

Durchführung: 28.10.2019  
Abgabe: 30.10.2019

---

# PRAKTIKUMSPROTOKOLL V64

## INTERFEROMETRIE

KORREKTUR

Miriam Schwarze<sup>1</sup>,  
Janina Nicolini<sup>2</sup>

---

---

<sup>1</sup>miriam.schwarze@tu-dortmund.de

<sup>2</sup>janina.nicolini@tu-dortmund.de

## 1 Zielsetzung

Das Ziel des Praktikumsversuches "Interferometrie" ist es, den Brechungsindex von Glas und Luft mit Hilfe eines Sagnac-Interferometers zu bestimmen. Des Weiteren wird zur Qualitätsbeurteilung der Kontrast des Interferometers ermittelt.

## 2 Theoretische Grundlagen

Interferometer nutzen Interferenzerscheinungen zur Ermittlung von optischen Größen, wie zum Beispiel Brechungsindices. Das Licht wird dabei in mehrere Teilbündel aufgeteilt und in einen der Strahlwege das zu untersuchende Objekt platziert. Dieses führt zu einem Wegunterschied zwischen den Strahlen, welcher bei einer erneuten Überlagerung zu Interferenzmustern führt. Bei der Superposition der beiden Lichtstrahlen kommt es zu einem Interferenzterm, welcher proportional zu  $\vec{E}_1 \vec{E}_2 \cos(\delta)$  ist.  $\delta$  beschreibt hierbei den Wegunterschied, auch Phasenwinkel genannt. Für  $\delta = (2n+1)\pi$  nimmt der Interferenzterm den Wert Null an und es kommt zu destruktiver Interferenz. Für  $\delta = 2n\pi$  wird der Interferenzterm maximal und es kommt zur konstruktiven Interferenz.

### 2.1 Messung von Brechungsindices mittels Interferometrie

Die Anzahl der durchlaufenden Interferenzextrema ist durch den Ausdruck

$$M = \frac{\Delta\delta}{2\pi} \quad (1)$$

mit dem Phasenwinkel verknüpft. Durchquert ein Lichtstrahl eine Probe mit der Wegstrecke  $L$ , kommt es aufgrund der Variation des Brechungsindex  $\Delta n$  zu einer Phasenverschiebung  $\Delta\delta$ . Zwischen dem Brechungsindex  $n = c/v_{\text{Phase}}$  und der Phasenverschiebung kann der Zusammenhang

$$\Delta\delta = \frac{2\pi L}{\lambda} \Delta n \quad (2)$$

ermittelt werden, mit der Wellenlänge  $\lambda$  des Lichtes im Vakuum.

### 2.2 Brechungsindex von Gasen

Die Ermittlung des Brechungsindex eines Gases erfolgt durch die Aufnahme der Anzahl von Interferenzextrema in Abhängigkeit von dem Druck des Gases. Während der Messung verläuft der zweite Lichtstrahl weiterhin durch die Luft, welche näherungsweise den Brechungsindex  $n \approx 1$  hat. Somit ergibt sich für die Differenz der Brechungsindices in Gleichung (2) der Ausdruck  $\Delta n = (n - 1)$ . Durch einsetzen dieses Zusammenhangs in Formel (1) und umstellen nach dem Brechungsindex  $n$  ergibt:

$$n = \frac{\lambda M}{L} + 1. \quad (3)$$

Der Brechungsindex von Gasen ist über das Lorentz-Lorenz Gesetz [5]

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{Ap}{RT} \quad (4)$$

mit der Temperatur  $T$  und dem Druck  $p$  des Gases verbunden. Die Größe  $R$  beschreibt hierbei die Allgemeine Gaskonstante und  $A$  die molare Refraktivität. Im Falle eines idealen Gases liegt der Brechungsindex nahe dem Wert 1. Eine Taylorentwicklung der linken Seite um  $n \approx 1$  ergibt den linearen Zusammenhang

$$n(p) = \frac{3A}{2RT}p + 1 + \mathcal{O}(n^2). \quad (5)$$

für den druckabhängigen Brechungsindex.

### 2.3 Brechungsindex von Festkörpern

Der Brechungsindex von Festkörpern wird durch die Rotation von dünnen Plättchen im Strahlenweg bestimmt. Hierbei wird die Wegstrecke  $L$  durch den Festkörper variiert. Neben der Änderung des Brechungsindex spielen hierbei auch Effekte der Lichtbrechung eine Rolle.

Für den Ausdruck  $\Delta nL$  in Gleichung (2) kann nach Abbildung 1 der Zusammenhang

$$\Delta nL = n_1 \overline{CD} - n_2 \overline{AB} \quad (6)$$

bestimmt werden. Der Lichtstrahl, welcher den Festkörper durchquert, verläuft auf der Strecke  $\overline{CD}$  im Medium mit Brechungsindex  $n_1$ . Mittels Additionstheoremen kann diese über  $\overline{CD} = T/\cos(\theta)$  durch den Rotationswinkel ausgedrückt werden. Die Strecke  $\overline{AB}$  durchläuft der andere Lichtstrahl durch das Medium  $n_2$ . Diese kann zu  $\overline{AB} = \overline{CD} \cos(\theta - \theta')$  umgeformt werden. Der Winkel  $\theta'$  kann über das Snellius-Gesetz als  $\theta' = \arcsin(\sin(\theta)/n)$  dargestellt werden. Für die Phasenverschiebung in Abhängigkeit von  $\theta$  ergibt sich somit durch Einsetzen als Entwicklung für kleine Winkel  $\theta$  die Näherung

$$\delta(\theta) = \frac{2\pi T}{\lambda} \left( \frac{n-1}{2n} \theta^2 + \mathcal{O}(\theta^4) \right). \quad (7)$$

In dem verwendeten Versuchsaufbau wird in jeden Strahlengang ein Glasplättchen eingebaut, welche um  $20^\circ$  zueinander geneigt sind. Der effektive Winkel  $\theta_{\text{eff}}$  des Plättchens zur Strahlachse lässt sich dann mit  $\theta_{\text{eff}\pm} = \theta \pm \alpha$  beschreiben, wobei  $\alpha$  den Neigungswinkel beschreibt. Die Differenz der Phasenverschiebungen ist somit durch

$$\Delta\delta = \frac{2\pi T}{\lambda} \frac{n-1}{2n} ((\alpha + \theta)^2 - (\alpha - \theta)^2) \quad (8)$$

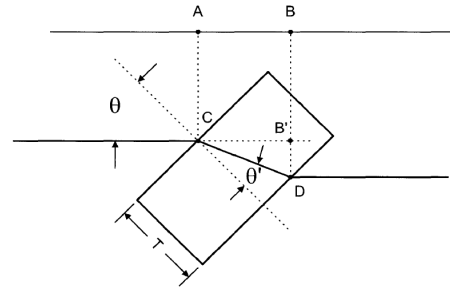


Abbildung 1: Geometrie des Festkörperplättchens im Strahlengang.

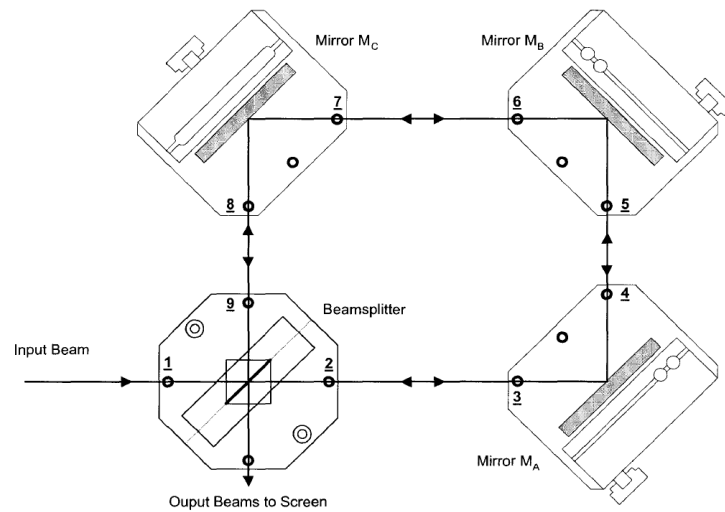
gegeben, woraus sich mit (1) und umformen der Zusammenhang

$$n = \frac{1}{1 - \frac{\lambda M}{2T\alpha\theta}} \quad (9)$$

ergibt.

## 2.4 Das Sagnac-Interferometer

In diesem Versuch wird ein Sagnac-Interferometer verwendet, welches im Folgenden näher beschrieben wird. Der Aufbau des Sagnac-Interferometers ist in Abbildung 2 dargestellt. Der Strahl einer Lichtquelle wird über die Spiegel  $M_1$  und  $M_2$  auf einen PBSC (polarizing



**Abbildung 2:** Aufbau des Sagnac-Interferometers.

beam splitter cube) geleitet, welcher die Funktion des Strahlteilers erfüllt. Die vertikal zur Einfallsrichtung polarisierte Lichtkomponente wird am PBSC um  $90^\circ$  gebrochen, während die parallel polarisierte Komponente transmittiert wird. Die beiden resultierenden nun parallel polarisierten Teilstrahlen werden über die Spiegel  $M_A$ ,  $M_B$  und  $M_C$  in entgegengesetzte Richtung um ein Rechteck geleitet, bevor sie erneut auf den PBSC treffen. Der zuvor gebrochene Strahl wird erneut um  $90^\circ$  gebrochen, während der zuvor transmittierte Strahl erneut gerade durch das PBSC geleitet wird. Dadurch treten beide Strahlen auf der selben Seite aus und es kommt zu einer Überlagerung der Strahlen. Die beiden Teilstrahlen sind bei der Überlagerung erneut senkrecht zueinander polarisiert. Dadurch ergibt das Skalarprodukt  $\vec{E}_1 \vec{E}_2$  der Feldkomponenten im Interferenzterm den Wert Null und es lassen sich keine Interferenzerscheinungen beobachten. Um eine parallele Polarisierung zu erreichen wird ein weiterer, um  $45^\circ$  gedrehter PBSC in den überlagerten Lichtstrahl gestellt. Beide hierdurch entstehenden Teilstrahlen sind aus den überlagerten Strahlen zusammengesetzt und nun parallel polarisiert, sodass in jedem Teilstrahl Interferenzeffekte zu beobachten sind. Durch einen Spiegel wird der gebrochene

Lichtanteil in Richtung des Transmittierten geleitet und beide Teilstrahlen durch jeweils eine Photodiode registriert. Diese stellen das registrierte Licht als Spannungswerte dar, welche auf einem Oszilloskop oder einem Voltmeter dargestellt werden können.

Als Lichtquelle wird in der Regel ein Laser verwendet, da dieser kohärentes Licht erzeugt. Dieses hat in allen Lichtbündeln dieselben Wellenzahlen, Frequenzen und Phasenlagen. Das ist eine Voraussetzung für die Interferenzfähigkeit des Lichtes. Der Laser wird um etwa  $45^\circ$  rotiert, sodass er vertikal polarisiertes Licht emittiert.

Da die Lichtstrahlen denselben Weg durchlaufen, erfahren sie auch denselben Einfluss von Störkomponenten. Dadurch ist das Sagnac-Interferometer sehr robust gegenüber mechanischen Störungen.

Um optische Größen zu messen, muss das Messobjekt in einen der Strahlen innerhalb des Rechteckes platziert werden. Hierfür wird der Spiegel vor dem PBSC soweit verschoben, dass die Strahlen parallel nebeneinander das Rechteck umlaufen.

## 2.5 Mathematische Beschreibung des Sagnac-Interferometers

Die Intensität der Interferenzmaxima bzw. -minima kann durch das zeitliche Mittel der summierten Einzelfeldstärken

$$I = \langle |E_{\text{vertikal}} + E_{\text{horizontal}}|^2 \rangle$$

ermittelt werden. Die Einzelfeldstärken können hierbei durch die Ausdrücke

$$\begin{aligned} E_{\text{vertikal}} &\propto E_0 \cos(\omega t) \cos(\phi), \\ E_{\text{horizontal}} &\propto E_0 \cos(\omega t + \delta) \sin(\phi) \end{aligned}$$

beschrieben werden. Mit den Bedingungen des Phasenwinkels  $\delta$  für konstruktive und destruktive Interferenz ergeben sich unter Anwendung des Additionstheorems  $\cos(a+b) = \cos(a)\cos(b) - \sin(a)\sin(b)$  für die Intensität der Interferenzmaxima bzw. -minima die Zusammenhänge

$$\begin{aligned} I_{\text{max}} &\propto \langle |E_0 \cos(\omega t) \cos(\phi) + E_0 \cos(\omega t) \sin(\phi)|^2 \rangle, \\ I_{\text{min}} &\propto \langle |E_0 \cos(\omega t) \cos(\phi) - E_0 \sin(\omega t) \sin(\phi)|^2 \rangle. \end{aligned}$$

Durch Anwendung von Additionstheoremen und Berechnung des Zeitintegrals  $\langle |f(t)|^2 \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T |f(t)|^2 dt$  über eine Periode ergibt sich für die Interferenzen der Extrema der Zusammenhang

$$I_{\text{max/min}} \propto E_0 (1 \pm 2 \cos(\phi) \sin(\phi)). \quad (10)$$

Der Idealfall  $I_{\text{min}} = 0$  wird in der Realität jedoch nicht erreicht. Zur Beurteilung der Qualität eines Interferometers wird der Kontrast verwendet. Dieser wird durch den Ausdruck

$$K = \frac{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{max}} + I_{\text{min}}} \quad (11)$$

beschrieben. Im Idealfall nimmt der Kontrast den Wert  $K = 1$  an. Durch Einsetzen von (10) ergibt sich die Abhängigkeit

$$K \propto \sin(2\phi) \quad (12)$$

vom Polarisationswinkel.

### 3 Versuchsaufbau & -durchführung

Das Sagnac-Interferometer wird, wie in Kapitel 2.4 beschrieben, aufgebaut und justiert.

Zur Bestimmung des Kontrastes in Abhängigkeit vom Polarisationswinkel wird ein Polarisationsfilter vor das PBSC gesetzt. An diesem ist der Polarisationswinkel durch Rotation einstellbar. In die aufgeteilten Lichtstrahlen wird je ein Glasplättchen platziert, welche um  $20^\circ$  zueinander geneigt sind. Für verschiedene Polarisationswinkel wird über die Photodioden mittels eines Voltmeters die Intensität der Interferenzmaxima und -minima ermittelt. Diese werden durch Rotation der Glasplättchen erzeugt. Der Polarisationsfilter wird anschließend auf den Winkel eingestellt, für welchen der Kontrast maximal wird.

Für alle weiteren Schritte wird durch eine elektronische Schaltung die Differenz der Spannungssignale der beiden Photodioden ermittelt und die Nulldurchgänge gezählt. Diese erfolgen dann, wenn die beiden Signale dieselbe Intensität annehmen. Die einzelnen Signale stellen sinusförmige Schwingungen in Abhängigkeit von einer Phasenänderung im Strahlengang dar, welche gegenläufig zueinander verlaufen. Jeder Nulldurchgang entspricht somit einem Wechsel von einem Minimum zum Maximum oder umgekehrt. Daher ist die Anzahl der Nulldurchgänge ein Maß für die Anzahl der Interferenzextrema. Durch diese sogenannte Gleichtaktunterdrückung wird das Signal unabhängig vom Rauschen, welches beispielsweise durch schwankende Laserintensitäten oder Detektionssensitivitäten zustande kommt.

Zur Ermittlung des Brechungsindex der Glasplatten werden die Glasplatten um jeweils  $10^\circ$  rotiert und hierbei die Anzahl der Nulldurchgänge aufgenommen.

Zur Bestimmung des Brechungsindex von Luft werden die Glasplättchen durch eine evakuierbare Gaskammer ersetzt. In dieser wird mithilfe einer Pumpe ein Vakuum hergestellt. Im Anschluss wird der Druck in der Kammer schrittweise erhöht und in 50 mbar-Schritten die Anzahl der Nulldurchgänge abgelesen.

## 4 Auswertung

### 4.1 Fehlerrechnung

Die in der Auswertung verwendeten Mittelwerte mehrfach gemessener Größen sind gemäß der Gleichung

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \quad (13)$$

bestimmt. Die Standardabweichung des Mittelwertes ergibt sich dabei zu

$$\Delta\bar{x} = \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}. \quad (14)$$

Resultiert eine Größe über eine Gleichung aus zwei anderen fehlerbehafteten Größen, so berechnet sich der Gesamtfehler nach der Gaußschen Fehlerfortpflanzung zu

$$\Delta f(x_1, x_2, \dots, x_n) = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x_1} \Delta x_1\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial x_2} \Delta x_2\right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial f}{\partial x_n} \Delta x_n\right)^2}. \quad (15)$$

Alle in der Auswertung angegebenen Größen sind stets auf die erste signifikante Stelle des Fehlers gerundet. Setzt sich eine Größe über mehrere Schritte aus anderen Größen zusammen, so wird erst am Ende gerundet, um Fehler zu vermeiden. Zur Auswertung wird die Programmiersprache `python` (Version 3.7.2) mit den Bibliothekserweiterungen `numpy` [6], `scipy` [4] und `matplotlib` [3] verwendet.

### 4.2 Kontrastbestimmung

Nachdem das Sagnac-Interferometer justiert wurde, wird dessen Kontrastmaximum gesucht. In diesem Fall ist der sich im Aufbau befindliche Polarisationsfilter so eingestellt, dass das erzeugte Interferenzbild eine maximale Schärfe besitzt.

Um das Kontrastmaximum zu finden, wird ein beliebiger Winkel zwischen  $0^\circ$  und  $180^\circ$  eingestellt und anschließend die Ausrichtung der Glasplättchen im Strahlengang so lange verändert, bis sich eine maximale und minimale Spannung an einer der beiden Photodiode ablesen lässt.

Der Kontrast  $K$  lässt sich mit den gemessenen Spannungen über den Zusammenhang (11) bestimmen. Die Messdaten, sowie die berechneten Kontraste, sind in Tabelle 1 aufgeführt. Es zeigt sich, dass bei einem Winkel von  $\varphi = 135^\circ$  ein maximaler Kontrast gemessen wird. Dieser Winkel wird für den weiteren Verlauf des Experiments am Polarisationsfilter eingestellt. Durch den Zusammenhang der Intensitäten mit den Einzelfeldstärken ergibt sich für den Kontrast  $K$  eine Winkelabhängigkeit von  $\varphi$ . Die Winkelabhängigkeit wird mit der folgenden Funktion untersucht:

$$K(\varphi) = A \cdot |\sin(b\varphi + \delta)| + c. \quad (16)$$

$\varphi/^\circ$	$U_{\min}/\text{mV}$	$U_{\max}/\text{mV}$	Kontrast
0	0,898	1,066	0,086
15	0,504	1,019	0,338
30	0,180	0,884	0,662
45	0,077	0,898	0,842
60	0,088	1,182	0,861
75	0,358	1,419	0,597
90	1,031	1,302	0,116
105	0,758	2,12	0,473
120	0,297	3,01	0,820
135	0,164	3,55	0,912
150	0,408	3,33	0,782
165	0,835	2,05	0,421
180	1,042	1,24	0,087

**Tabelle 1:** Messwerte und berechnete Kontraste.

Eine Ausgleichrechnung mit den aus den Messdaten bestimmten Kontrasten liefert für die Fitparameter:

$$A = 0.799 \quad (17)$$

$$b = 1.999 \quad (18)$$

$$\delta = -0.999 \quad (19)$$

$$c = 0.099 \quad (20)$$

Der winkelabhängige Verlauf ist zusammen mit den Messdaten in Abbildung 3 dargestellt.

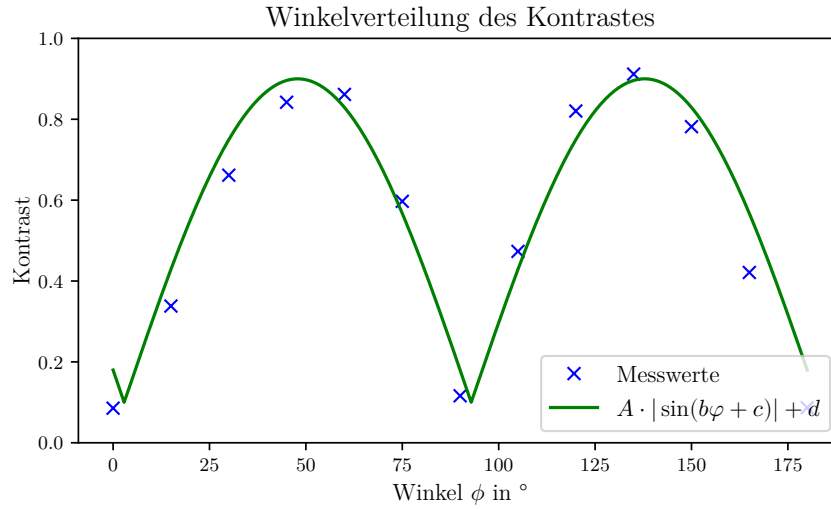
### 4.3 Bestimmung des Brechungsindex von Glas

Durch den Zusammenhang (9) der Anzahl der Interferenzmaxima  $M$  mit dem Brechungsindex  $n$  kann dieser, mit Hilfe des Doppelglashalters, für Glas bestimmt werden. Dazu werden zehn unabhängige Messungen durchgeführt, bei denen der Doppelglashalter jeweils gleichmäßig um  $10^\circ$  rotiert wird und die Anzahl der Interferenzmaxima gezählt. Die Glasplättchen in dem verwendeten Doppelglashalter besitzen eine Wandstärke von  $T = 1 \text{ mm}$  und der verwendete HeNe-Laser eine Wellenlänge von  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ . Im Mittel werden  $35,3 \pm 2,3$  Interferenzmaxima gezählt. Mit der Bedingung  $M(\theta = 0) = 0$  wird der Brechungsindex von Glas nach Formel (9) zu

$$n_{\text{Glas}} = 1,58 \pm 0,06 \quad (21)$$

bestimmt.





**Abbildung 3:** Messwerte für den winkelabhängigen Verlauf des Kontrastes des verwendeten Interferometers.

#### 4.4 Bestimmung der Brechungsindex von Luft

Nun wird der Brechungsindex von Luft bestimmt und das Brechungsverhalten in Abhängigkeit des Gasdrucks bestimmt. Dadurch wird eine lichtdurchlässige Kammer in den Strahlengang gestellt, bei der sich mit Hilfe einer Pumpe der Gasdruck einstellen lässt. Zunächst wird die Kammer mit Hilfe der Pumpe evakuiert und anschließend die Anzahl der Interferenzmaxima  $M$  bei steigendem Druck festgehalten. Die Messung wird über einen Druckbereich von etwa 7 mbar bis 1007 mbar jeweils dreimal durchgeführt. Die Formel (3) ermöglicht es nun den Brechungsindex von Glas zu bestimmen. Die Länge der im Experiment verwendeten Kammer beträgt  $L = (100,0 \pm 0,1)$  mm [1].

Aus dem Lorentz-Lorenz-Gesetz folgt nach Formel (5), dass zwischen dem Brechungsindex und dem Druck ein linearer Zusammenhang angenommen werden kann. Eine Ausgleichsrechnung wird somit mit der Formel:

$$n(p) = m \cdot p + b \quad (22)$$

durchgeführt, bei der für die Steigung  $m$  gilt:

$$m = \frac{3A}{2RT}. \quad (23)$$

Wobei  $A$  die molare Refraktivität des Mediums,  $R$  die universelle Gaskonstante und  $T$  die Temperatur ist. Die mittels Ausgleichsrechnung bestimmten Parameter für die drei Messungreihen befinden sich in Tabelle 2. Die Abbildungen 4 - 6 zeigen die aus den Messreihen bestimmten Brechungsindices für Luft.

Aus den gemittelten Parametern der Messreihen ergibt sich der lineare Zusammenhang

<b>Luft</b>	$a/\text{mbar}^{-1}$	$b - 1$
Messung 1	$(264 \pm 1) \cdot 10^{-9}$	$(-4 \pm 8) \cdot 10^{-7}$
Messung 2	$(277 \pm 2) \cdot 10^{-9}$	$(18 \pm 12) \cdot 10^{-7}$
Messung 3	$(271 \pm 4) \cdot 10^{-9}$	$(-26 \pm 13) \cdot 10^{-7}$

**Tabelle 2:** Ergebnisse für die Parameter der linearen Ausgleichsrechnungen für die drei Messungen der jeweiligen Gase.

zur Bestimmung der Brechnungsindices von Luft zu:

$$n_{\text{Luft}}(p) = (2709 \pm 53) \cdot 10^{-10} \text{ mbar}^{-1} \cdot p + 1 - (4 \pm 2) \cdot 10^{-7}. \quad (24)$$

Mit Hilfe der bestimmten Parameter und der zur Versuchsdurchführung herrschenden Umgebungsbedingungen lassen sich der Brechnungsindex von dem Gasgemisch Luft berechnen. Die Raumtemperatur betrug 21 °C und die nächstgelegene Wetterstation hat zur Versuchsdurchführung einen Luftdruck von 1022 hPa [2] verzeichnet. Damit ergibt sich der Brechnungsindex für Luft zu

$$n_{\text{Luft}}(p = 1022 \text{ mbar}) = 1,000\,277 \pm 0,000\,001. \quad (25)$$

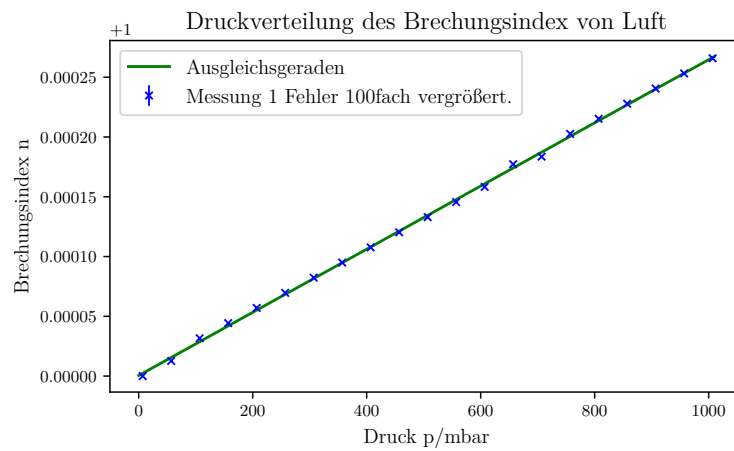
$$(26)$$

Mit Hilfe Normalisierung

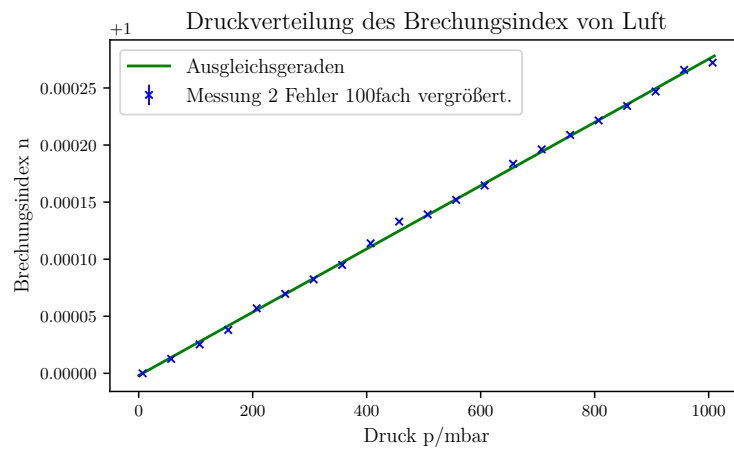
$$m_0 = \frac{mT}{T_0} \quad (27)$$

lässt sich der Brechnungsindex von Luft auch unter Normalbedingungen ( $T_0 = 15^\circ\text{C}$ ,  $p = 1 \text{ atm}$ ) bestimmen. Er ergibt sich zu:

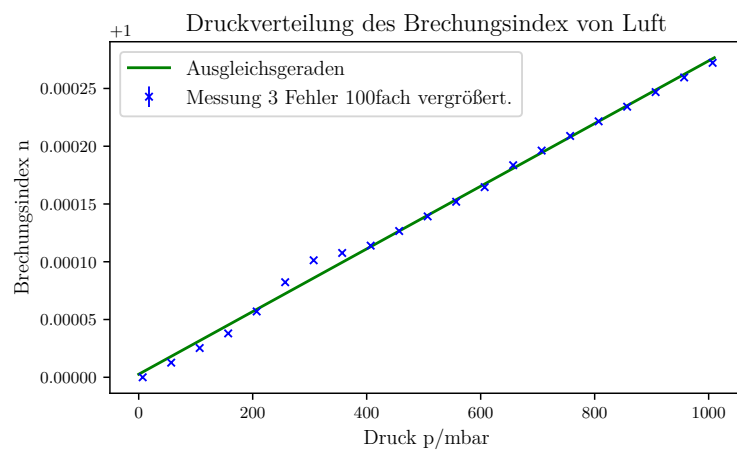
$$n_{\text{Luft}}(T_0 = 15^\circ\text{C}, p = 1 \text{ atm}) = 1,000\,283 \pm 0,000\,006 \quad (28)$$



**Abbildung 4:** Erste Messung des Brechungsindex von Luft. Aufgetragen sind die aus den Messwerten bestimmten Brechungsindices, sowie die Ausgleichsgerade. Die Fehler der Messwerte sind verschwindend gering.



**Abbildung 5:** Zweite Messung des Brechungsindex von Luft. Aufgetragen sind die aus den Messwerten bestimmten Brechungsindices, sowie die Ausgleichsgerade. Die Fehler der Messwerte sind verschwindend gering.



**Abbildung 6:** Dritte Messung des Brechungsindex von Luft. Aufgetragen sind die aus den Messwerten bestimmten Brechungsindices, sowie die Ausgleichsgerade. Die Fehler der Messwerte sind verschwindend gering.

## 5 Diskussion

Bei dem Fit der Winkelabhängigkeit des Kontrastes liegt die Kurve nahe der Messdaten, jedoch ist der Fit sehr anfällig für Schwankungen. Daher sollten die Fitparameter eher als grobe Orientierung gesehen werden. Es lässt sich jedoch deutlich die  $|\sin(2\varphi)|$  Abhängigkeit des Kontrastes erkennen. Zudem stimmt der Fit relativ gut mit dem Maximum bei  $\varphi = 135^\circ$  überein. Um genauere Ergebnisse für den Fit zu erzielen, wäre eine Aufnahme von mehr Datenpunkten hilfreich.

Die Untersuchung des Brechungsindex von Glas mit dem Doppelglashalter ergab den Wert

$$n_{\text{Glas}} = 1,58 \pm 0,06. \quad (29)$$

Im Vergleich zum Literaturwert  $n_{\text{Literatur}} \approx 1,52$  [7] bei einer Wellenlänge  $\lambda = 630 \text{ nm}$  entspricht das einem relativen Fehler von rund 11,5 %. Dieser Fehler ist für ein Sagnac-Interferometer relativ groß und kann damit erklärt werden, dass der Versuchsaufbau während der Durchführung nicht abgedeckt war. Dadurch können Luftturbulenzen im Strahlengang die Ergebnisse verfälschen. Dies wurde zu einem späteren Zeitpunkt auch noch deutlich.

Bei der Versuchsdurchführung wurde der Brechungsindex von dem Gasgemisch Luft unter Normalbedingungen zu

$$n_{\text{Luft}}(T_0 = 15^\circ\text{C}, p = 1 \text{ atm}) = 1,000\,281 \pm 0,000\,006 \quad (30)$$

bestimmt. Die Übereinstimmung mit dem Literaturwert [7]

$$n_{\text{Luft,Lit}}(T_0 = 15^\circ\text{C}, p = 1 \text{ atm}) = 1,000\,276\,457 \quad (31)$$

ist recht gut. Der gemessene Wert von Luft weicht um rund 1,8 % vom Literaturwert ab. Bei dem Aufnehmen der Messreihen zur Bestimmung des Brechungsindex von Luft wurde das Spannungssignal, das an den Photodioden gemessen wurde auf einem Oszilloskop beobachtet. Dabei fiel auf, dass zunächst kein sinusförmiges Signal zu beobachten war. Dies lässt sich auf zu großes Untergrund rauschen zurückführen. Die Wahl einer höheren Zeitkonstante am Tiefpassfilter ermöglichte, dass ein klares sinusförmiges Signal zu sehen war. Zum Schluss wurde auch noch eine Abdeckhaube über den Strahlengang des Interferometers gestellt und festgestellt, dass der Tiefpassfilter eine viel geringere Zeitkonstante brauchte, um ein klares Signal zu modulieren. Diese Beobachtung führt zu der Vermutung, dass die Messergebnisse aus den ersten beiden Versuchsteilen möglicherweise durch die fehlende Abdeckung gestört wurde.

Zudem wurden sowohl der Druck, als auch die Anzahl der Interferenzmaxima  $M$  händisch abgelesen, dies ermöglicht einen zusätzlichen Fehler durch Reaktionszeit. Zur Bestimmung der relativen Fehler wurde die Formel

$$\frac{(n_{\text{Messung}} - 1) - (n_{\text{Literatur}} - 1)}{(n_{\text{Literatur}} - 1)} \quad (32)$$

verwendet.

## Literatur

- [1] TU Dortmund. *Versuchsanleitung zu Versuch 64: Interferometrie*.
- [2] TU Dortmund. *Wetterstation in Dortmund/Wickede*. URL: [https://www.wetteronline.de/rueckblick?pcid=pc\\_rueckblick\\_data&gid=10416&pid=p\\_rueckblick\\_diagram&sid=StationHistory&iid=10416&month=10&year=2019&period=4&metparaid=PDL](https://www.wetteronline.de/rueckblick?pcid=pc_rueckblick_data&gid=10416&pid=p_rueckblick_diagram&sid=StationHistory&iid=10416&month=10&year=2019&period=4&metparaid=PDL) (besucht am 30.10.2019).
- [3] John D. Hunter. „Matplotlib: A 2D Graphics Environment“. Version 1.4.3. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 90–95. URL: <http://matplotlib.org/>.
- [4] Eric Jones, Travis E. Oliphant, Pearu Peterson u. a. *SciPy: Open source scientific tools for Python*. Version 0.16.0. URL: <http://www.scipy.org/>.
- [5] H. Kragh. *The Lorenz-Lorentz Formula: Origin and Early History*. 2018. DOI: 10.13128/substantia-56.
- [6] Travis E. Oliphant. „NumPy: Python for Scientific Computing“. Version 1.9.2. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 10–20. URL: <http://www.numpy.org/>.
- [7] refractiveindex.info. *Refractive index database*. URL: <http://www.refractiveindex.info> (besucht am 30.10.2019).