahlteiler wieder überlagert. Erneut erlauben getrennte Wege die Vermessung phasendrehender Elemente.

zur Bildung von Interferenzringen. Wird beim Michelson-Interferometer M1 bewegt, so wird die Weglänge eines der beiden Wellenfelder verändert. Eine Verschiebung um  $1/4$  der Wellenlänge ergibt eine Weglängenänderung um  $\lambda/2$ . Dadurch kommt es aber an Stellen, an denen zuvor maximale Intensität war, zu destruktiver Interferenz (Auslöschung). Wird die Armlänge noch einmal um  $\lambda/4$  verändert, bildet sich wieder das ursprüngliche Interferenzbild. Bei fortgesetzter Verschiebung des Spiegels kommt es regelmäßig zu einer Wiederkehr des (fast) gleichen Interferenzmusters (Wandern der Interferenzstreifen). Nach  $m$  durchgewanderten Streifen ergibt sich der Zusammenhang

$$d_m = m\lambda/2 \quad (11)$$

zwischen der Wellenlänge  $\lambda$  und der Verschiebung  $d_m$ . Ist die Wellenlänge bekannt, kann daher die Verschiebung sehr genau bestimmt werden, bzw. umgekehrt die Wellenlänge aus einer bekannten Weglängenänderung. Außer der physikalischen Länge des Weges zu einem der Spiegel, wie sie z.B. durch Verschieben eines der Interferometerspiegel zustande kommt, kann man auch den Brechungsindex auf einer Teilstrecke ändern. Dies soll an einem konkreten Beispiel, das auch im Versuch vorkommt, erläutert werden: Stellt man ein durchsichtiges, gasdichtes Gefäß in einen der Interferometerarme, so wird die optische Weglänge vom Brechungsindex des Gases abhängen, das in dem Gefäß enthalten ist. Legt der Teilstrahl, der das Gefäß durchdringt, eine Länge  $l$  im Gefäß zurück, so sind zu jeder Zeit  $2l/\lambda$  volle Wellenzüge im Gefäß (der Faktor 2 entsteht dadurch, dass das Gefäß zweimal durchlaufen wird). Nun hängt  $\lambda$  aber gemäß

$$\lambda = \lambda_0/n \quad (12)$$

vom Brechungsindex  $n$  im Gefäß und der Vakuumwellenlänge  $\lambda_0$  ab. Verändert man also stetig den Inhalt des Gefäßes und sonst nichts am Interferometer, so ergibt die Zahl  $\Delta S$  der dabei durchgewanderten Streifen den Brechungsindexunterschied, denn es gilt

$$\Delta S = \frac{2ln_e}{\lambda_0} - \frac{2ln_a}{\lambda_0} = \frac{2l}{\lambda_0} \delta n, \quad (13)$$

wobei  $n_a$  der Brechungsindex am Anfang und  $n_e$  der Brechungsindex am Ende des Versuchs ist. Da  $2l/\lambda$  typischerweise eine sehr große Zahl ist (z. B.  $10^{-5}$  für 2,5 cm Gefäßlänge und 500 nm Wellenlänge) ergibt sich schon für extrem kleine Änderungen des Brechungsindex eine deutlich sichtbare Verschiebung des Interferenzmusters. Man kann das Gerät noch durch eine Messung mit völlig evakuiertem Gefäß kalibrieren, da der Brechungsindex im Vakuum definitionsgemäß  $n = 1$  ist. Dann stellt das Interferometer ein sehr empfindliches Instrument zur Messung von Brechungsindizes in Gasen dar.

In etwas abgewandelter Form kann man denselben Effekt für die Messung des Brechungsindex von transparenten, festen Körpern verwenden. Da man hier die Dichte nicht variieren kann, muss man sich auf andere Weise einen Referenzpunkt verschaffen. Eine Möglichkeit dazu ist eine Probe der Dicke  $d$  im rechten Winkel zum Strahlverlauf in einen der Arme einzubringen und dann die Probe um kleine Winkel

( $\alpha < 10^\circ$ ) zu verdrehen. Den exakten Ausdruck der Differenz der effektiven Weglänge kann man dann in  $\alpha$  entwickeln ( $\alpha \ll 1$  im Bogenmaß). Der Beitrag niedrigster Ordnung geht mit  $\alpha^2$  und lautet:

$$n = \frac{1}{1 - \frac{\Delta}{d\alpha^2}}, \quad (14)$$

wobei  $\Delta = m\lambda$  die am Interferometerausgang abgelesene Weglängenänderung ist ( $m$  ist die Zahl der durchgelaufenen Interferenzstreifen). Die Herleitung dieser Formel ist technisch etwas umständlich, aber im Prinzip einfach und eine gute Übung. Bei der Ableitung ist zu beachten, dass die Probe zweimal durchquert wird. Der Winkel  $\alpha$  muss in (Gleichung (14)) im Bogenmaß eingesetzt werden, wie immer bei derartigen Entwicklungen.

## Testfragen zur Vorbereitung

- Zeige, dass Gleichung (1) eine Lösung der Maxwell-Gleichungen im freien Raum ist. Leite dazu zunächst die Wellengleichung für das elektrische Feld aus den beiden Maxwell-Gleichungen für das elektrische und magnetische Feld her.
- Bei maximalem Kontrast ist die Intensität der konstruktiven Überlagerung zweier Felder *doppelt* so hoch wie die Summe der Einzelintensitäten (nachrechnen). Warum ist dies mit der Energieerhaltung vereinbar?
- Wie muss der Strahlteiler beschaffen sein, der bei einem Objekt mit 50 % Absorption in einem Arm die optimale Visibilität am Ausgang gewährleistet?
- Berechne die Überlagerung zweier ebener Wellen mit gleicher Ausbreitungsrichtung aber verschiedener Frequenz. Zeige dass die Wellenamplitude zeitlich mit der Differenzfrequenz variiert (Schwebung).

## 2 Versuchsdurchführung und Ausarbeitung

### 2.1 Versuchszubehör

Michelson-Interferometer mit He-Ne-Laser, Gaszelle mit Handpumpe, Rotationstisch mit Glasplatte, 2 Laserschutzbrillen

### 2.2 Aufbau des Michelson-Interferometers

#### Durchführung

**ACHTUNG!** Aus Sicherheitsgründen ist das Tragen von Laserschutzbrillen vorgeschrieben. Die Leistung des verwendeten Lasers führt bei Reflexion ins Auge zu Schädigung der Netzhaut ! Erst bei wesentlich geringerer Leistung ( $< 0,1$  mW) ist der Lidschlussreflex schnell genug um Verletzungen zu vermeiden. Außerdem müssen Schirme um das Experiment herum aufgestellt werden, um nicht andere Personen durch fehlreflektierte Strahlen zu gefährden.

Zuerst wird der bewegliche Spiegel an dem dafür vorgesehenen Platz in der Mitte der Grundplatte befestigt. Über die Mikrometerschraube und ein Hebelsystem kann er an dieser Position mit hoher Genauigkeit verstellt werden. Eine Drehung der Mikrometerschraube im Uhrzeigersinn verschiebt den Spiegel weg vom Laser.

Mit den Verstellerschrauben der Halterung wird der Laser jetzt so ausgerichtet, dass der vom Spiegel rückreflektierte Strahl gerade noch nicht genau in die Öffnung des Lasers zurückreflektiert wird (ein direkt in den Laser zurückgeführter Strahl führt zu Rückkopplung in den Laserresonator, dies kann Instabilität des Lasers bewirken). Der Justierspiegel und der Strahlteiler werden montiert. Der vom Strahlteiler reflektierte Strahl sollte den Justierspiegel ebenfalls in der Mitte treffen. Am gegenüberliegenden Beobachtungsschirm werden dann die beiden von den Spiegeln kommenden Lichtpunkte durch Verstellen des Justierspiegels zur Überlagerung gebracht. Unter Umständen kann man bereits jetzt am Flackern des Lichtpunktes die Interferenz erkennen. Zur besseren Erkennbarkeit wird zwischen Laser und Strahlteiler eine 18 mm Linse gestellt. Sie erzeugt große Lichtkegel und dadurch am Beobachtungsschirm Interferenzringe. Durch weiteres

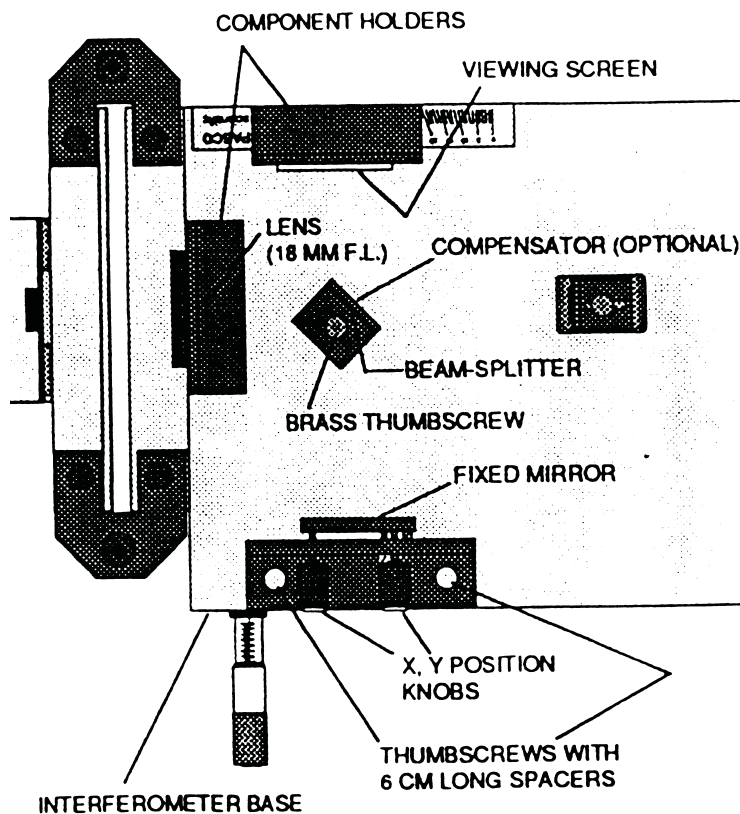


Abbildung 4: Schematischer Aufbau des im Experiment verwendeten Michelson-Interferometers mit allen wichtigen Elementen.

Verkippen des Justierspiegels kann das Zentrum der Ringe in die Mitte des Schirmes gebracht werden, dies vor allem um das Wandern der Interferenzringe leichter beobachten zu können. Abgesehen von Spiegeln und Strahlteiler, werden alle Komponenten durch Magnethalter einfach auf der Grundplatte positioniert. Um die Lebensdauer der optischen Komponenten zu erhöhen, müssen alle nicht benötigten Teile in den Plastiksäckchen im Koffer aufbewahrt werden!

Wie erwähnt kommt es bei Änderung der optischen Weglängen zu Verschiebungen des Interferenzmusters. Es ist aber sehr schwierig, die Hell-Dunkel Veränderung des Zentrums der Ringe selbst als Maß für eine Weglängenänderung zu verwenden. Wesentlich einfacher ist es, einen Skalenstrich des Schirmes als Referenzlinie (siehe Abb. 5) für eine Ringposition zu verwenden und das Überstreichen weiterer Interferenzringe zur Zählung zu verwenden.

Bei Richtungsänderungen kommt es sowohl in der Mikrometerschraube als auch im Hebelsystem zu leichten Totgängen. Um diesen Fehler zu vermeiden, muss immer BEVOR in eine Richtung verstellt werden soll die Nullstellung (bzw. die Ableseposition) bereits aus dieser Richtung angefahren werden (mit ca. 1 Umdrehung der Mikrometerschraube). Außerdem sind immer mehrere Verschiebungen und Ablesungen durchzuführen, um die Genauigkeit zu erhöhen.

### Ausarbeitung

Protokolliere die wesentlichen Schritte des Aufbaus. Schätze aus mehrfachem Anfahren desselben Interferenzringes und anschließende Ablesung der Skala den Ablesefehler der Mikrometerschraube ab.

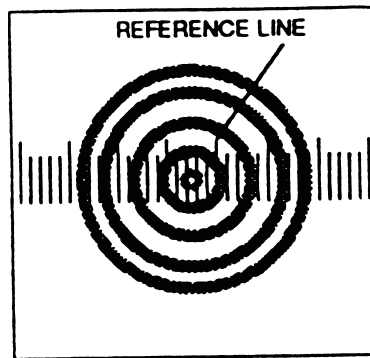


Abbildung 5: Die Weglängenänderung kann man gut durch Zählen der eine vorher gewählte Referenzlinie durchwandernden Ringe bestimmen.

## 2.3 Kalibrierung der Translationseinheit

### Durchführung

Verwende die bekannte Wellenlänge des He-Ne-Lasers in Luft ( $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ ), um die Übersetzung des Hebelsystems zu bestimmen (welcher tatsächlichen Verschiebung entspricht die Skala der Mikrometerschraube?). Zur Messung zähle jeweils einen Abstand von mindestens 20 Interferenzringen. Zur Überprüfung der Linearität der Bewegung führe diese Messung entlang mehrerer Punkte des möglichen Verstellweges durch.

### Ausarbeitung

Trage in einem Diagramm die Übersetzung gegen den Verstellweg auf. Unsicherheiten der Übersetzung und des Verstellwegs für jeden Messpunkt einzeichnen. Sind die gemessenen Werte unter Berücksichtigung des Fehlers konstant über den gesamten Verstellweg?

## 2.4 Messung des Brechungsindex von Luft

### Durchführung

Stelle die Gaszelle vor einen der Spiegel, verbinde sie mit der Handpumpe. Pumpe die Zelle so weit wie möglich ab und tabelliere beim kontrollierten Einstromen der Luft in die Zelle für mindestens 10 Druckwerte die Weglängenänderung im Interferometer. Daraus kann die Änderung der optischen Weglänge abhängig vom Druck und damit der Brechungsindex abhängig vom Druck bestimmt werden.

### Ausarbeitung

Berechne aus den gemessenen Werten der Weglängenänderung gegen den Druck den Brechungsindex. Nehme an, dass für kleine Drücke (kleiner als mit der Handpumpe erreichbar) der Brechungsindex linear vom Druck  $P$  abhängt, und dass  $n(P = 0) \equiv 1$ . Zeichne den Brechungsindex abhängig vom Druck in der Gaszelle auf (Fehlerkreuze!) Warum wäre es sinnvoll  $n-1$  aufzutragen, statt  $n$ ? Lege eine Regressionsgerade durch die Werte. Ist die lineare Abhängigkeit des Brechungsindex vom Druck ein gutes Modell? Bestimme aus der Steigung dieser Regressionsgerade den Koeffizienten  $\Delta n / \Delta p$  von Luft für das Licht des He-Ne Lasers. Vergiss bei der Diskussion der Unsicherheiten nicht den Effekt der Annahme, dass beim kleinsten Druck  $n = 1$  gelten soll.

## 2.5 Messung des Brechungsindex von Glas

### Durchführung

Für feste transparente Medien kann eine Weglängenänderung durch Variation der effektiven Dicke des Mediums erreicht werden, indem man z.B. den Probenkörper um eine Achse senkrecht zur Ausbreitungsrichtung



tung des Lichts im Interferometer dreht. Befestige dazu den Rotationstisch zusammen mit einer Glasplatte auf der Grundplatte des Interferometers (beweglichen Spiegel etwas im Langloch der Halterung zurückversetzen). Decke den zweiten Teilstrahl des Interferometers ab. Stelle den Arm des Rotationstisches auf die Nullposition der Skala am Rand der Grundplatte. Um die Glasplatte nun orthogonal zum Lichtstrahl zu justieren wird die Linse aus dem Strahlengang entfernt. Aufgrund von Reflexionen an den Oberflächen der Glasplatte kommt es zu Satellitenreflexen am Beobachtungsschirm. Durch Verdrehen der Glasplatte (bei fixiertem Drehtisch) können diese zur Überlappung gebracht werden, dann steht die Platte rechtwinklig zum Lichtstrahl. Stelle die Linse wieder an ihre Position und justiere gegebenenfalls das Interferometer etwas nach. Da die Winkelskala nur von 0 bis  $20^\circ$  markiert ist wird für diese Messung  $10^\circ$  als Nullpunkt verwendet. Verdrehe nun die Glasplatte und bestimme die Winkel für Positionen gleichen Interferenzmusters (ca. 10 Werte über ca.  $\pm 10^\circ$ ). Um die Anzahl an notwendigen Messpunkten und ihre Verteilung über den angegebenen Winkelbereich abzuschätzen, teste das Verhalten der Interferenzen Ringe für den positiven Winkelbereich.

### Ausarbeitung

Ermittle die Dicke  $d$  der Glasplatte. Benutze Gleichung (14) um 10 Werte des Brechungsindex zu ermitteln und stelle diese in einem Plot dar. Bilde den Mittelwert und ermittle die Standardabweichung der Werteschar unter der Annahme, dass der systematische Fehler durch die Entwicklung in Gleichung (14) zu vernachlässigen ist. Welchem Glas entspricht der bestimmte Brechungsindex?

## 3 Fragen zu den Versuchen

- Welchen Effekt auf den Brechungsindex würden Temperaturänderungen in der Glaszelle verursachen?
- Wie wirken sich die beiden Glasplatten der Gaszelle auf die Messung des Brechungsindex für Luft aus?
- Wie wirkt sich die Annahme  $n(P = 0) \equiv 1$  auf den Plot des Brechungsindex in Abhängigkeit vom Umgebungsdrucks aus? Muss für den Fit der Daten eine Gerade mit oder ohne Versatz verwendet werden?
- Wo bleibt die Energie des eingestrahlt Lichts, wenn ein Interferometer am Ausgang auf destruktive Interferenz eingestellt ist?
- Bewirkt die Glasplatte einen Strahl- und oder einen Winkelversatz?