



Technische
Universität
Dresden

Fakultät Physik

Physikalisches Grundpraktikum

Versuch: **MIF**

Aktualisiert: am 30. Mai 2026

Michelson Interferometer

1 Aufgabenstellung

Im Versuch lernen sie das Michelson Interferometer kennen. Dieses Interferometer wird als hoch empfindliches Längenmessgerät eingesetzt und findet auch als Spektrometer oder in der Holographie Anwendungen. Ihre Versuchsziele sind der Aufbau und die sorgfältige Justierung eines Michelson-Interferometers sowie dessen Anwendung für verschiedene Messungen.

2 Platzanleitung Lehramt SoSe2026

Der Versuch wird einige Versuchsanteile enthalten, die auch in VR durchgeführt werden. Beachten Sie, dass für eine Versuchsteilnahme das Antestat und eine Vorbefragung online im OPAL-Kurs durchgeführt werden müssen. Der Versuch läuft wie folgt ab:

1. gemeinsamer Aufbau des Interferometers am Versuchsplatz
2. parallel in Einzelarbeit: Bestimmung der Wellenlänge des Lasers a) in der VR Umgebung, b) am realen Aufbau (oder in umgekehrter Reihenfolge für die Versuchspartnerin bzw. den Versuchspartner)
3. gemeinsam: Bestimmung der Brechzahl von Luft
4. Zusatzaufgabe gemeinsam bzw. abwechselnd: Messungen und Simulation in VR zur thermischen Ausdehnung eines Aluminiumstabs.

Achtung: Beim Experimentieren mit dem LASER nie direkt oder indirekt (nach Reflexionen) in den Strahl sehen!

3 Grundlagen

3.1 Zweistrah-Interferenz ebener Wellen

Die Zeit- und Ortsabhängigkeit der Elongation ξ (z. B. elektrische Feldstärke $\vec{\xi} = \vec{E}(z, t)$) einer sich in positiver (oberes Vorzeichen) oder negativer z - (bzw. $\vec{r}$ -) Richtung ausbreitenden ebenen Welle kann beschrieben werden durch

$$\xi(z, t) = \hat{\xi} e^{i(\omega t \mp kz + \varphi)} \quad \text{bzw.} \quad \xi(\vec{r}, t) = \hat{\xi} e^{i(\omega t \mp \vec{k} \vec{r} + \varphi)} \quad (1)$$

Es bedeuten: $\hat{\xi}$ - Amplitude; $(\omega t \mp kz + \varphi)$ - Phase; $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ - Wellenzahl; $\omega = \frac{2\pi}{T}$ - Kreisfrequenz; φ - Nullphasenwinkel.

Die Phasengeschwindigkeit der Welle v_{Ph} - im Vakuum gleich der Lichtgeschwindigkeit $c_{vac} = c_0$ - folgt aus der Bedingung, dass die Phase $(\omega t - kz + \varphi)$ konstant ist, zu $\frac{dz}{dt} = v_{Ph} = \frac{\omega}{k}$. Interferenz entsteht immer, wenn zwei (oder mehrere) Wellenzüge an einem Ort zusammentreffen. Die Wellenerregung ξ_{res} kann durch ungestörte Überlagerung (Superposition, Addition) berechnet werden: Jede Welle breitet sich so aus, als wäre die andere nicht vorhanden. Je nach Phasenlage verstärken oder schwächen die Wellen einander. Die wichtigste Voraussetzung für Beobachtbarkeit von Interferenzen ist, dass die beiden zu überlagernden Wellenzüge (bei Ausbreitung in z -Richtung)

$$\xi_1(z, t) = \hat{\xi}_1 e^{i(\omega t - kz + \varphi_1)} \quad \text{und} \quad \xi_2(z, t) = \hat{\xi}_2 e^{i(\omega t - kz + \varphi_2)}$$

kohärent sind, d.h. ein feste Phasenbeziehung zueinander haben. ω und t sind nicht zu beeinflussen. Die Phasendifferenz beider Wellen ist unter Berücksichtigung eines zweiten Mediums ($k_2 = \frac{2\pi}{\lambda_2}$): $\Delta\Psi = (k_1 z_1 + \varphi_1) - (k_2 z_2 + \varphi_2)$.

Eliminieren sich, wie im vorliegenden Experiment, die paarweise auftretenden Phasensprünge infolge von Reflexionen am festen Ende, gilt $\varphi_1 = \varphi_2$ und in Folge ist die Ursache für die Phasendifferenz $\Delta\Psi$ die Differenz $k_1 z_1 - k_2 z_2 = k_{vac}(n_1 z_1 - n_2 z_2)$. Dabei wird $n_i z_i$ als optische Weglänge bezeichnet. (n_i = Brechzahl des Mediums i). Unter dem Gangunterschied versteht man die Differenz der optischen Weglängen $\delta = (n_1 z_1 - n_2 z_2) = \frac{\Delta\Psi}{2\pi} \lambda_{vac} = \frac{\Delta\Psi}{k_{vac}}$.

3.2 Intensität

In der Optik werden Intensitäten I , die durch das Amplitudenquadrat ($\xi_1^2 = I_1$) gegeben sind, wahrgenommen. Überlagern sich zwei Wellen $\xi_1(z, t)$ und $\xi_2(z, t)$ mit dem Phasenunterschied $\Delta\Psi$, so beträgt die resultierende Intensität (s. Anhang)

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \cos(\Delta\Psi) \quad (2)$$

Die resultierende Intensität ist gegeben durch die Summe der Einzelintensitäten und den wesentlichen Interferenzterm $2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \cos(\Delta\Psi)$. Somit erfolgt Verstärkung (konstruktive Interferenz) für $\Delta\Psi = 2m \cdot \pi$ ($m = 1, 2, 3, \dots$) und maximale Abschwächung (destruktive Interferenz, Auslöschung) bei $\Delta\Psi = (2m+1) \cdot \pi$ (Abb. 1).

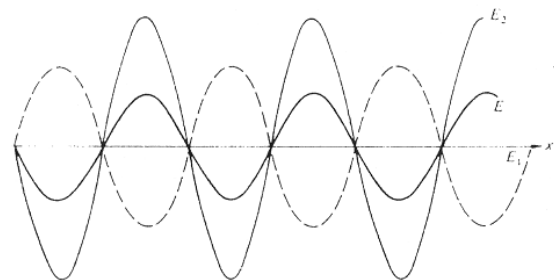


Abb. 1: Beispiel für destruktive Interferenz bei unterschiedlichen Amplituden: $I = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2}$

3.3 Zeitliche Kohärenz

Bei den bisherigen Überlegungen lagen ideale, d.h. monochromatische sowie zeitlich und räumlich unbegrenzte Wellen zugrunde. Kommen nun mehrere Wellenlängen ins Spiel, was bei einer realen Lichtquelle aufgrund der endlichen spektralen Breite ($\Delta\lambda$) immer der Fall ist, lassen sich Interferenzen nicht mehr in jedem Fall beobachten. Der Bereich, in dem die erforderliche Kohärenz vorliegt, wird durch einen maximal möglichen Gangunterschied begrenzt, bei welchem Interferenzen gerade noch so zu beobachten sind. Dieser Gangunterschied wird auch als Kohärenzlänge L_k bezeichnet. Der Kohärenzlänge ordnet man eine Kohärenzzeit $t_k = L_k/c_0$ zu.

Um die endliche Kohärenzlänge zu verstehen, muss man sich klar machen, dass stationäre Interferenzen nur zustande kommen können, wenn die sich überlagernden Teilwellen die gleiche Wellenlänge haben. D.h., zu jeder Wellenlänge gibt es ein stationäres Interferenzmuster und das Interferenzmuster einer polychromatischen Lichtquelle ergibt sich aus der Summe über alle entsprechenden Intensitäten. In diesem Fall kann nur dann ein Interferenzmuster beobachtet werden, wenn die Muster für jede Wellenlänge hinreichend ähnlich sind. Dies ist genau gegeben bei einem Gangunterschied von $\delta = 0$, was theoretisch einem exakten Abgleich der Armlängen eines Michelson-Interferometers entspricht (siehe hinten).

Eine Änderung des Gangunterschiedes führt zu einer Änderung der Phasenlage, welche insbesondere von der Wellenlänge des Lichtes abhängt:

$$\Delta\Psi = 2\pi \frac{\delta}{\lambda}.$$

Bei kleinen Gangunterschieden können unterschiedliche Wellenlängen zu Interferenzmustern führen die sich in der gegenseitigen Phasenlage nur wenig unterscheiden. Vergrößert man den Gangunterschied kann es nun vorkommen, dass das Interferenzmaximum der einen Wellenlänge mit dem Minimum einer anderen zusammenfällt. Für diesen Fall wäre das Interferenzmuster nicht mehr beobachtbar, die Kohärenzlänge wäre somit überschritten.

Um einen Zusammenhang zwischen der spektralen Breite $\Delta\lambda$ und der Kohärenzlänge zu erhalten, stellen wir die folgenden vereinfachenden Überlegungen an: Sei λ_0 die Wellenlänge mit einem Interferenzmaximum und $\lambda_1 = \lambda_0 - \Delta\lambda/2$ jene mit einem Minimum, so gelten die folgenden Bedingungen:

$$\begin{aligned} \delta &= n \cdot \lambda_0 && \text{konstruktive Interferenz für } \lambda_0 \\ \delta &= \frac{2n+1}{2} \cdot \lambda_1 && \text{destruktive Interferenz für } \lambda_1. \end{aligned}$$

Somit ergibt sich für die Kohärenzlänge die folgende Abschätzung:

$$L_k = \delta = \frac{1}{2 \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_0} \right)} = \frac{\lambda_0 \lambda_1}{2(\lambda_0 - \lambda_1)} \approx \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}.$$

$\Delta\lambda$ entspricht hier der Halbwertsbreite der spektralen Verteilung. Danach lässt sich für die in Abb. 2 gegebene Spektrallinie ($\Delta\lambda \approx 10^{-3}$ nm) eine Kohärenzlänge von $L_k \approx 41,3$ cm abschätzen.

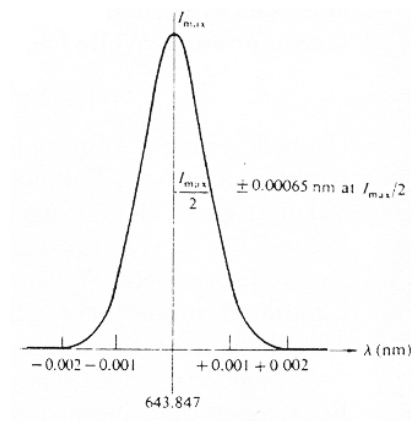


Abb. 2: Spektrale Breite der roten Cd-Linie [2]

Bei dieser Überlegung wird vernachlässigt, dass jede Wellenlänge mit einer anderen Intensität emittiert wird. Weiterhin stellt sich die Frage nach einem Kriterium für die Beobachtbarkeit von Interferenzen.

3.4 Räumliche Kohärenz

In vielen Geräten wird die Kohärenz der zur Überlagerung kommenden Teilwellen durch Aufspaltung des Primärstrahls z.B. mit Hilfe von halbdurchlässigen Spiegeln erzeugt. Dies gelingt jedoch bei ausgedehnten Lichtquellen (seitliche Ausdehnung A) nur dann, wenn die Kohärenzbedingung erfüllt ist (u = Öffnungswinkel des Strahls, s. Bergmann-Schäfer Bd. 3):

$$2A \sin u \ll \frac{\lambda}{2}. \quad (3)$$

In diese Überlegung wird einbezogen, dass alle Emissionspunkte der Quelle von einander unabhängig emittieren. D.h. analog zur Längenkohärenz entsteht für jeden Emissionspunkt ein Interferenzmuster, was sich umso weniger von den anderen unterscheidet, je kleiner der Abstand der Emissionspunkte zueinander ist. Mit zunehmender Größe der Quelle unterscheiden sich die Phasenlagen der individuellen Interferenzmuster immer deutlicher, wodurch es im Grenzfall zum Verschwinden von Interferenzen kommt.

3.5 Kohärentes LASER-Licht

LASER-Licht ist besonders kohärent mit Kohärenzlängen in der Größenordnung von 1 m. Es entsteht durch stimulierte Emission. Die vorher angeregten Atome strahlen die durch den Spiegelabstand ausgewählte Frequenz phasengleich ab. Bis vor wenigen Jahren wurden nahezu ausschließlich Gaslaser angewendet. Beispielsweise erfolgt in einem He-Ne-Gaslaser die Anregung der Elektronen der Neon-Atome in den maßgeblichen 3s- (2s) Zustand über Elektronenstöße mit den Helium-Atomen in der Gasentladung und durch Energieübertragung (Stöße 2. Art). In diesem Laser wird bei schmaler Bündelung die Wellenlänge $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ (λ_2 in Abb. 3) erzeugt.

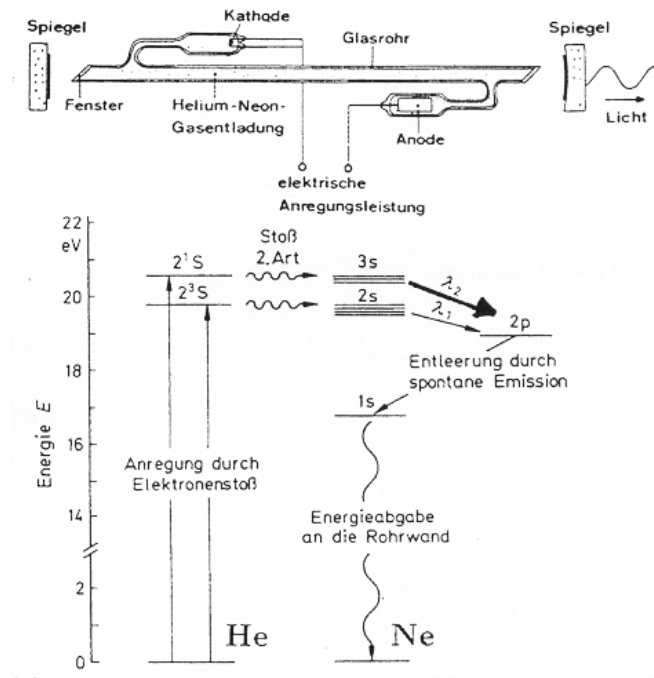


Abb. 3: Aufbau (a) und Termschema (b) eines He-Ne-Lasers

In den letzten Jahren haben Halbleiterlaser die Gaslaser auf vielen Gebieten ersetzt. Diese Laser decken ein breites Leistungs- und Farbspektrum ab und gestatten durch mittlerweile breite Anwendung eine preiswerte Herstellung.

Da die Empfindlichkeit des menschlichen Auges im grünen Licht maximal ist, haben sich beispielsweise für Laserpointer oder Laseranlagen der Unterhaltungstechnik grün leuchtende Laser durchgesetzt. Ein solcher Lasertyp wird auch im vorliegenden Versuch verwendet. Den Prinzipaufbau eines solchen grünen Halbleiterlasers, eines sog. Diode-Pumped-Solid-State-Laser (DPSSL), zeigt Abb. 4. In diesem Laser wird kein Gas, sondern ein Festkörper, im vorhandenen Laser-Typ RLDD532 ein Nd:YVO₄- (Neodymium Yttrium Vanadat)-Kristall, mit einer Infrarot-Laserdiode (einer speziellen Leuchtdiode), mit Licht der Wellenlänge von 808nm angeregt. Dieser Kristall emittiert bevorzugt Laserstrahlung im IR-Bereich der Wellenlänge 1064nm. Um diese Laserstrahlung in den sichtbaren Bereich zu transformieren, wird ein Kalium-Titanyl-Phosphat-Kristall (KTP-Kristall) als Frequenzverdoppler verwendet, so dass von der entstehenden Laserstrahlung noch alle niederfrequenten Anteile herausgefiltert werden müssen und nur die Strahlung der Wellenlänge von 532 nm den DPSS-Laser verlassen kann.

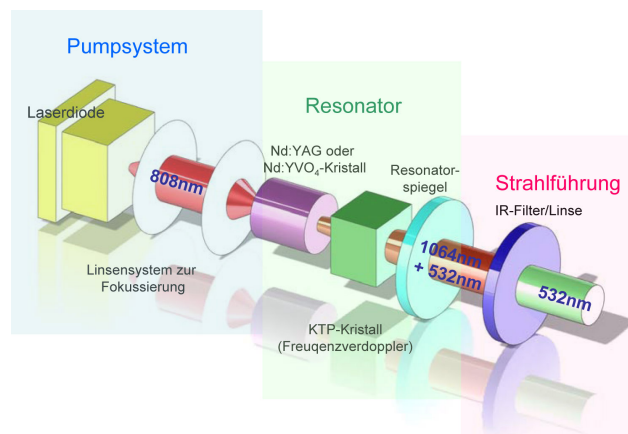


Abb. 4: prinzipieller Aufbau eines DPSS-Lasers

4 Versuchsdurchführung

4.1 Aufbau, Messprinzipien und Justierung

Das verwendete Interferometer wird auf einem Breadboard (s. Abb. 5) aufgebaut, das auf einem Fahrradschlauch gelagert ist um Schwingungen zu dämpfen. Die Funktionsweise des Michelson-Interferometers wird anhand Abb. 6 dargestellt. Im Gegensatz zum Original Michelson-Experiment wird als Lichtquelle ein LASER (speziell ein Halbleiter-Laser) und als Strahlteiler ein Würfel verwendet. Dieser Würfel besteht aus zwei Prismen, deren Berührungsflächen halbdurchlässig verspiegelt sind. Zur groben Justierung der Laserstrahlen im Michelson-Interferometer werden jeweils weiße Schirme in die Strahlengänge gebracht.

Zuerst justieren Sie mit Hilfe der beiden Justierschrauben an der Halterung des Lasers den Laserstrahl so, dass er parallel zur Oberfläche und zur langen Außenseite des Breadboards in einer Höhe verläuft, die in etwa der Mitte des Strahlteilers entspricht. Die Grobjustage des dem Laser gegenüber stehenden Spiegels (S_1) erfolgt so, dass der Laserstrahl nahezu aber nicht exakt in sich selbst reflektiert wird (weshalb?).

Die Grobjustage des Strahlteilers muss nun so erfolgen, dass die Höhe der Strahlen über dem Breadboard konstant bleibt und der am Spiegel S_1 und am Strahlteiler reflektierte Strahl einen rechten Winkel bilden. Mit dem zweiten justierbaren Endspiegel (S_2) werden nun beide Strahlen nach Rücklauf durch den Teiler-Würfel zur Überlagerung gebracht. Diese Überlagerung wird mit einer Sammellinse mittlerer Brennweite zwischen Laser und Strahlteiler als konzentrische Kreise (s. Abb. 5a) oder mit einer Sammellinse kurzer Brennweite zwischen Strahlteiler und Schirm als Kreissegmente bzw. Streifen (s. Abb. 5b) auf einem Schirm sichtbar gemacht und sollte bei gelungener Justierung so die erwarteten Überlagerungsfiguren zeigen.

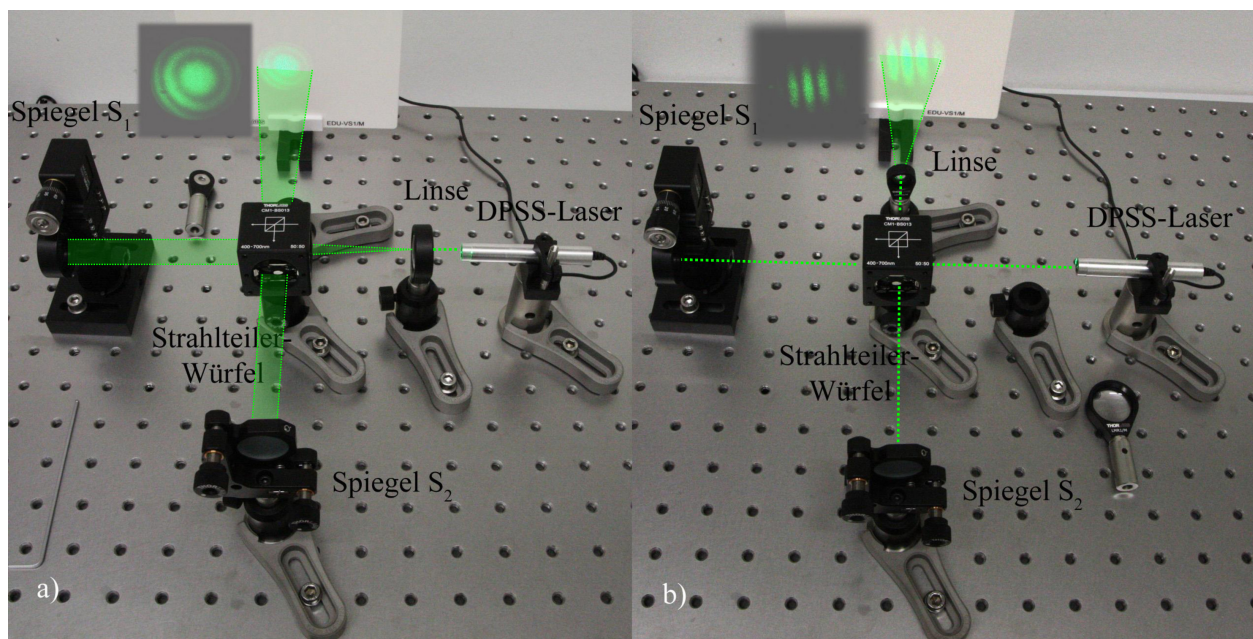


Abb. 5: Versuchsaufbau des Michelson-Interferometers (Plätze 3 und 4)

Eine Feinjustierung kann auch durch geringe Verkippung eines Spiegels nach Abb. 6b erfolgen, bis man die konzentrischen Kreissegmente bzw. Streifen mit dem Abstand s sieht. Das

Bild am Schirm kann mit einer Web-Kamera beobachtet oder als Video gespeichert werden, sodass ein Ausschnitt des bisherigen Bildes auf einem Monitor erfasst und die Zählung und Auswertung vereinfacht wird.

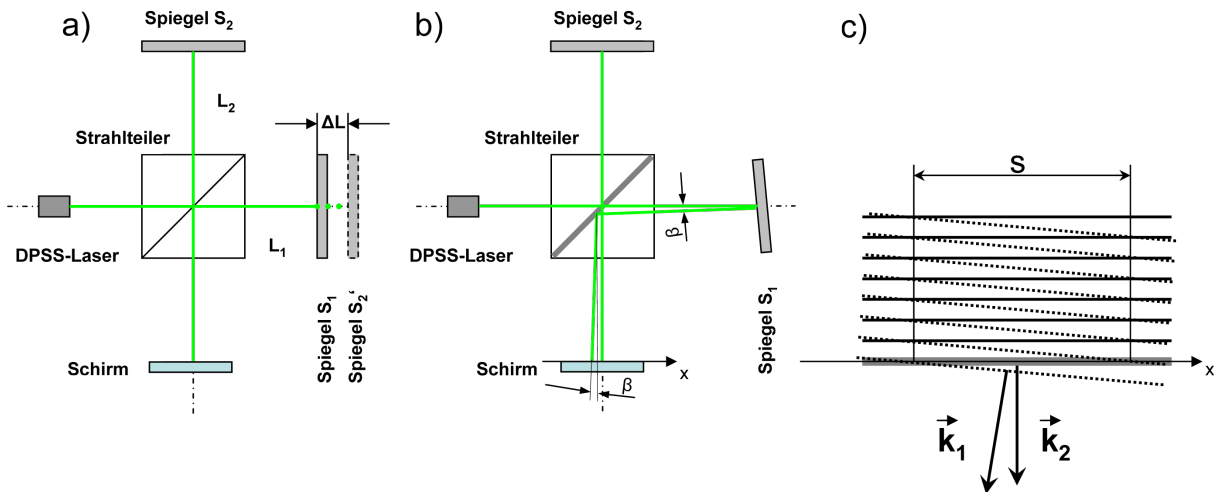


Abb. 6: (a) Strahlengang, Variation der Spiegelentfernung um ΔL ; (b) Streifenabstand s als Folge der Spiegelverkipfung. Die Abstände s der beobachteten Streifen in x -Richtung (Querrichtung) sind um so breiter, je kleiner der Winkel β zwischen den beiden Wellenzahlvektoren $\vec{k}_1$ und $\vec{k}_2$ ist: $s = \frac{\lambda_{vac}}{\beta}$. Entsprechend steigt die Empfindlichkeit eines Längenmessgerätes mit $\frac{1}{\beta}$ an. (c) Zur Überlagerung zweier um β zueinander geneigter ebener Wellenfronten mit den Wellenvektoren $\vec{k}_1$ und $\vec{k}_2$ mit Streifenabstand s in der Schirmebene (x - y -Ebene)

4.2 Anwendungen des Michelson-Interferometers

Nach erfolgreichem Aufbau kann das Michelson-Interferometer für verschiedene Messungen genutzt werden.

1. Bestimmung der Wellenlänge eines Halbleiterlasers,
2. Bestimmung der Brechzahl von Luft,
3. Bestimmung der Brechzahl einer planparallelen Plexiglasplatte,
4. Bestimmung des thermischen Ausdehnungskoeffizienten eines Aluminiumstabs,
5. (nur Bachelor Physik) Bestimmung der Hysteresekurve eines Piezo-Aktors,
6. (nur Bachelor Physik) Bestimmung der Kohärenzlänge von rotem und weißem LED-Licht

Diese Messungen werden im Folgenden genauer vorgestellt.

4.2.1 Bestimmung der Wellenlänge des Halbleiterlasers

Ein typische Anwendung des Michelson-Interferometers ist die Bestimmung der Wellenlänge des Halbleiterlasers durch eine kontinuierliche Verlängerung eines Arms. Hierzu wird der Spiegel S_1 (s. Abb 5) in Strahlrichtung definiert verschoben, so dass sich das Interferenzmuster ändert. Je nach Bewegungsrichtung des Spiegel laufen beim Aufbau entspr. Abb. 5a entweder konzentrische Ringe in das Zentrum hinein und verschwinden dort oder es entstehen neue Ringe im Zentrum und laufen aus dem Zentrum hinaus oder bewegt sich das Streifenmuster entspr. Abb. 5b nach links oder nach rechts. Werden für den Gangunterschied $\delta = 2\Delta L$ insgesamt m hell-dunkel-hell Übergänge beobachtet, so gilt:

$$m = \frac{2\Delta L}{\lambda} \quad (4)$$

Die Bewegung des Spiegels S_1 erfolgt mittels der Spiegelverfahreinheit durch Drehung der Mikrometerschraube, wobei ein Skalenteil der Mikrometerschraube einem Verfahrweg von $s = 1\mu m$ entspricht. Der Hersteller der Spiegelverfahreinheit gibt die Positioniergenauigkeit mit $\Delta s = 2\mu m + 0,02 \cdot s$ an.

4.2.2 Bestimmung des Brechungsindex von Luft

In einen Strahl des Interferometers wird eine evakuierbare Küvette - der Innenabstand zwischen Ein- und Austrittsfenster beträgt $d = 40$ mm - eingebracht. Diese kann evakuiert und schrittweise wieder mit Luft gefüllt werden.

Bei beiden Vorgängen werden nach Gleichung (5) m Streifen gezählt, die der Brechzahldifferenz proportional sind:

$$\delta = m\lambda = 2d\Delta n = 2d(n - 1) \quad \text{d.h.} \quad n = 1 + \frac{m\lambda}{2d} \quad (5)$$

Korrektur der Brechzahl:

Die Messung wird bei der Temperatur T und dem Druck p durchgeführt: $n(p, T) = 1 + \frac{m\lambda}{2d}$. Um mit dem Literaturwert vergleichen zu können muss eine Korrektur auf Normalbedingungen ($p_0 = 1013$ mbar; $T_0 = 273$ K) erfolgen. Dies geschieht anhand der Zustandsgleichung idealer Gase (siehe Anhang):

$$n(0) = 1 + \frac{m\lambda}{2d} \cdot \frac{p_0}{p} \frac{T}{T_0} \quad (6)$$

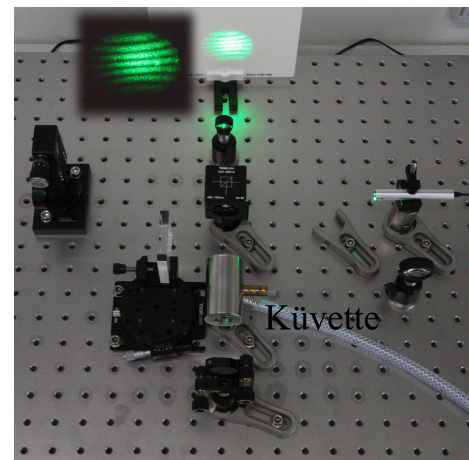


Abb. 7: Aufbau zur Bestimmung des Brechungsindex von Luft

Zur Evakuierung der Küvette nutzen Sie das Vakuumsystem (s. Abb. 8). Das Manometer zeigt immer den Druck in der Küvette an. Das Eckventil darf nur zur Evakuierung der Küvette geöffnet werden.

Zur Evakuierung der Küvette muss das Dosierventil geschlossen sein und evtl. die Vorvakuumpumpe (außerhalb der Messkabinen) kurzzeitig eingeschaltet werden. Während des Betriebs der Pumpe muss auch das Eckventil an der Vorvakuumpumpe kurzzeitig geöffnet werden. Der gewünschte Druck in der Küvette wird dadurch eingestellt, dass über das Dosierventil etwas Luft langsam in die Küvette eingelassen wird.

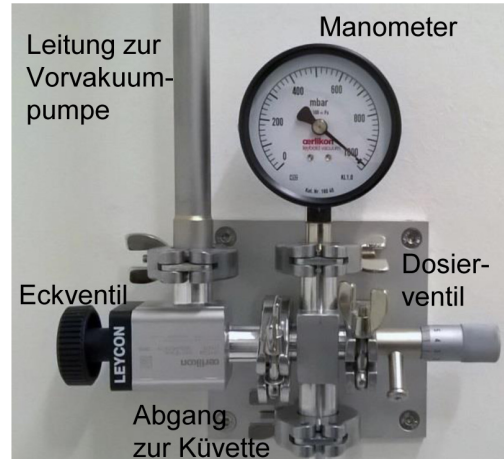


Abb. 8: Vakuumsystem für Messplätze

4.2.3 Hysterese eines Piezo-Aktors

Wird ein geeignetes piezoelektrisches Material, z.B. Quarz oder Bariumtitanat (BaTiO_3) einer mechanischen Zug- oder Druckspannung ausgesetzt, so entsteht an den Endflächen eine elektrische Spannung. Bringt man umgekehrt den Kristall in ein elektrisches Feld, so ändert er seine Länge, was dynamisch z.B. beim Schwingquarz und statisch z.B. beim Piezo-Aktor angewendet wird. Piezo-Aktoren werden auch zur elektrisch gesteuerten Positionierung der Spitze im Rastertunnelmikroskop oder zur Justierung von Interferometerspiegeln benutzt. Dabei können die kleinsten Schritte im nm-Bereich liegen. Aktoren müssen mit Gleichfeldstärken im Bereich von kV/mm vorpolarisiert werden, da der Piezo-Effekt infolge Depolarisierung durch Temperatur- und Feldeinwirkung reduziert wird.

Allgemein zeigen Aktoren Hysterese, d.h. einen nichtlinearen und nicht eindeutigen Zusammenhang zwischen Längenänderung Δl und elektrischer Spannung U , der stark von der Vorgeschichte abhängt.

Zur Aufnahme der Längen-Hysterese des Piezo-Aktors an den Plätzen 1 und 2 wird ein Spiegel durch den am Piezo-Aktor befestigten Spiegel ersetzt (s. Abb. 9), die angelegte Spannung zwischen +100 V bis -10 V variiert und jeweils die Anzahl der hell-dunkel-hell-Durchgänge bestimmt. Nehmen Sie die Spannungsversorgung erst nach Kontrolle durch die Versuchsbetreuung in Betrieb.

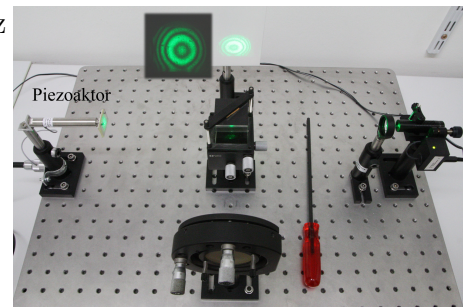


Abb. 9: Aufbau zur Bestimmung der Hysterese eines Piezo-Aktors

4.2.4 Bestimmung des Längenausdehnungskoeffizienten eines Stabes

Wird der in Abb. 9 gezeigte Piezo-Aktor durch einen heizbaren Stab definierter Länge mit befestigtem Spiegel ersetzt, kann der Ausdehnungskoeffizient des Stabmaterials sehr genau bestimmt werden. Die Temperaturmessung erfolgt mit einem Temperaturfühler, der in einer Längsbohrung im Stab positioniert wird.

Bestimmen Sie den Ausdehnungskoeffizienten eines Aluminiumstabes im Temperaturbereich bis maximal 50°C ($L_0 = (84,0 \pm 0,5)$ mm, Spannungsversorgung 15V/1A benutzen). Für die systematische Ungenauigkeit der Temperaturmessung sind laut Hersteller 0,5K anzusetzen. Planen Sie Ihre Messung sinnvoll.

4.2.5 Brechungsindex von Plexiglas

Mit dem Michelson-Interferometer kann der Brechungsindex n einer transparenten planparallelen Platte sehr genau bestimmt werden. Zur Messung wird diese Platte zunächst in den Arm des Interferometers senkrecht zum Strahl gebracht. Wird diese Platte anschließend sorgfältig gegen den Strahl gedreht, vergrößert sich der optische Weg in diesem Arm, was eine Änderung des Interferenzmusters bewirkt.

Aus der Anzahl der hell-dunkel-hell-Durchgänge N , der Plattendicke D und dem genau gemessenen Drehwinkel α kann der Brechungsindex n berechnet werden (siehe Anhang).

$$n = \frac{\sin^2 \alpha + \left(\frac{N\lambda}{2D} + \cos \alpha - 1\right)^2}{2\left(1 - \cos \alpha - \frac{N\lambda}{2D}\right)} \quad (7)$$

Die Dicken der vorliegenden Platten betragen laut Hersteller $D = (8,50 \pm 0,05)$ mm bzw. $D = (12,00 \pm 0,05)$ mm. Beachten Sie die kleinste Skalenteilung des Goniometers von 5 Winkelminuten.

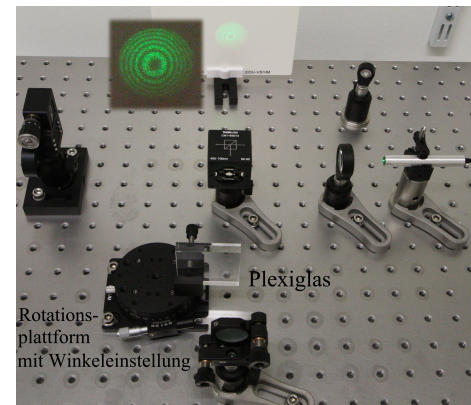


Abb. 10: Aufbau zur Bestimmung des Brechungsindex von Plexiglas

4.2.6 Messung von Kohärenzlängen mit LEDs

Wie in Abb.11 dargestellt erfährt jedes Interferenzmuster von Licht einer bestimmten Wellenlänge eine individuelle Phasenverschiebung infolge eines Armlängenunterschied ΔL . Ist der Versatz der Armlängen größer als die halbe Kohärenzlänge, kann keine Interferenz beobachtet werden, da sich die Intensitäten aller Interferenzmuster so überlagern, dass der Streifenkontrast gegen null geht. Für Laser-Licht kann ΔL bis in den Meter-Bereich reichen, für Lichtquellen mit breiteren Frequenzspektren (z.B. LEDs) ist die Grenze hingegen schon bei wenigen μm erreicht.

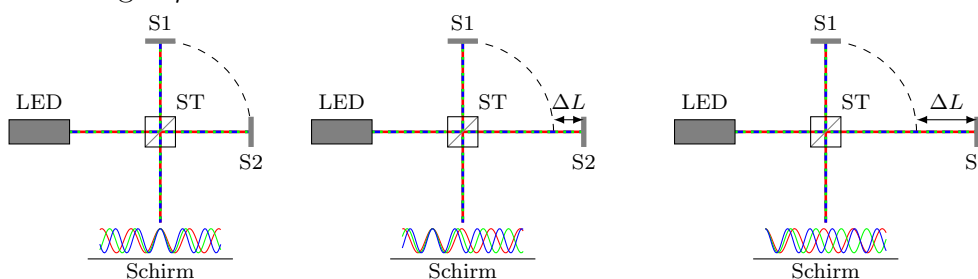


Abb. 11: Schematische Darstellung von Interferenzen am Michelson-Interferometer mit polychromatischem Licht. Im Falle von abgeglichenen Abständen zwischen Spiegel und Strahlteiler (Gangunterschied gleich null) liefert die Überlagerung der Interferenzmuster verschiedener Wellenlängen ein in Teilen beobachtbares Interferenzmuster (linker Fall). Mit zunehmenden Versatz zwischen den Spiegeln ΔL erfahren die Interferenzmuster verschiedener Wellenlängen unterschiedlich starke Phasenschiebungen $\Delta\varphi = 2\Delta L \cdot k$, welche durch unterschiedliche Wellenzahlen hervorgerufen werden. Somit egalisieren sich zunehmend Maxima und Minima, wodurch der Interferenzstreifenkontrast gegen null läuft.

Die kleinen Kohärenzlängen des LED-Lichts stellen an die Justierung des Michelson-Interferometers besondere Anforderungen. Eine geometrische Grob- und anschließende Vorjustierung mit dem Laser ist daher unbedingt notwendig. Man beginnt mit einem Aufbau entspr. Abb. 5a und stellt die Mikrometerschraube der Verfahrereinheit des verstellbaren Spiegels (S_1) auf Mittelstellung. Anschließend verschiebt man die gesamte Einheit per Hand in Strahlrichtung, so dass das zentrale Maximum des Interferenzmusters möglichst groß wird. Bringt man jetzt die rote LED wie in Abb. 12 gezeigt vor dem Strahlteiler ein, ist die Chance sofort ein Interferenzmuster zu sehen recht gering.

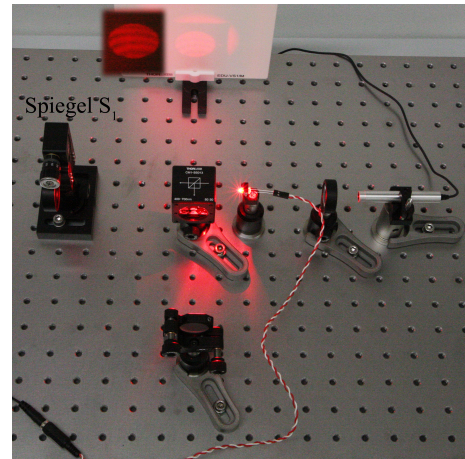


Abb. 12: Interferenz mit roter LED

Um ein Interferenzmuster zu finden, muss der Spiegel (S_1) mit der Mikrometerschraube vorsichtig verfahren werden. Gelingt die Darstellung eines Interferenzmusters auf dem Schirm innerhalb des gesamten Verfahrwegs der Spiegeleinheit nicht, ist die Vorjustierung zu wiederholen. Schätzen Sie anschließend durch Verfahren des Spiegels (S_1) mit der Mikrometerschraube und Beobachtung des Interferenzbildes die Kohärenzlänge des roten LED-Lichts ab. Ist das Interferenzbild der roten LED mit größtmöglichem Kontrast abgebildet, wird in dieser Einstellung des Michelson-Interferometers die rote LED durch die weiße LED ersetzt und der Spiegel (S_1) mit der Mikrometerschraube vorsichtig soweit verfahren, dass die Interferenzfigur ähnlich Abb. 13 sichtbar wird. Schätzen Sie auch hier die Kohärenzlänge des weißen LED-Lichts ab. Prüfen Sie außerdem qualitativ den Einfluss eines eingebrachten Farbfilters auf die gemessene Kohärenzlänge.

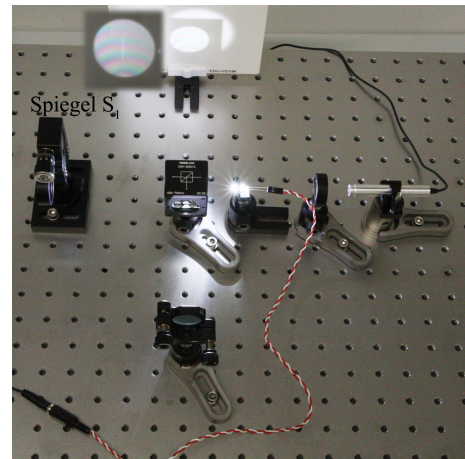


Abb. 13: Interferenz mit weißer LED

Die Kohärenzlänge ergibt sich aus dem maximalen Gangunterschied, bei dem die Interferenzen gerade verschwinden. Es werden daher die Lagen bei denen Kontrast entsteht s_1 und wieder verschwindet s_2 gemessen. Die Kohärenzlänge ergibt sich mit $L_k = |s_1 - s_2|$.

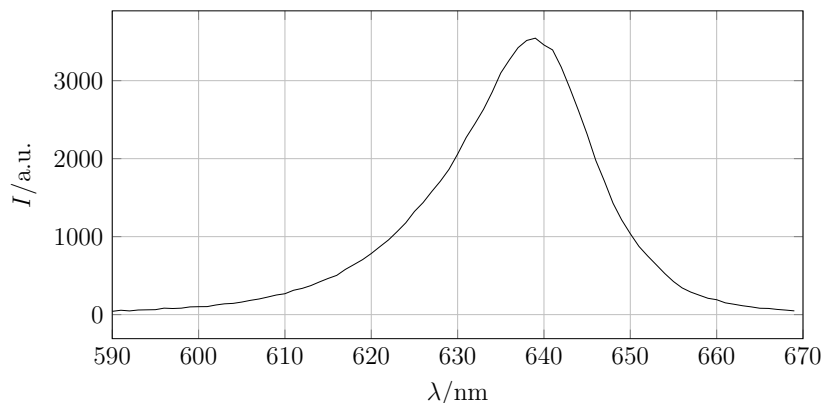


Abb. 14: Bekanntes Emissionsspektrum der roten LED. Welche Kohärenzlänge lässt sich daraus abschätzen?

5 Anhang

5.1 Interferenzen am Keil

Auf der ebenen Glasplatte des Tisches eines Messmikroskops erzeugt man mit Hilfe eines geraden Drahtes und einer planparallelen Glasplatte einen Luft- (oder Flüssigkeits-) Keil (Abb. 15).

Monochromatisches Licht wird über eine Glasplatte G (siehe Abb. 16) eingespiegelt. Man beobachtet abwechselnd helle und dunkle Streifen (Interferenzen gleicher Dicke), deren Anzahl N pro Längeneinheit x durch Auszählen im Messmikroskop (x = Koordinate senkrecht zu den Streifen) gemessen und grafisch ausgewertet wird. Dem reziproken Abstand zweier benachbarter Streifen ($x_i - x_{i-1}$) entspricht der Anstieg $\frac{\Delta N}{\Delta x} = \frac{1}{x_i - x_{i-1}}$.

Da der Phasensprung π an der unteren Glasplatte für alle Teilwellen gleich ist und bei der Differenzbildung herausfällt, ist der Phasenunterschied der jeweils zur Interferenz kommenden Teilwellen von einem dunklen Streifen (Strahlen-Paar 1) zum nächsten (2, siehe Abb. 15) gegeben durch den Gangunterschied:

$$\delta = 2y = 2 \tan \alpha \cdot (x_i - x_{i-1})$$

oder

$$\frac{\Delta m}{\Delta x} = \frac{1}{x_i - x_{i-1}} = \frac{2 \tan \alpha}{\lambda} \quad \text{bzw.} \quad \lambda = \frac{2n \tan \alpha}{\frac{\Delta m}{\Delta x}}. \quad (8)$$

5.2 Newtonsche Ringe

Die Anordnung (Abb. 16) entspricht der Abb. 15, wobei die obere Glasplatte durch eine plankonvexe Linse ersetzt wird. Die Interferenzen gleicher Dicke sind jetzt konzentrische Kreise, deren Durchmesser D_i quadratisch mit den Gangunterschieden $\delta_i = 2(d_i + d_0) \approx 2d_i$ verknüpft sind und die in Abhängigkeit von der Anzahl N gemessen werden. (Erwarten Sie den zentralen Punkt hell oder dunkel?) Mit R als Linsenradius (typisch $R \approx 10$ m) und $d \approx \frac{D^2}{8R}$; ($d \ll D$) hängt für $d_0 \approx 0$ die Differenz der Quadrate zweier benachbarter Durchmesser mit der Differenz der zugehörigen Gangunterschiede $(d_i - d_{i-1}) = \frac{\lambda}{2}$ wie folgt zusammen:

$$d_i - d_{i-1} = \frac{1}{8R} (D_i^2 - D_{i-1}^2)$$

woraus

$$\lambda = \frac{1}{4R} (D_i^2 - D_{i-1}^2) = \frac{1}{4R} \frac{\Delta(D^2)}{\Delta m} \quad (9)$$

folgt. Mittels Gleichung (9) kann eine unbekannte Größe (λ oder R) bestimmt werden.

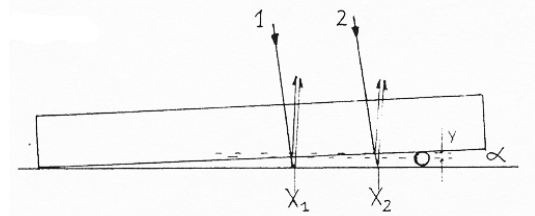


Abb. 15: Beobachtung von Interferenzen am Keil

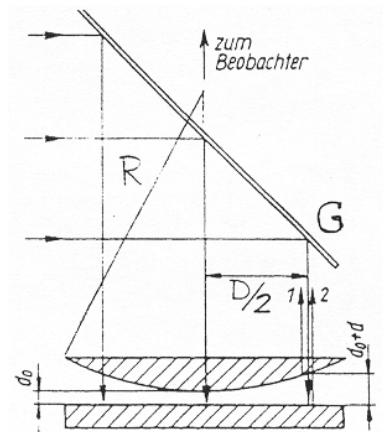


Abb. 16: Zur Beobachtung von Newtonschen Ringen

5.3 Interferometer nach Jamin

Hier findet eine zweimalige Aufspaltung des Primärstrahls je an der Vorder- und Hinterseite zweier planparalleler Platten statt. Von den 4 entstehenden Teilstrahlen werden die beiden äußeren ausgeblendet. An jeder der (nahezu) gleichen Platten wird der Gangunterschied δ zwischen dem gebrochenen und an der Rückseite reflektierten ($2x$) und dem direkt reflektierten Strahl (y) betrachtet.

Der Gangunterschied an der ersten Platte beträgt

$$\delta_1 = 2x - y = \frac{2d_1 n}{\cos \beta} - 2d_1 \frac{\sin \beta \sin \alpha_1}{\cos \beta}. \quad (10)$$

Mit

$$\sin \beta = \frac{\sin \alpha_1}{n} \quad \text{und} \quad \sin^2 \beta + \cos^2 \beta = 1$$

wird

$$\delta_1 = 2d_1 \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha_1}. \quad (11)$$

Der gleiche Gangunterschied tritt an der zweiten planparallelen Platte auf, so dass bei völliger Gleichheit und Parallelität beider Platten der gesamte Gangunterschied $\Delta_1 - \Delta_2$ verschwindet. Sind die Dicken und Neigungswinkel beider Platten etwas verschieden, so folgt aus Gleichung (11) ein resultierender Gangunterschied

$$\delta_1 - \delta_2 = 2d_1 \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha_1} - 2d_2 \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha_2} \quad (12)$$

Durch Verkippen (Änderung von α_1) einer Platte können die Abstände der beobachteten Streifen variiert werden. Wird in einen der beiden Strahlengänge ein anderes Medium (Brechzahl n_1 ; Länge der Küvette L) eingebracht, so entsteht ein zusätzlicher Gangunterschied δ infolge der optischen Wegänderung $L(n_0 - n_1)$ (vergleiche mit (4)):

$$L(n_0 - n_1) = \delta = m\lambda \quad (13)$$

5.4 Zum Interferenzterm der Intensität

Zur Berechnung der Intensität der Elongation $\xi_{res} = \xi_1 + \xi_2$ muss ξ_{res} komplex quadriert werden (Beachtung der Eulerschen Gleichung: $\cos \varphi = \frac{1}{2}(e^{i\varphi} + e^{-i\varphi})$ sowie des Spezialfalls gleicher Amplituden $\hat{\xi}_1 = \hat{\xi}_2$). Die Phasendifferenz zwischen den Elongationen an den Orten $\vec{r}_1$ und $\vec{r}_2$ in der xz -Ebene berechnet sich durch: $\Delta\Phi = \Phi_2 - \Phi_1 = (\vec{k}_2 \vec{r}_2 - \varphi_2) - (\vec{k}_1 \vec{r}_1 - \varphi_1)$. Im Folgenden betrachten wird zwei ebene Wellen, dies sich hauptsächlich in z -Richtung ausbreiten und jeweils eine entgegengesetzte Verkipfung in x -Richtung ($\pm k_x$) aufweisen. Das entsprechende Intensität berechnet sich folglich:

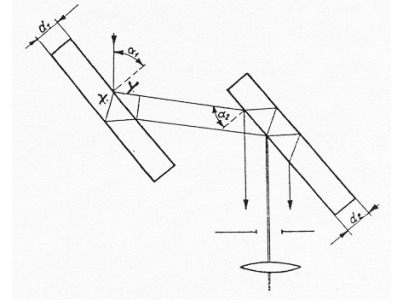


Abb. 17: Jamin'sches Interferometer

$$\begin{aligned}
I_{res} &= \left[\hat{\xi}_1 e^{i(\omega t + k_x x - k_z z - \varphi_1)} + \hat{\xi}_2 e^{i(\omega t - k_x x - k_z z - \varphi_2)} \right] \cdot \left[\hat{\xi}_1 e^{-i(\omega t + k_x x - k_z z - \varphi_1)} + \hat{\xi}_2 e^{-i(\omega t - k_x x - k_z z - \varphi_2)} \right] \\
&= e^{i(\omega t + k_x x - k_z z - \varphi_1)} \left[\hat{\xi}_1 + \hat{\xi}_2 e^{i\Delta\Phi} \right] \cdot e^{-i(\omega t + k_x x - k_z z - \varphi_1)} \left[\hat{\xi}_1 + \hat{\xi}_2 e^{-i\Delta\Phi} \right] \\
&= \hat{\xi}_1^2 + \hat{\xi}_2^2 + \hat{\xi}_1 \hat{\xi}_2 \cdot (e^{i\Delta\Phi} + e^{-i\Delta\Phi}) \\
&= \hat{\xi}_1^2 + \hat{\xi}_2^2 + 2\hat{\xi}_1 \hat{\xi}_2 \cdot \cos \Delta\Phi \\
&= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \cos \Delta\Phi
\end{aligned}$$

Der maßgebliche Phasenwinkel $\Delta\Phi$ nach Gleichung (14) und damit der Interferenzterm $\cos \Delta\Phi$ soll für zwei Spezialfälle diskutiert werden.

$$\Delta\Phi = (\varphi_2 - \varphi_1) - 2k_x x = k_z \Delta L + \beta k_z x \quad (14)$$

1. Bei konstantem β existieren nur Variationen in z -Richtung: $\Delta\Phi = k_z \Delta z = k_z \Delta L$ (Längenmessung).
2. Zum Anderen ist bei einer reinen Verkippung eines Spiegels die Phase nur mit $\beta \approx 2k_x/k_z$ veränderlich ($\Delta z = 0$) (Winkelmessung).

5.5 Zur Dichteabhängigkeit der Brechzahl

Die Maxwellsche Relation lautet $\varepsilon = n^2$ (für hinreichend hohe Frequenzen und starke Verdünnung, keine Wechselwirkung). Mit $n = 1 + \Delta n$; $n - 1 \ll 1$, z.B. in Luft gilt

$$\chi_{el} = \varepsilon - 1 = n^2 - 1 \quad \text{bzw.} \quad (1 + \Delta n)^2 - 1 \approx 2(n - 1) = 2\Delta n \quad (15)$$

(Vernachlässigung von $(\Delta n)^2$ gegen $2\Delta n$). Der Dichtezuwachs Δn beim Übergang von Vakuum in Luft ist wie $\chi_{el} \sim N$ (N - Teilchenzahl), d.h. $\sim p$ oder $\sim \rho$. Die Korrektur folgt aus der Zustandsgleichung:

$$\frac{\rho_0}{\rho(p, T)} = \frac{N_0}{N(p, T)} = \frac{T p_0}{T_0 p}$$

5.6 Zum Brechungsindex von Plexiglas

Bei der Bestimmung des Brechungsindex n einer transparenten planparallelen Platte ist die Differenz der optischen Wege zwischen gedrehter und ungedrehter Platte in einem Arm des Michelson-Interferometers zu berechnen. Dabei ist zu beachten, dass das Licht zweimal den Weg durch die Platte nimmt.

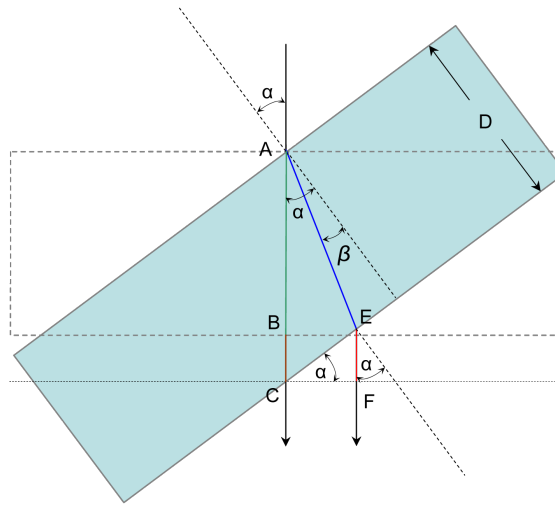


Abb. 18: Bestimmung des Brechungsindex von Plexiglas

Für die Differenz der beiden optischen Wege (gedreht minus ungedreht) entnimmt man der Abbildung 18:

$$2(n \cdot \overline{AE} + \overline{EF} - n \cdot \overline{AB} - \overline{BC}) = N \cdot \lambda$$

Die Geometrie liefert: $\overline{AB} = D$, $\overline{AE} = \frac{D}{\cos \beta}$, $\overline{AC} = \frac{D}{\cos \alpha}$, $\overline{BC} = \overline{AC} - D = \frac{D}{\cos \alpha} - D$ und $\overline{EF} = \overline{CE} \cdot \sin \alpha = D \cdot (\tan \alpha - \tan \beta) \cdot \sin \alpha$, woraus folgt:

$$\frac{N\lambda}{2D} = \frac{n}{\cos \beta} + \sin \alpha \tan \alpha - \sin \alpha \tan \beta - n - \frac{1}{\cos \alpha} + 1$$

Das lässt sich mit dem Brechungsgesetz $\sin \beta = \frac{\sin \alpha}{n}$ bzw. $\cos \beta = \sqrt{1 - \sin^2 \beta} = \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n^2}}$ umformen in

$$\frac{N\lambda}{2D} = \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \cos \alpha - n + 1$$

bzw.

$$\left(\frac{N\lambda}{2D} + \cos \alpha - 1 + n\right)^2 = n^2 - \sin^2 \alpha$$

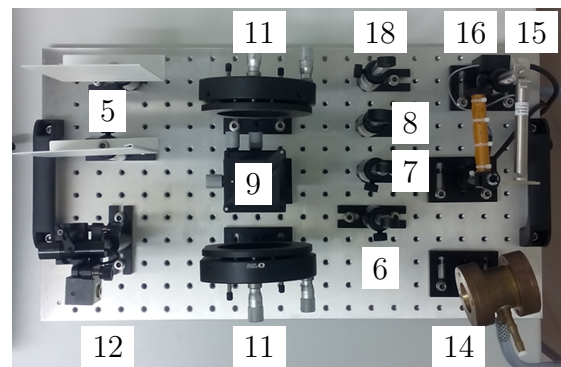
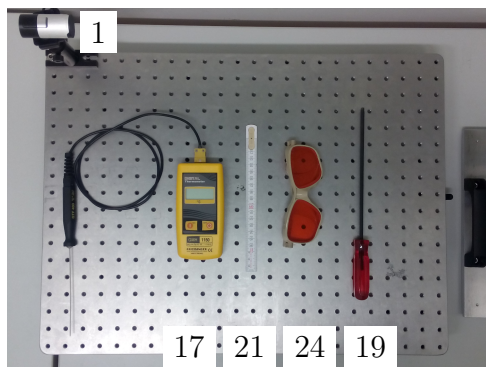
also:

$$n = \frac{\sin^2 \alpha + \left(\frac{N\lambda}{2D} + \cos \alpha - 1\right)^2}{2\left(1 - \cos \alpha - \frac{N\lambda}{2D}\right)}$$

Aufbau der Arbeitsplätze

Nummer	Bezeichnung	Nummer	Bezeichnung
1	WebCam	13	Rotationsplattform mit Plexiglashalter
2	LED rot	14	Küvette
3	LED weiß	15	Piezo-Aktor
4	Spiegel mit Verschiebetisch	16	heizbarer Aluminiumstab
5	Schirm	17	Temperaturmessgerät mit Fühler
6	Linse $f = 10\text{mm}$	18	optischer Neutralfilter
7	Linse $f = 20\text{mm}$	19	Sechskantschraubendreher für M6-Schrauben
8	Linse $f = 50\text{mm}$	20	Sechskantschraubendreher 2mm
9	Strahlteiler 50/50	21	Maßstab zur Strahlgröbjustierung
10	Spiegel (klein) mit Justierung	22	Linear-Verschiebetisch
11	Spiegel (groß) mit Justierung	23	planparallele Plexiglasplatten (2x)
12	DPSS-Laser	24	Schutzbrille

a) Versuchsplätze 1-2 (breadboardfern)



b) Versuchsplätze 3-4 (breadboardnah)

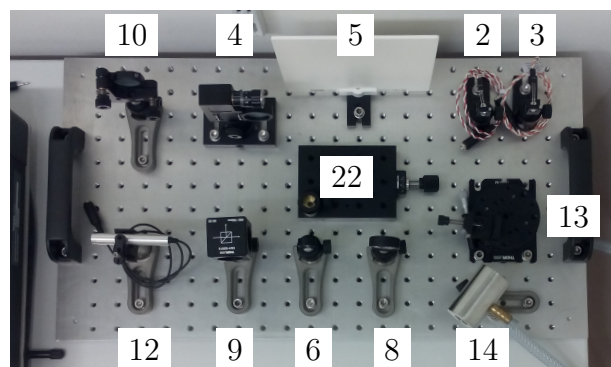
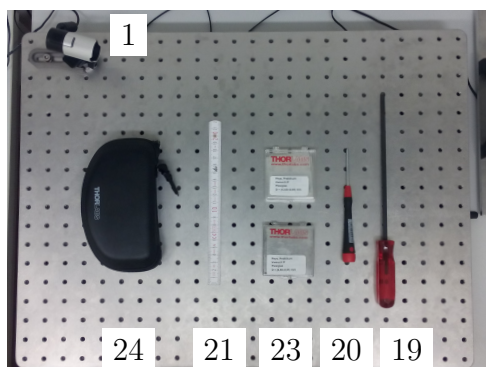


Abb. 19: Optische Komponenten an den Arbeitsplätzen

Hinweis: Für den Versuch MIF werden nicht alle der gezeigten Komponenten verwendet. Beachten Sie, dass nach Versuchsende alle Aufbauten rückgebaut und in den in den Bildern gezeigten Zustand gebracht werden müssen.