

# **V64 Interferometrie**

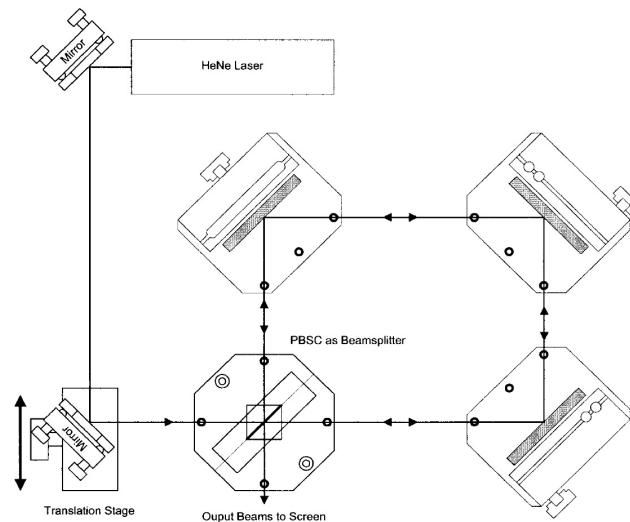
Magnus Tipp  
m.tipp@hotmail.com

Lukas Weise  
lukas.weise@tu-dortmund.de

Durchführung: 07.12.2016, Abgabe: 16.01.2017

# 1 Theorie

Im durchgeführten Versuch sollen mit einem aufzubauenden Sagnac Interferometer die Brechungsindizes einer Glasplatte sowie von Luft ermittelt werden. Das Sagnac Interferometer zeichnet sich dabei durch eine hohe Auflösung und Stabilität aus, welche aufgrund des geringen Brechungsindex von Luft erforderlich ist. Diese Eigenschaften des verwendeten Interferometers ergeben sich aus der in Abbildung 1 gezeigten Strahlführung. Beide Lichtstrahlen legen näherungsweise den gleichen Weg zurück und unterliegen



**Abbildung 1:** Schematischer Aufbau des Sagnac Interferometers. Bei gezeigter Einstellung verlaufen beide Lichtstrahlen ineinander[2].

somit ähnlichen Störeinflüssen, welche beispielsweise durch Verschmutzungen auf Spiegeln oder lokale Änderungen des durchlaufenen Mediums hervorgerufen werden können. Am Ausgang des Interferometers ist im Interferenzbild beider Strahlen eine gegenseitige Auslöschung der Störeinflüsse zu erwarten. Bedingung für das Auftreten von Interferenzerscheinungen ist eine Teilung des Laserstrahls. Die Strahlteilung wird durch einen aus zwei Prismen an der Hypotenuse zusammengesetzten Würfel erreicht (in der Skizze als „PBSC“ bezeichnet). Abhängig von der Polarisationsrichtung des einfallenden Lichtes kommt es an der Übergangsstelle zwischen den Prismen zur Brechung bei senkrechter Polarisierung zur Einfallsebene oder Transmission für parallele Polarisierung zur Einfallsebene. Das an den Seiten des Würfels austretende Licht ist nun jeweils linear polarisiert, wobei die Polarisationsrichtungen der einzelnen Strahlen senkrecht zueinander stehen. Über die Spiegel durchlaufen die Lichtstrahlen das gleiche Rechteck und werden wieder vom PBSC transmittiert bzw. gebrochen, sodass die Strahlen wieder überlagert austreten. Interferenzeffekte können zunächst nicht auftreten, da die Lichtstrahlen senkrecht zueinander polarisiert sind. Um dennoch Interferenz zu erzeugen, kann beispielsweise ein Polarisationsfilter in den Strahlengang des austretenden Strahls gebracht werden. Zwischen den Projektionen beider Strahlen auf die gewählte Polarisationsrichtung sind

Interferenzerscheinungen beobachtbar. Um experimentell auswertbare Messdaten erhalten zu können, muss in einen der Strahlen eine „Störung“ eingebracht werden, welche jedoch nicht oder nicht identisch auf den zweiten Strahl im Interferometer wirkt. Dazu wird ein Spiegel verrückt, sodass die Lichtstrahlen im Interferometer parallel verlaufen und nicht mehr ineinander liegen. Die genauen Schritte des Aufbaus und der Justierung des Interferometers sind in Abschnitt 2 erläutert. Durch Variation der Störung in einem Lichtstrahl kommt es abhängig von beobachteter Polarisationsrichtung zu konstruktiver und destruktiver Interferenz, welche sich experimentell durch das Auftreten bzw. Verschwinden des Lichtpunktes zeigt. Da praktisch auch bei destruktiver Interferenz die Intensität des Lichtpunktes  $I_{\min} = 0$  nicht erreicht, wird als Qualitätseinstufung des Aufbaus der Kontrast  $K$  des Interferometers definiert

$$K := \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} . \quad (1)$$

Hierbei gibt  $I_{\max}$  die größte erreichbare Strahlungsintensität bei konstantem Polarisationswinkel an. Da die Interferenz zwischen zwei ursprünglich senkrecht zueinander polarisierten Strahlen auftritt, hängt  $K$  auch vom Polarisationswinkel  $\phi$  des verwendeten Laserstrahls ab. Bei einer Amplitude der elektrischen Welle des Lasers  $E_0$  bzw. als Intensität  $I_0$  gilt für die horizontalen und vertikalen Anteile des Strahls

$$E_v = E_0 \cos(\phi) \cos(\omega t) \quad (2)$$

$$E_h = E_0 \sin(\phi) \cos(\omega t + \eta) . \quad (3)$$

An dieser Stelle berücksichtigt  $\eta$  eine relative Phasenverschiebung der Strahlen. Über  $\phi$  kann somit das Amplitudenverhältnis der aus dem Interferometer austretenden Strahlung bestimmt werden. Die messbare Intensität ergibt sich aus dem zeitlichen Mittel  $I \propto \langle |E_v + E_h|^2 \rangle$ . Einsetzen von (2) und (3) liefert

$$\begin{aligned} \langle |E_v + E_h|^2 \rangle = & \langle E_0^2 \cos^2(\phi) \cos^2(\omega t) + E_0^2 \sin^2(\phi) \cos^2(\omega t + \eta) \\ & + 2 E_0^2 \cos(\phi) \sin(\phi) \cos(\omega t) \cos(\omega t + \eta) \rangle . \end{aligned} \quad (4)$$

Allgemein gilt für reelle Argumente bei Mittelung über eine Periode  $\langle \cos^2(ax + \eta) \rangle = 1/2$ , da eine eventuell vorhandene Phasenverschiebung  $\eta$  auf Periodenlänge und Amplitude keinen Einfluss hat. Die hier zu betrachtenden Fälle sind maximale und minimale Intensität bzw. konstruktive und destruktive Interferenz. Daraus ergibt sich für konstruktive Interferenz als Bedingung an die Phase  $\eta = 2n\pi$ ;  $n \in \mathbb{N}^0$  und entsprechend für destruktive Interferenz  $\eta = (2n + 1)\pi$ ;  $n \in \mathbb{N}^0$ . Durch Berücksichtigung der Zeitmitteilung und der Bedingungen an  $\eta$  in (4) folgt unter Ausnutzung von  $\sin^2(a) + \cos^2(a) = 1$  für konstruktive Interferenz

$$I_{\max} \propto \frac{1}{2} E_0^2 + \frac{1}{2} E_0^2 2 \cos(\phi) \sin(\phi) \quad (5)$$

und analog für destruktive Interferenz

$$I_{\min} \propto \frac{1}{2} E_0^2 - \frac{1}{2} E_0^2 2 \cos(\phi) \sin(\phi) . \quad (6)$$

Ausklammern weiterer Proportionalitätsfaktoren aus (5) und (6) liefert

$$I_{\max/\min} \propto I_0(1 \pm 2 \cos(\phi) \sin(\phi)) . \quad (7)$$

Wird der erhaltene Zusammenhang in (1) eingesetzt, ergibt sich die Proportionalität  $K \propto |\cos(\phi) \sin(\phi)|$ . Bei Versuchsdurchführung kann mit ausreichend hohem  $K$  die Anzahl  $M$  der durch konstruktive Interferenz entstehenden Lichtpunkte bei gleichmäßiger Variation der Störung abgezählt werden. Dabei gilt für  $M$  allgemein

$$M = \frac{\Delta\phi}{2\pi} , \quad (8)$$

wobei  $\Delta\phi$  die von der Störung verursachte Phasenverschiebung gegenüber einer ungestörten Lichtwelle angibt. Für eine Gaszelle der Länge  $L$  sind bei Anpassung des Brechungsindex des Gases auf  $n$

$$M = \frac{n-1}{\lambda_{\text{vac}}} L \quad (9)$$

Stellen konstruktiver Interferenz zu erwarten, sofern relativ zum Vakuum gemessen wird. In Gleichung (9) gibt  $\lambda_{\text{vac}}$  die Vakuumwellenlänge der betrachteten Strahlung an. Besonders bei Gasen lässt sich über eine Druckänderung der Brechungsindex anpassen. Wird die Anzahl der Interferenzmaxima zwischen den Drücken  $p_1$  und  $p_2$  gezählt, gilt ähnlich zu (9) für  $M$

$$M = \frac{\Delta n}{\lambda_{\text{vac}}} L . \quad (10)$$

Daraus folgt für die Brechungsindizes bei Standardbedingungen  $p_0 = 1013.2 \text{ mbar}$  und  $T_0 = 273.15 \text{ K}$

$$n(p_0, T_0) = 1 + \Delta n(p_1, p_2) \frac{T}{T_0} \frac{p_0}{p_2 - p_1} , \quad (11)$$

unter Betrachtung von Luft für nicht zu hohe Drücke als ideales Gas[1]. Um den Brechungsindex eines Festkörpers wie Glas zu ermitteln, muss experimentell ein anderes Vorgehen gewählt werden. Die zu untersuchende Glasplatte wird in den Strahlengang eingebracht. Ein Durchlaufen der Interferenzpunkte kann nun durch Drehen der Platte um einen Winkel  $\theta$  zur optischen Achse bewirkt werden. Zu einer Phasenverschiebung gegenüber eines ungestörten Strahls kommt es dabei durch den Brechungsindex des Materials sowie geometrisch aus Brechungen an den Medienübergängen. Für eine ebene Platte gilt als Abschätzung

$$M \approx \frac{T}{\lambda_{\text{vac}}} (n-1) \left(1 + \frac{\theta^2}{2n}\right) . \quad (12)$$

Die Dicke der vermessenen Platte geht über  $T$  in die Gleichung ein. Mit in (12) angegebenem Zusammenhang kann die Phasenverschiebung  $\Delta\phi \propto M$  durch Platten ermittelt werden, für welche vor der Drehung die Strahlachse senkrecht zur Grenzfläche des Medienübergangs steht. Im Versuch sind jedoch zwei in einer Halterung angebrachte Platten zu vermessen. Diese sind in einem Winkel  $2\delta = 20^\circ$  zueinander fixiert. Entsprechend ist

eine gleichzeitige Übereinstimmung beider Flächennormalen mit den Strahlachsen nicht zu erreichen. Um eine Aussage bezüglich der Anzahl von Interferenzpunkten zu erhalten wird mit (12) die Differenz

$$\Delta M = M(\theta) - M(\delta) = \frac{T}{\lambda_{\text{vac}}} \frac{n-1}{2n} (\theta^2 - \delta^2) \quad (13)$$

gebildet. Hierbei gibt  $\theta$  den Winkel zwischen Strahlrichtung und Flächennormale einer Platte an, nachdem die gesamte Halterung um den Winkel  $\theta'$  verdreht wurde. Wird die vorzunehmende Drehung ausgehend von einer Einstellung der Halterung vorgenommen, bei welcher die Flächennormalen beider Glasplättchen ungefähr im Winkel  $\delta$  zur jeweiligen optischen Achse stehen, dann gilt abhängig von betrachteter Seite  $\theta = \delta \pm \theta'$ . Durch Einsetzen des Zusammenhangs für  $\theta$  in (13) und Subtraktion von  $\Delta M$  beider Platten ergibt sich bei einer Drehung der Halterung um den Winkel  $\theta'$  die Anzahl der Interferenzmaxima

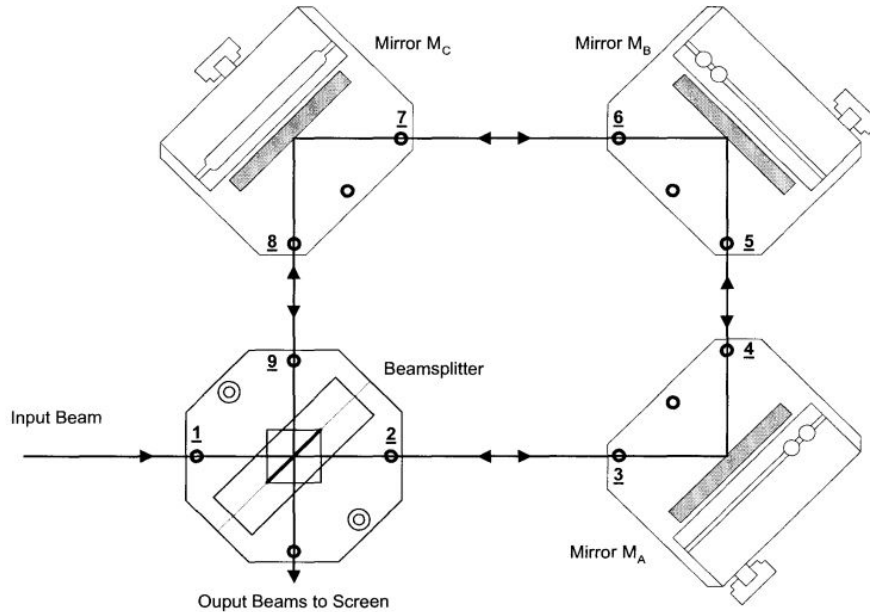
$$M \approx \frac{T}{\lambda_{\text{vac}}} \frac{n-1}{2n} (4\theta' \delta) . \quad (14)$$

Umstellen nach dem Brechungsindex liefert

$$n = \frac{2\delta\theta'T}{2\delta\theta'T - M\lambda_{\text{vac}}} . \quad (15)$$

## 2 Aufbau und Durchführung

Mit Hilfe eines Sagnac-Interferometers soll der Brechungsindex  $n$ , als materialspezifische Größe von Luft und einem transparenten Festkörper ermittelt werden. Zudem soll in einer weiteren Messung der Kontrast der vom Sagnac-Interferometer zur Messung genutzten Interferenzmuster untersucht werden. Bei dem verwendeten Sagnac-Interferometer dient ein HeNe-Laser ( $\lambda_{\text{vac}} = 632.990\text{nm}$ ) als Quelle kohärenten Lichts. In Abbildung 1 wurde der Aufbau eines Sagnac-Interferometers bereits dargestellt. Bevor mit den eigentlichen Messungen begonnen werden kann, muss zunächst der Strahlengang in mehreren Schritten justiert werden. Als erstes positioniert man die Spiegel  $M_1$  und  $M_2$ . Anschließend stellt man den PBSC in den von  $M_2$  reflektierten Strahl. Hierbei ist auf die korrekte Ausrichtung der Brechungsebene des PBSC zu achten. Zur genauen Justierung des Strahlengangs werden sogenannte “paddles” (eine Art Lochblende) verwendet. Diese können vor die einzelnen Spiegel gesteckt werden, um eine  $90^\circ$  Reflexion der Strahlen einzustellen. In der weiteren Beschreibung des Justiervorgangs werden die in Abbildung 2 eingetragenen Nummern für die jeweiligen “paddle” verwendet.



**Abbildung 2:** Spiegelausrichtung und Verlauf des Strahlengangs bei einem Sagnac-Interferometer.[2]

Zu Beginn wird der am PBSC gebrochene Strahl abgeschirmt. Man richtet die Spiegel  $M_1$  und  $M_2$  so aus, dass der durch den PBSC transmittierte Strahl durch 2 und 3 läuft. Zur vertikalen Ausrichtung der Spiegel verfügen diese über zwei Stellschrauben.  $M_2$  kann zusätzlich wie in Abbildung 1 eingezeichnet verschoben werden. Anschließend wird der transmittierte Strahl geblockt und die Ausrichtung des PBSC angepasst, bis der gebrochene Strahl durch 8 verläuft. Der PBSC verfügt über keine Stellschraube, weswegen seine Ausrichtbarkeit stark begrenzt wird. Im Anschluss werden die Spiegel  $M_A$  und  $M_C$  verstellt bis der reflektierte Strahl ausgehend von  $M_A$  durch 5 und ausgehend von  $M_C$  durch 6 verläuft. Nach dem Entfernen der “paddel” 5 und 6 sollten zwei Punkte auf dem Spiegel  $M_B$  zu sehen sein, welche durch weitere Anpassung der Stellschrauben an  $M_A$  und  $M_C$  übereinander geschoben werden. An  $M_B$  werden die reflektierten Strahlen auf 4 und 7 ausgerichtet. Abschließend betrachtet man die vom PBSC zusammengeführten Teilstrahlen. Hierzu wird ein Schirm verwendet. Für eine möglichst genaue Überlagerung der Teilstrahlen kann die Spiegeljustierung der Spiegel  $M_A$  und  $M_C$  weiter optimiert werden.

## 2.1 Messung des Interferenzmusterkontrasts in Abhängigkeit vom Polarisationswinkel des Lichts

Es soll die Intensität eines Interferenzmusters in Abhängigkeit von der Polarisation des vom Laser ausgehenden Lichts vermessen werden. Zur Erzeugung eines Interferenzmusters werden zunächst die Teilstrahlen durch Verschieben des Spiegels  $M_2$  räumlich voneinander getrennt. Mit zwei transparenten Plättchen welche im Winkel  $2\delta = 20^\circ$  zu-

einander angeordnet sind wird ein Gangunterschied zwischen den Strahlen erzeugt. Die Plättchen werden auf einer winkelvestellbaren Halterung mit Stellschraube montiert. Die Überlagerung der Teilstrahlen durchläuft einen Polarisationsfilter hinter welchem die Projektionen der Teilstrahlen interferieren können. Mit Hilfe eines zweiten drehbaren Polarisationsfilters mit Winkelskala wird die Polarisation und infolgedessen die Amplitude der Teilstrahlen verändert. Die Intensität des Interferenzmusters wird mit einer Photodiode und einem Multimeter bestimmt. Gemessen wird die maximale und minimale Intensität für Polarisationswinkel zwischen  $[0^\circ - 180^\circ]$  in  $10^\circ$ -Schritten. Die Interferenzmaxima und Minima werden durch eine Winkeländerung der Glasplättchen eingestellt. Die Intensitäten lassen sich anschließend mit der Formel (1) in den Kontrast umrechnen. Bei einer Übereinstimmung der Polarisation von Laser und Polarisationsfilter ist ein maximaler Kontrast bei einem Polarisationswinkel von  $45^\circ$  oder ganzzahligen Vielfachen von  $45^\circ$  zu erwarten, aufgrund gleicher Amplituden der Teilstrahlen.

## 2.2 Messung des Brechungsindex $n$ von Luft

Zur Messung des Brechungsindex  $n$  von Luft wird in einen der Teilstrahlen eine transparente Gaszelle der Länge  $L = 100.0 \pm 0.1\text{mm}$  gestellt in welcher sich der Luftdruck über eine Vakuumpumpe und ein Ablassventil regulieren lässt. Eine Veränderung des Luftdrucks sorgt für eine Änderung des Brechungsindex  $n$  der Zelle und einer Änderung der Phasenverschiebung der Teilstrahlen. Infolgedessen ist ein Ablauf von Interferenzmuster zu beobachten. Aus der Anzahl der entstandenen Interferenzmaxima bzw. Minima  $M$  sowie der Luftdruckdifferenz  $\Delta p$  und der Temperatur lässt sich mit der Formel (11) der Brechungsindex  $n$  von Luft berechnen. Um eine präzise Zählung der Interferenzmaxima zu ermöglichen wird der Polarisationsfilter hinter dem PBSC durch einen weiteren PBSC ersetzt. Dieser ist um  $45^\circ$  zur horizontalen Ebene verkippt und teilt den Strahl somit in zwei interferierende Teilstrahlen. Der gebrochene Strahl wird von einem zusätzlichen Spiegel parallel zum transmittierten Strahl reflektiert. Die Intensität der beiden parallelen Strahlen ist hierbei immer genau konträr zueinander und wird mit zwei Photodioden gemessen. Die Signale werden auf ein Oszilloskop gegeben an welchem sich die Differenz der Spannungen als Sinusverlauf beobachten lässt. Die Nullstellen dieses Verlaufs treten bei gleicher Intensität der Teilstrahlen auf und ihre Anzahl entspricht der Anzahl entstandener Interferenzmaxima  $M$ . Schließt man die Photodioden an einen Zähler an wird  $M$  genau gemessen und kann einfach abgelesen werden. Die Änderung des Luftdrucks kann an einem Barometer am Ablassventil abgelesen werden. Es wird ausgehend von einer evakuierten Gaszelle  $p = 0$  in  $\Delta p = 50\text{mbar}$ -Schritten die Anzahl an gemessener Interferenzmaxima notiert, bis zum Ausgleich des Zellendrucks auf Atmosphärendruck. Der in der Vorherigen Messung verwendete Polarisationsfilter für die Polarisation des Laserlichts wird erneut verwendet und auf den Winkel für größtmöglichen Kontrast des Interferenzbildes eingestellt.

### 2.3 Messung des Brechungsindex eines transparenten Festkörpers

Es soll der Brechungsindex zweier transparenter Plättchen ermittelt werden. Diese lassen sich zur Messung auf einer winkelverstellbaren Halterung im Strahlengang des Sagnac-Interferometers montieren. Die Plättchen sind in bestimmten Abstand und in einem Winkel von  $20^\circ$  zueinander angebracht. Der Spiegel  $M_2$  wird so verschoben, dass die Teilstrahlen durch die Plättchen verlaufen. Die unterschiedliche Winkelausrichtung der Plättchen sorgt für eine Phasenverschiebung zwischen den Teilstrahlen wie in der Theorie beschrieben. Durch ein Drehen der Plättchen über die Stellschraube an ihrer Halterung lässt sich eine Abfolge von Interferenzmustern beobachten deren Anzahl sich analog zu 2.2 messen lässt. Mit der in der Theorie hergeleiteten Formel (15) kann aus den erhaltenen Messwerten für die Anzahl der Interferenzmuster  $M$  und dem verstellten Winkel  $\theta$  der Brechungsindex  $n$  berechnet werden. Dieser kann anschließend genutzt werden um das untersuchte Material zu ermitteln.

## 3 Auswertung

### 3.1 Kontrast des Interferometers

Bevor der eingestellte Versuchsaufbau für weitere Messungen verwendet wird, ist zunächst der maximal erreichbare Kontrast zu ermitteln und einzustellen. Durch geringfügiges drehen der Doppel-Glasplatte im Strahlengang des Interferometers können Stellen maximaler und minimaler Intensität bestimmt werden. Die mit einer Photodiode erhaltenen Spannungen sind in Tabelle 1 für den eingestellten Polarisationswinkel  $\phi$  eingetragen. Unter der Annahme eines linearen Verhaltens der Photodioden bezüglich ausgegebener Spannung  $U$  und einfallender Lichtintensität wird der Kontrast nach (1) gebildet. Theoretisch erwartet wird ein Verlauf  $K \propto |\cos(\phi) \sin(\phi)|$ . Die Werte aus Tabelle 1 sind daher in Abbildung 3 eingezeichnet. Für eine Ausgleichsrechnung wird die Funktion

$$K = A |\cos(\phi) \sin(\phi)|$$

angesetzt. Damit wird der Parameter  $A$  als

$$A = 1.55 \pm 0.04$$

ausgegeben. Wie Abbildung 3 zu entnehmen ist, folgt  $K$  qualitativ dem theoretischen Verlauf. Auch befinden sich die Maxima von  $K$  bei den zu erwartenden Stellen  $\phi = 45^\circ$  und  $\phi = 135^\circ$ . Da der Kontrast bei  $\phi = 135^\circ$  mit  $K = 0.799$  (siehe Tab. 1) geringfügig höher liegt als der des ersten Maximum, werden die folgenden Messungen mit einem Polarisationswinkel von  $\phi = 135^\circ$  durchgeführt.

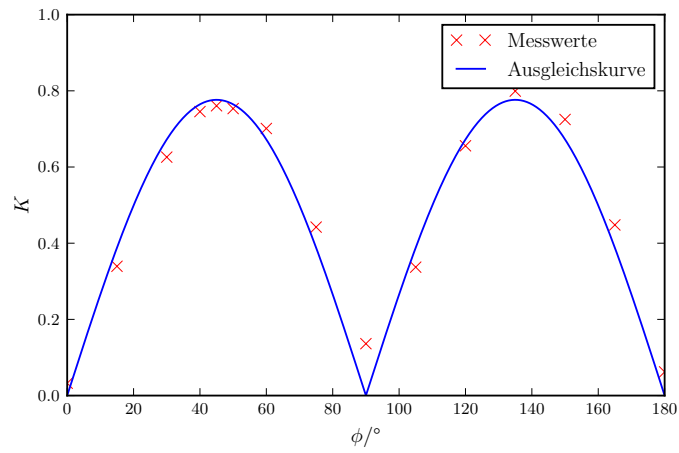
### 3.2 Brechungsindex der Glasplatten

Anhand der bei Drehung der Glasplatten abzählbaren Anzahl  $M$  von Intensitätsmaxima soll der Brechungsindex  $n$  des Materials ermittelt werden. Als Herstellerangaben sind Dicke  $T = 1 \text{ mm}$ , Winkel der Platten zueinander  $2\delta = 20^\circ$  und der Brechungsindex



**Tabelle 1:** Ausgegebene Spannungen  $U$  für verschiedene  $\phi$  . Ergänzend ist der daraus berechnete Kontrast  $K$  angegeben.

$\phi/^\circ$	$U_{\max}/\text{mV}$	$U_{\min}/\text{mV}$	$K$
0	717	672	0.032
15	730	360	0.339
30	626	144	0.626
40	480	70	0.745
45	390	53	0.761
50	320	45	0.753
60	222	39	0.701
75	150	58	0.442
90	171	130	0.136
105	351	174	0.337
120	654	136	0.656
135	995	111	0.799
150	1147	183	0.725
165	981	374	0.448
180	752	664	0.062



**Abbildung 3:** Grafische Darstellung von  $K$  gegen  $\phi$  aus Tabelle 1. Zusätzlich ist eine Ausgleichskurve eingetragen.

$n = 1.5$  gegeben[2]. Das zum Betrieb des Interferometers erforderliche Licht stammt aus einem HeNe-Laser der Vakuumwellenlänge  $\lambda_{\text{vac}} = 632.99 \text{ nm}$ . Mit vorhandenem Versuchsaufbau gelang eine Drehung der Platten um  $\theta' = 10^\circ$ . Die Position  $\theta' = 0^\circ$  der Halterung wird dabei auf einen Einfallswinkel der Lichtstrahlen  $\delta = 10^\circ$  für beide Platten angepasst. Aus den in Tabelle 2 eingetragenen Anzahlen mehrerer Messreihen kann unter geschilderten Bedingungen  $n$  mit (15) erhalten werden. Der Mittelwert  $\bar{n}$

**Tabelle 2:** Anzahl  $M$  der Intensitätsmaxima für eine Drehung  $\theta' = 10^\circ$  verschiedener Messreihen.

Messung	$M$	$n$
1	29	1.43
2	27	1.39
3	26	1.37
4	35	1.57
5	37	1.62
6	32	1.50
7	31	1.48
8	34	1.55
9	33	1.52
10	34	1.55
11	32	1.50
12	34	1.55
13	34	1.55

aller Messreihen folgt mit

$$\bar{n} = 1.51 \pm 0.02 .$$

Die relative Abweichung zur Herstellerangabe  $n_{\text{h}}$  wird nach

$$\Delta n = \frac{|n - n_{\text{h}}|}{n_{\text{h}}} \quad (16)$$

gebildet. Mit  $n_{\text{h}} = 1.5$  und  $\bar{n}$  ergibt sich durch auswerten von (16) die Abweichung  $\Delta n = 0.3\%$ . Eine abschließende Betrachtung der Messergebnisse und möglicher Unsicherheiten ist Abschnitt 4 zu entnehmen.

### 3.3 Brechungsindex von Luft

Mit einer Gaszelle kann der Brechungsindex von Luft durch Messung der Phasenverschiebung bei Variation des Gasdrucks  $p$  in der Zelle bestimmt werden. Gegeben ist dazu eine Gaszelle der Länge  $L = 100 \text{ mm}$ . Zur Aufnahme der Messwerte wird die Gaszelle näherungsweise evakuiert zu  $p = 0$  und langsam Gas einströmen gelassen bis zum Erreichen des Atmosphärendrucks  $p \approx 1000 \text{ mbar}$ . Der Brechungsindex von Luft bei entsprechendem Druck folgt mit der Anzahl  $M$  von Intensitätsmaxima an den Photodioden

durch Umstellen von (9) nach

$$n = 1 + \frac{\lambda_{\text{vac}} M}{L} . \quad (17)$$

Als Lichtquelle dient weiterhin die bereits in Abschnitt 3.2 verwendete mit  $\lambda_{\text{vac}} = 632.99 \text{ nm}$ . In  $\Delta p = 50 \text{ mbar}$  Schritten werden für mehrere Messreihen Anzahl  $M$  aufgenommen. Dabei erhaltene Messdaten sind mit zugehörigem  $n$  in Tabelle 3 angegeben. Wie aus Tabelle 3 abzulesen ist, weichen die berechneten Brechungsindizes bei

**Tabelle 3:** Anzahl  $M$  der detektierten Interferenzpunkte für einige  $p$ . Zusätzlich sind über (17) ermittelte Brechungsindizes  $n$  eingetragen. Während der Aufnahme von  $M_1$  wurde als Temperatur  $T_1 = 295.05 \text{ K}$ , für  $M_2$ :  $T_2 = 295.15 \text{ K}$  und für  $M_3$ :  $T_3 = 295.25 \text{ K}$  gemessen.

$p/\text{mbar}$	$M_1$	$n_1$	$M_2$	$n_2$	$M_3$	$n_3$
50	3	1.000 019	2	1.000 013	2	1.000 013
100	5	1.000 031	4	1.000 025	4	1.000 025
150	6	1.000 038	7	1.000 044	6	1.000 038
200	9	1.000 057	9	1.000 057	9	1.000 057
250	11	1.000 070	11	1.000 070	11	1.000 070
300	13	1.000 082	13	1.000 082	13	1.000 082
350	15	1.000 095	15	1.000 095	15	1.000 095
400	17	1.000 108	17	1.000 108	17	1.000 108
450	19	1.000 120	19	1.000 120	19	1.000 120
500	21	1.000 133	21	1.000 133	21	1.000 133
550	24	1.000 152	23	1.000 146	23	1.000 146
600	26	1.000 165	26	1.000 165	25	1.000 158
650	28	1.000 177	28	1.000 177	27	1.000 171
700	30	1.000 190	30	1.000 190	30	1.000 190
750	32	1.000 203	32	1.000 203	32	1.000 203
800	34	1.000 215	34	1.000 215	34	1.000 215
850	37	1.000 234	36	1.000 228	38	1.000 241
900	40	1.000 253	40	1.000 253	40	1.000 253
950	41	1.000 260	41	1.000 260	41	1.000 260
1001	42	1.000 266	42	1.000 266	42	1.000 266

$p = 1001 \text{ mbar}$  wenig von dem Literaturwert  $\bar{n} = 1.000 291 6$  bei  $T = 273.15 \text{ K}$  und  $p = 1013.3 \text{ mbar}$  ab[3]. Um sinnvolle Größen bei Bestimmung der relativen Abweichung zu erhalten, werden in (16) nur die Dezimalstellen ungleich Null berücksichtigt. Daraus ergibt sich für alle Messungen

$$\Delta n = 8.78 \% .$$

Im Interesse einer besseren Vergleichbarkeit werden die Brechungsindizes auf Standardbedingungen ( $p_0 = 1013.2 \text{ mbar}$  und  $T_0 = 273.15 \text{ K}$ ) umgerechnet. Dazu wird (11) herangezogen. Es gilt  $\Delta n = 0.000 266$ , wenn  $p_1 = 0$  (evakuierte Gaszelle) und  $p_2 = 1001 \text{ mbar}$

gewählt werden. Durch Auswerten folgen

$$n_1 = 1.000\,290\,8 \qquad n_2 = 1.000\,290\,9 \qquad n_3 = 1.000\,291\,0 .$$

Die so berechneten Werte unterscheiden sich erwartungsgemäß aufgrund der geringen Temperaturänderungen zwischen den Messreihen kaum. Die normierten Werte liegen näher an herangezogenem Literaturwert  $\bar{n}$ . Die relativen Abweichungen betragen nun

$$\Delta n_1 = 0.27\% \qquad \Delta n_2 = 0.24\% \qquad \Delta n_3 = 0.21\% .$$

## 4 Diskussion

Als Grundlage aller weiteren Messungen wird zunächst der Polarisationswinkel  $\phi$  mit maximalen Kontrast gesucht. Da für gegebenen Versuchsaufbau keine Referenzwerte angegeben sind, ist eine genaue Beurteilung des erreichten Wertes  $K = 0.799$  problematisch. Ein höherer Kontrast gestattet eine genauere Zuordnung der Positionen von Interferenzmaxima und -minima. Zusätzlich wird in den Auswertungsschritten eine Linearität zwischen den Signalen der Photodioden und der einfallenden Lichtintensität angenommen. Messungen zur Bestätigung dieser Annahme wurden nicht durchgeführt. Da die folgenden Messungen jedoch nur Anzahl und nicht Intensität oder genaue Position der Interferenzpunkte benötigen, wird die durch nicht optimalen Kontrast entstehende Unsicherheit zunächst als nachrangig betrachtet. Eine Steigerung von  $K$  wäre durch aufwendigere und längere Justierung des Aufbaus sowie säubern aller optischer Elemente zu erwarten. Eine quantitative Aussage bezüglich einer möglichen Steigerung von  $K$  kann so dennoch nicht getroffen werden. Betrachtung der Ergebnisse aus Abschnitt 3.2 zeigt eine gute Übereinstimmung von erhaltenen  $\bar{n} \approx 1.51$  und Herstellerangabe  $N_h = 1.5$ . Gleichwohl zeigen sich einige Unsicherheiten in dem gewählten Messverfahren. Es werden mehrere Ursachen angenommen. Wie Tabelle 2 entnommen werden kann, trägt die verwendete Zähl Elektronik zur erhaltenen Streuung bei. Es wurde nicht getestet, inwiefern verschiedenen Winkelgeschwindigkeiten zu einer Abweichung in der ausgegebenen Anzahl  $M$  führen. Dies zeigt sich besonders in Messungen 2 und 3, bei welchen die Winkelgeschwindigkeit etwas erhöht war und die erhaltene Anzahl  $M$  auffällig nach unten abweicht. Das geschilderte Problem kann durch Verwendung eines kleinen Motors zur Verstellung des Spiegelwinkels abgemildert werden, da so verglichen zur Bedingung von Hand eine näherungsweise konstante Winkelgeschwindigkeit zu erwarten ist. Zusätzlich wird in der Auswertung die Annahme einer symmetrischen Einstellung der Glasplatten bzw. ihrer Haltung bezogen auf die Strahlachsen getroffen. Bei Versuchsdurchführung wird diese Bedingung hingegen nur rein optisch kontrolliert. Daraus folgend stellen die in der Auswertung herangezogenen Formeln zur Umrechnung von  $M$  zum gesuchten  $n$  Näherungen dar und nicht mehr zwangsläufig exakte Berechnungen. Trotz aller beschriebenen Unsicherheiten beträgt die relative Differenz zwischen experimentellen und gegebenen Wert  $\Delta n < 1\%$ . Die im darauf folgenden Abschnitt erhaltene Abweichung für den Brechungsindex der Luft fällt mit  $\Delta n = 8.78\%$  deutlich größer aus, wobei ein anderes Vorgehen zur Berechnung der Abweichung gewählt wurde. An dieser Stelle muss zuerst

auf die Aussagekraft des Vergleichs zum Literaturwert eingegangen werden. Wie sich bei Versuchsdurchführung zeigte, ist der Brechungsindex von Luft als Gas druck- und temperaturabhängig. Da im Versuchsraum während der Messungen nicht Standardbedingungen gegeben waren, sind Abweichungen zu erwarten. Dies erklärt die geringere Differenz zwischen Referenzwert und Messwerten umgerechnet auf Standardbedingungen. Aufgrund der hierbei sehr geringen Abweichung können weitere Effekte mit Auswirkung auf den Brechungsindex wie beispielsweise die Luftfeuchtigkeit relevant zur Erklärung der Messunsicherheit werden. Neben den Abweichungen in den Messbedingungen ist auch von Fehlern in der Eichung des Manometers auszugehen. Nachdem die Gaszelle näherungsweise evakuiert war, zeigte dieses negative Drücke  $p < 0$  mbar an. Desweiteren kam es bei den Messungen kurz vor vollständigem Druckausgleich zwischen Umgebung und Gaszelle zu oszillierenden Schwankungen in der detektierten Intensität, welche sich nicht durch absenken des Luftflusses in die Gaszelle unterdrücken ließen. Da die Zähl Elektronik aber Schwankungen in der Lichtintensität als zusätzliche Interferenzpunkte registriert, ist eine Unsicherheit in der ausgegebenen Anzahl  $M$  anzunehmen. Eine sinnvolle Abschätzung der Streustärke des Effekts ist auf Grundlage von drei Messreihen nicht möglich.

## Literatur

- [1] TU Dortmund. *Das Michelson-Interferometer*. Dortmund. URL: <http://129.217.224.2/HOMEPAGE/PHYSIKER/BACHELOR/AP/SKRIPT/V401.pdf> (besucht am 12.12.2016).
- [2] TU Dortmund. *Interferometrie*. Dortmund. URL: <http://129.217.224.2/HOMEPAGE/PHYSIKER/BACHELOR/FP/SKRIPT/Interferometrie.pdf> (besucht am 12.12.2016).
- [3] National Institute of Standards und Technology. *Engineering Metrology Toolbox*. English. U.S. Department of Commerce. 28. Dez. 2011. URL: <http://emtoolbox.nist.gov/Main/Main.asp> (besucht am 09.01.2017).