

V64 - Moderne Interferometrie

Tabea Hacheney
tabea.hacheney@tu-dortmund.de

Steffen Kober
steffen.kober@tu-dortmund.de

Durchführung: 15.05.2023

Abgabe: 18.05.2023

Inhaltsverzeichnis

1	Zielsetzung	3
2	Theorie	4
2.1	Interferenzphänomene	4
2.2	Sagnac-Interferometer	4
2.3	Kontrast eines Interferometers	6
2.4	Brechungsindex von Glas	7
2.5	Brechungsindex von Gasen	8
3	Durchführung	9
3.1	Bestimmung des Kontrastes eines Sagnac-Interferometers	10
3.2	Bestimmung des Brechungsindex von Glas	10
3.3	Bestimmung des Brechungsindex von Luft	10
4	Auswertung	11
4.1	Kontrastmessung	11
4.2	Brechungsindex von Glas	11
4.3	Brechungsindex von Luft	13
5	Diskussion	15
	Literatur	16
	Anhang	17

1 Zielsetzung

Ziel des Versuchs ist es, die modernen Techniken der Interferometrie kennenzulernen und mithilfe eines Sagnac-Interferometers den Kontrast eines Interferometers zu messen und den Brechungsindex n von Glasplatten und eines Gases (*hier: Luft*) zu bestimmen.

2 Theorie

2.1 Interferenzphänomene

Licht ist eine elektromagnetische transversale Welle und schwingt somit orthogonal zu seiner Ausbreitungsrichtung. Wenn sich zwei sinusförmige elektromagnetische Wellen örtlich überlagern, kann sich je nach Phasenunterschied und Polarisationsrichtung eine teilweise/gänzliche Verstärkung oder teilweise/gänzliche Auslöschung ergeben. Das nennt sich Interferenz.

Interferenzeffekte können grundsätzlich nur beobachtet werden, wenn diese zwei Wellen kohärent zueinander sind, also eine ähnliche Frequenz aufweisen. In der Natur wird man nur schwer perfekt kohärente Wellen finden, da Licht selten monochromatisch ist, sondern aus Wellenpaketen unterschiedlicher Frequenzen besteht. Allerdings kann man eine Kohärenzlänge identifizieren - ein räumlicher Abstand in der Wellen als annähernd kohärent betrachtet werden können. Im folgenden ist anzunehmen, dass die miteinander interferierenden Wellen ausreichend kohärent zueinander sind.

Wenn ein Phasenunterschied von

$$\delta = 2\pi n, n \in \mathbb{N}_0 \quad (2.1)$$

vorliegt, addieren sich die Amplituden der Wellen konstruktiv. Bei einem Phasenunterschied von

$$\delta = (2n + 1)\pi, n \in \mathbb{N}_0 \quad (2.2)$$

interferieren Wellen destruktiv und löschen sich aus. Sofern die Werte zwischen diesen beiden Extremen liegen, findet lediglich eine leichte Abschwächung oder Verstärkung der Amplitude statt.

Diese Interferenzeffekte lassen sich zusätzlich nur beobachten, sofern die zwei Wellen nicht linear unabhängig voneinander sind. Das heißt, dass die Wellen nicht orthogonal zueinander schwingen dürfen. Eine maximale Auslöschung/Verstärkung kann nur bei gleicher Polarisation beobachtet werden.

Die Polarisation einer elektromagnetischen Welle kann durch einen Polarisationsfilter überprüft werden, welcher je nach Ausrichtung nur eine Projektion der Welle auf diese Ebene durchlässt. Wenn Polarisationsrichtung des Filters und der Welle orthogonal aufeinander stehen, kommt also Signal durch diesen Filter durch.

2.2 Sagnac-Interferometer

Interferometer machen sich eben diese Eigenschaften von Wellen zur Nutze. Materialien weisen einen Brechungsindex aus, durch welchen die Phase einer durchgehenden Welle

manipuliert wird. Dies kann man sich zunutze machen, indem man einen unbeeinflussten Strahl und einen manipulierten Strahl interferieren lässt und die Interferenzminima und -maxima untersucht. Auf diesem Wege lassen sich auch andere Materialeigenschaften untersuchen.

Im allgemeinen besteht ein Interferometer aus mehreren Spiegeln und Strahlteilern. In diesem Versuch wird das Sagnac-Interferometer untersucht, welches in Abbildung 2.1 schematisch gezeigt ist.

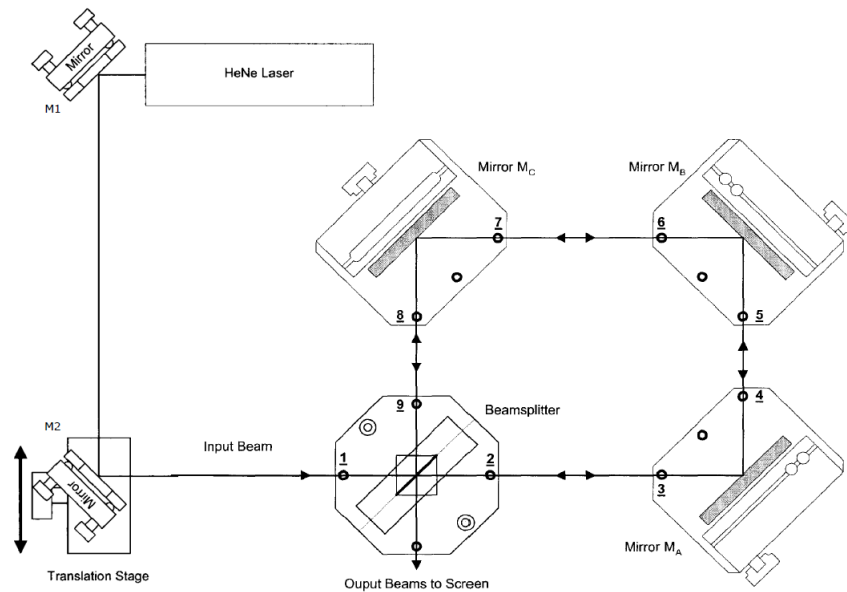


Abbildung 2.1: Eine schematische Darstellung eines Sagnac-Interferometers. [5]

Das Sagnac Interferometer besteht aus zwei Spiegeln (M1 und M2), welche den Laser in das eigentliche Interferometer ablenken. Dieser trifft dann zuerst auf einen Polarisationsfilter mit Polarisationswinkel ϕ , sodass das Licht gleich linear polarisiert ist. Dann trifft der Laserstrahl auf einen Strahlteilerwürfel (PBSC), welcher den Strahl in zwei orthogonal zueinander verlaufende Strahlen aufteilt. Diese Strahlen werden durch den Würfel zudem orthogonal zueinander polarisiert. Der transmittierte Strahl wird parallel zur Einfallsebene und der reflektierte Strahl senkrecht zur Einfallsebene polarisiert.

Die beiden Strahlen durchlaufen den Aufbau von drei Spiegeln nun genau entgegengesetzt und werden dann wieder durch den PBSC zusammengeführt. Dadurch, dass die Strahlen denselben Weg durchlaufen, ist das Interferometer besonders stabil gegenüber Umwelteinflüssen, da diese auf beide Strahlen gleichermaßen wirken.

Um einen Strahl separat vom anderen manipulieren zu können, wird der Spiegel M2 parallel zum Aufbau verschoben, wodurch die Strahlen innerhalb des Interferometers einen leicht anderen Weg verlaufen, aber am Ende vom PBSC wieder zusammengeführt werden. Mithilfe von einer (zwei) Dioden kann die Spannung(sdifferenz) des Lasers gemessen werden.

2.3 Kontrast eines Interferometers

Die Qualität eines Interferometers kann durch seinen Kontrast/seine Sichtbarkeit beschrieben werden. Diese gibt wieder, wie deutlich sich die Intensität des Interferenzmaximas und die des -minimas voneinander unterscheiden. Er kann berechnet werden durch

$$K = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}. \quad (2.3)$$

Um den Kontrast mithilfe dieser Formel berechnen zu können, muss die Intensität experimentell ermittelt werden. Um den Kontrast theoretisch vorhersagen zu können, überlegt man zunächst, welche Proportionalität die resultierende Intensität gegenüber unserer einzelnen Wellen hat. Hier kommt man auf die Formel

$$I \propto \langle |E_1 \cos(\omega t) + E_2 \cos(\omega t + \delta)|^2 \rangle, \quad (2.4)$$

wobei E_1 und E_2 die Amplituden der einzelnen Wellen, ω die Kreisfrequenz und δ der Phasenunterschied ist. $\langle \dots \rangle$ ist das zeitliche Mittel. Durch den Polarisationsfilter und PBS gilt für die einzelnen Amplituden der Wellen

$$E_1 = E_0 \cos(\phi) \quad (2.5)$$

und

$$E_2 = E_0 \sin(\phi), \quad (2.6)$$

wobei E_0 die Gesamtamplitude der einlaufenden Welle ist. Eingsetzt in Gleichung 2.4 ergibt das

$$I \propto \langle |E_0 \cos(\phi) \cos(\omega t) + E_0 \sin(\phi) \cos(\omega t + \delta)|^2 \rangle \quad (2.7)$$

$$\propto E_0^2 \langle (|\cos^2(\phi) \cos^2(\omega t) + 2 \cos(\phi) \cos(\omega t) \sin(\phi) \cos(\omega t + \delta) \quad (2.8)$$

$$+ \sin^2(\phi) \cos^2(\omega t + \delta)| \rangle. \quad (2.9)$$

Die Maxima und Minima ergeben sich wie in Gleichung 2.1 und Gleichung 2.2 erwähnt:

$$I_{max} \propto \langle E_0^2 (|\cos^2(\phi) \cos^2(\omega t) + 2 \cos(\phi) \cos(\omega t) \sin(\phi) \cos(\omega t + 2\pi n) \quad (2.10)$$

$$+ \sin^2(\phi) \cos^2(\omega t + 2\pi n)| \rangle \quad (2.11)$$

$$\propto \langle E_0^2 (|\cos^2(\phi) \cos^2(\omega t) + 2 \cos(\phi) \cos(\omega t) \sin(\phi) \cos(\omega t) + \sin^2(\phi) \cos^2(\omega t)| \rangle \quad (2.12)$$

$$\propto \langle E_0^2 \cos^2(\omega t) (|\cos^2(\phi) + 2 \cos(\phi) \sin(\phi) + \sin^2(\phi)| \rangle, \quad (2.13)$$

wobei der Betrag des zeitlichen Mittels von $\cos^2(\omega t) = \frac{1}{2}$ und $\cos^2(\phi) + \sin^2(\phi) = 1$ ist. Somit ergibt sich

$$I_{max} \propto I_{Laser} (1 + 2 \cos(\phi) \sin(\phi)). \quad (2.14)$$

$I_{Laser} = \frac{1}{2} E_0^2$ ist hier die mittlere Ausgangsintensität des Lasers.

Durch den gleichen Weg ergibt sich für die destruktive Interferenz

$$I_{min} \propto I_{Laser} (1 - 2 \cos(\phi) \sin(\phi)), \quad (2.15)$$

da $\cos(\omega t + (2n + 1)\pi) = -\cos(\omega t)$.

Anhand dieser Gleichungen ist bei jedem vielfachen von $\frac{\pi}{2}$ ein maximaler Kontrast zu erwarten.

Die Theorieturve hierzu ist in Abbildung 2.2 zu sehen.

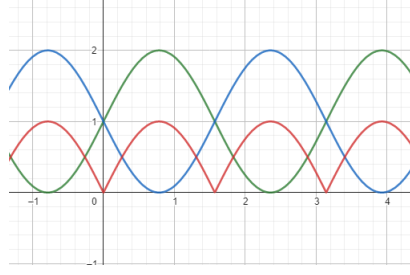


Abbildung 2.2: Der funktionelle Verlauf der Intensitäten (grün: I_{max} , blau: I_{min}) und des Kontrastes (rot).

2.4 Brechungsindex von Glas

Mit Interferometern kann unter anderem wie bereits erwähnt der Brechungsindex von Materialien untersucht werden. Wenn sich eine elektromagnetische Welle durch ein Material bewegt, verändert sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit gemäß des Brechungsindex n und somit unwillkürlich auch der Wellenvektor k der Welle.

$$v_{Medium} = \frac{c}{n} \Rightarrow k = \frac{2\pi}{\lambda_{vac}} n, \quad (2.16)$$

Die Strahlen werden hier jeweils durch ein um $\Theta = \pm 10^\circ$ rotiertes Glasplättchen geschickt. Hier findet einerseits eine Phasenverschiebung durch den Brechungsindex und andererseits eine Phasenverschiebung durch die Lichtbrechung an dem Glasplättchen statt. Mit dem Brechungsgesetz nach Snellius und einer Taylorentwicklung für kleine Winkel ergibt sich

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda_{vac}} L \frac{n-1}{2n} ((\Theta + \Theta_0)^2 - (\Theta - \Theta_0)^2). \quad (2.17)$$

L ist die Dicke des Mediums, λ_{vac} die Wellenlänge im Vakuum, c die Lichtgeschwindigkeit und $\Delta\Phi$ die Phasenverschiebung.

Hier wird außerdem berücksichtigt, dass die Glasplättchen einen Winkel von $\Theta_0 = \pm 10^\circ$ zueinander haben.

Mithilfe einer Diode und eines Modern Interferometry Controller [5] können die Anzahl der Maxima mit

$$M = \frac{\Delta\Phi}{2\pi} \Leftrightarrow \Delta\Phi = 2M\pi \quad (2.18)$$

$$\Rightarrow \frac{M\lambda_{vac}}{L((\Theta + \Theta_0)^2 - (\Theta - \Theta_0)^2)} = \frac{n-1}{n} \quad (2.19)$$

$$n = \frac{1}{1 - \frac{M\lambda_{vac}}{2L\Theta\Theta_0}} \quad (2.20)$$

berechnet werden. Das wird dann in Gleichung 2.17 eingesetzt und nach n umgestellt.

2.5 Brechungsindex von Gasen

Die Phasenverschiebung in Gasen funktioniert nach demselben Prinzip, allerdings hat hier lediglich den Einfluss des Brechungsindex und nicht mehr zusätzlich den Einfluss der geometrischen Brechung. Dadurch findet eine Phasenverschiebung gegenüber des unbeeinflussten Strahls statt. Diese Phasendifferenz berechnet sich zu

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda_{vac}}(n-1)L, \quad (2.21)$$

mit der Dicke L des Mediums. Die Phasenverschiebung kann wieder über die Maximaanzahl ausgedrückt werden nach Gleichung 2.18:

$$n = \frac{M\lambda_{vac}}{L} + 1. \quad (2.22)$$

Mit dem Lorentz-Lorenz-Gesetz lässt sich der Brechungsindex zudem über die Polarisierbarkeit des Mediums bestimmen:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 1} = \frac{Ap}{RT}, \quad (2.23)$$

wobei A die Molrefraction, p der Druck, R die Gaskonstante und T die Raumtemperatur ist. Dies lässt sich mit einer Taylorentwicklung um $n = 1$ herum zu

$$n = \frac{3}{2} \frac{Ap}{RT} + 1 \quad (2.24)$$

umformen. Diese Umformung ist in diesem Fall gültig, da Luft untersucht wird und $n_{Luft} \approx 1$.

3 Durchführung

Für die Durchführung dieses Versuches wird ein *Sagnac-Interferometer* verwendet. Der Versuchsaufbau ist Abbildung 2.1 zu entnehmen. In dieser Abbildung 2.1 ist grundlegend das Sagnac-Interferometer dargestellt, sowie die Laserquelle. Bei der Laserquelle handelt es sich um einen HeNe-Laser mit der Wellenlänge $\lambda = 632.990 \text{ nm}$ [5]. Außerdem ist in Abbildung 2.1 eine Translations-Stage beim Spiegel $M2$ eingezeichnet. Anhand dieser Stage sollen später die Strahlengänge getrennt werden. Nach dem Spiegel $M2$ trifft der Laserstrahl auf einen Strahlteilerwürfel, kurz *PBSC*. Die Funktionsweise eines Strahlteilerwürfels wurde bereits in Abschnitt 2.2 erklärt. Nachdem der Strahl nun aufgeteilt wurde durchlaufen die Strahlen zunächst die Spiegel M_A , M_B und M_C jeweils in entgegengesetzter Richtung. Danach treffen beide Strahlen im selben Punkt erneut auf dem *PBSC* wodurch beide Strahlen dann in Richtung *Output* reflektiert werden. Dabei verlaufen die Strahlen identisch und können somit detektiert werden. Der Detektor besteht selbst zunächst aus einem weiteren *PBSC*. Der transmittierte Strahl läuft dann sofort in eine Photodiode, wohingegen der andere Strahl ein kurzes Stück versetzt über einen Spiegel in eine andere Photodiode geleitet wird. Diese Aufspaltung des Detektors liefert die Grundlage für die Differenzspannungsmethode. Nun kann mit der Justage begonnen werden. Theoretisch müsste der gesamte Versuchsaufbau nun in 45° aufgebaut werden. Da allerdings schon kleine Schwankungen für relativ große Änderungen im Strahlengang sorgen muss man die Spiegel durch Justageschrauben noch passend ausrichten, damit die Strahlen wirklich in einem Punkt enden. Zu Beginn der Justage wird zunächst ein Polarisationsfilter hinter den Laser gestellt, damit wir direkt einen um 45° zur vertikalen gedreht polarisierten Strahl haben. Ein zweiter Polarisationsfilter wird dann vor den Detektor eingebaut damit die Interferenzeffekte, anhand dessen wir das Experiment gestalten, überhaupt erst auftreten. Denn aus dem *PBSC* kommen zwei Strahlen, welche um 90° zueinander polarisiert sind, weshalb diese noch nicht interferieren können. Mit einem Filter um 45° tritt das Phänomen dann aber auf. Nun wird zunächst der Strahlengang perfekt angepasst, sodass Interferenzeffekte sichtbar sind und ein möglicher auftretender Streifen im Muster verschwindet. Nun können die Strahlengänge getrennt werden, indem man den Spiegel $M2$ mit der Stage verschiebt, sodass der Laser nicht mehr mittig auf den *PBSC* trifft. Dadurch entstehen zwei verschobene Vierecke, welche jedoch dennoch im gleichen Punkt enden. Dann wird noch eine Doppelglasplatte eingebaut, welche auf einem Rotationshalter steht. Mit dieser kann die Phase der Strahlen beeinflusst werden, sodass maximale und minimale Intensitäten erreicht werden können. Ist nun alles angepasst kann man zunächst einmal den hinteren Polarisationsfilter entfernen und beide Dioden am Oszilloskop betrachten. Dort sollte die beiden Strahlen Phasenverschoben angezeigt werden. Ist dies der Fall ist der Aufbau korrekt und messbereit. Für besondere Stabilität der Messung kann eine Haube auf den Aufbau gesetzt werden, welcher Luftschwankungen minimiert.

3.1 Bestimmung des Kontrastes eines Sagnac-Interferometers

Zur experimentellen Bestimmung des Kontrastes soll zunächst nur eine Photodiode verwendet werden. Der Kontrast wurde bereits in Abschnitt 2.3 diskutiert und ist durch Formel 2.3 gegeben. Der Kontrast soll nun in Abhängigkeit des Polarisationswinkels des ersten Polarisators gemessen werden. Dabei soll ein Winkelbereich von $0^\circ - 180^\circ$ in 15° -Schritten abgemessen werden. Für jeden Schritt wird die maximale Intensität I_{\max} und die minimale Intensität I_{\min} gemessen. Diese können durch die eingebaute Doppelscheibe erzeugt werden und an der Diode abgelesen werden. Aus dieser Messung wird dann der maximale Kontrast bestimmt und der Polarisationsfilter dann auf den reziproken Winkel eingestellt.

3.2 Bestimmung des Brechungsindex von Glas

Nun wird die Differenzspannungsmethode verwendet um den Brechungsindex von Glas zu bestimmen. Dazu werden nun beide Photodioden verwendet. Die Differenzspannungsmethode ist eine stabile und robuste Methode, da mit dieser Störeffekte rausgerechnet werden. Zunächst werden die beiden Dioden an das Oszilloskop angeschlossen und dann die Einstellungen des Interferometry Contollers verändert, sodass das Signal sehr deutlich ist. Dies ist nötig, da ansonsten Rauschen für falsche Zählraten sorgt. Die Differenzspannungsmethode verwendet nun dass durch die beiden Photodioden die Strahlen jeweils getrennt voneinander aufgenommen werden. Das heißt, dass die Strahlen auch den exakt selben Störungen ausgesetzt waren. Durch bildung der Differenz der beiden Signal, was der Interferometry Contoller macht, kann dann eine Zählung der Intensitätsmaxima bzw. Minima stattfinden. Um nun den Brechungsindex von Glas zu bestimmen sollen nun genau die Interferenzmaxima gezählt werden, welche entstehen, während man den Glashalter dreht. Durch die Drehung entsteht ein Phasenversatz wodurch dann die Maxima entstehen. Es werden nun 10 Messungen über einen Winkelbereich von 10° durchgeführt.

3.3 Bestimmung des Brechungsindex von Luft

Zuletzt wird nun der Brechungsindex von Luft bestimmt. Dazu wird zunächst eine Gaszelle in einen der Strahlen eingebaut. Dann wird die Zelle evakuiert bis der Druck auf circa 0.5 mbar gefallen ist. Dann wird langsam Luft in die Zelle gelassen und dabei die Anzahl der Intensitätsmaxima gemessen. Es sollten 50 mbar-Schritte gemacht werden. Der Counter darf während der Messung nicht zurückgesetzt werden. Diese Messung wiederholt man drei mal und notiert sich jeweils die Raumtemperatur, da diese für die Analyse wichtig ist.[5]

4 Auswertung

Die in diesem Kapitel genannten Standardfehler des Mittelwertes ergeben sich nach

$$\sigma(x) = \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_i (x_i - \bar{x})^2}.$$

Daraus resultierende Unsicherheiten genügen der Gaußschen Fehlerfortpflanzung. Die Fehlerrechnung wird in *Python* unter Verwendung des Paketes *uncertainties* [4] durchgeführt.

4.1 Kontrastmessung

Nun wird der Kontrast in Abhängigkeit des Polarisationswinkels bestimmt. Wie bereits in Abschnitt 2.3 diskutiert wird der Kontrast durch Gleichung 2.3 berechnet. Im selben Abschnitt wurde dann auch die Proportionalität der Intensität zum Winkel erklärt. Führt man diese Proportionalität in Gleichung 2.3 ein erhält man eine theoretische Winkelabhängigkeit des Kontrastes, dessen Form in durch Gleichung 4.1 gegeben ist. Die Messwerte sind in Abbildung 4.1 dargestellt. Mittels einer Regression durch *Scipy*[2] wurde der Parameter a zu $a = 1.9796$ bestimmt.

$$K = a|\cos(\Phi) \sin(\Phi)| \quad (4.1)$$

Aus den Messdaten in Abbildung 4.1 lässt sich ein maximaler Kontrast $K_{\max} = 0.9608$ entnehmen, welcher bei einem Winkel $\Phi = 50^\circ$ auftritt. Außerdem treten weitere Maxima des Kontrastes bei vielfachen des Winkels auf. Dieses Verhalten ist in anbetracht des periodischen Verhaltens dieses Phänomens logisch. Für die folgenden Messungen wurde der Kontrast nun auf das Maxima eingestellt, wie bereits in Kapitel 3 erwähnt. Im folgenden wird die Differenzspannungsmethode verwendet.

4.2 Brechungsindex von Glas

Der Brechungsindex von Glas wird durch zwei Glasplättchen, welche jeweils in einem der Strahlengänge liegen gemessen. Der Brechungsindex lässt sich nach Modifikation von Gleichung 2.17 durch Gleichung 2.18 beschrieben. In dieser Gleichung ist $T = 1$ mm die Dicke eine Glasplatte, M die Anzahl der Interferenzmaxima oder Minima, $\lambda_{\text{vac}} = 632.990$ nm die Wellenlänge des Lichtes im Vakuum, $\Theta_0 = \pm 10^\circ$ die Drehung der Spiegel und $\Theta = 10^\circ$ ist der Drehwinkel des Doppelglashalters. Damit lässt sich

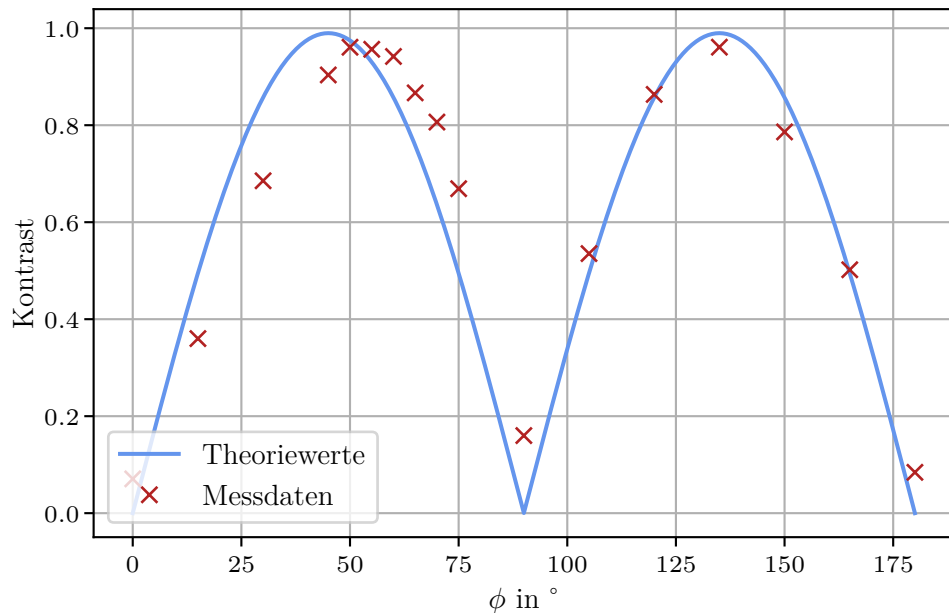


Abbildung 4.1: In dieser Abbildung wird die Winkelabhängigkeit des Kontrastes eines Sagnac-Interferometers dargestellt.

der Brechungsindex berechnen. Die aufgenommenen Daten werden in Tabelle 4.1 dargestellt.

M	n_{Glas}
31	1.4751
31	1.4751
36	1.5975
34	1.5462
34	1.5462
32	1.4981
33	1.5218
32	1.4981
32	1.4981
35	1.5715

Tabelle 4.1: In dieser Tabelle sind die experimentell bestimmten Brechungsindex der Glasplättchen aufgetragen.

Der mittlere Brechungsindex ergibt sich zu $\bar{n}_{\text{Glas}} = 1.5228 \pm 0.0124$. Der Theoriewert von normalen Fensterglas lautet 1.52[3].

4.3 Brechungsindex von Luft

Zuletzt wird der Brechungsindex von Luft bestimmt. Dazu wurde eine Gaszelle mit der Länge $L = (100.0 \pm 0.1)$ mm verwendet. Die Messungen wurden bei einer Umgebungstemperatur von $T = 22^\circ\text{C}$ aufgenommen. Die Druckmessung wurde bei einem Druck von $p_0 = 10$ mbar begonnen und dann wurden bis zu einem Umgebungsdruck $p = 960$ mbar die Intensitätsmaxima M gemessen. Der Brechungsindex von Luft wird gemäß Gleichung 2.22 berechnet. Die gemessenen Werte sind in Tabelle 4.2 dargestellt.

p	M_1	M_2	M_3	$n_{\text{Luft},1}$	$n_{\text{Luft},2}$	$n_{\text{Luft},3}$
10	0	0	0	1.00000000	1.00000000	1.00000000
60	2	2	2	1.00001266	1.00001266	1.00001266
110	4	4	4	1.00002532	1.00002532	1.00002532
160	6	6	6	1.00003798	1.00003798	1.00003798
210	8	8	8	1.00005064	1.00005064	1.00005064
260	10	10	10	1.00006330	1.00006330	1.00006330
310	12	12	12	1.00007596	1.00007596	1.00007596
360	14	15	14	1.00008862	1.00009495	1.00008862
410	17	17	17	1.00010761	1.00010761	1.00010761
460	19	19	19	1.00012027	1.00012027	1.00012027
510	21	21	21	1.00013293	1.00013293	1.00013293
560	23	23	23	1.00014559	1.00014559	1.00014559
610	25	25	25	1.00015825	1.00015825	1.00015825
660	28	27	27	1.00017724	1.00017091	1.00017091
710	30	29	30	1.00018990	1.00018357	1.00018990
760	32	31	32	1.00020256	1.00019623	1.00020256
810	34	34	34	1.00021522	1.00021522	1.00021522
860	37	36	36	1.00023421	1.00022788	1.00022788
910	39	38	38	1.00024687	1.00024054	1.00024054
960	41	40	40	1.00025953	1.00025320	1.00025320

Tabelle 4.2: In dieser Tabelle ist der experimentell bestimmte Brechungsindex von Luft dargestellt. Dabei bezieht sich der Zählindex auf die Nummer der Durchgeführten Messung.

Diese gemessenen Brechungsindizes gelten allerdings nur für die lokale Raumtemperatur des Experiments. Der Theoriewert hingegen für *Normatmosphäre*. Um aus den bestimmten Wert den Brechungsindex von Luft bei Normatmosphäre zu bestimmen kann nun die theoretische Gleichung 2.24 genutzt werden. An die in Tabelle 4.2 errechneten Daten des Brechungsindex wird die Gleichung 2.24 gefittet. Die Parameter $\bar{a} = \frac{3}{2}A = 0.000\,665\,9 \pm 0.000\,002\,2$ und $b = 0.999\,994\,7 \pm 0.000\,000\,5$ wurden bestimmt. Dabei ist b der Achsenabschnitt, welcher nach Theorie gleich 1 sein sollte. Der Fit mit diesen Parametern wird in Abbildung 4.2 dargestellt.

Mit diesen Parametern kann man nun zur Normatmosphäre den Brechungsindex von Luft gemäß Gleichung 2.24 berechnen. Dieser beträgt $n_{\text{normal}} = 1.000\,276\,2 \pm 0.000\,001\,1$.

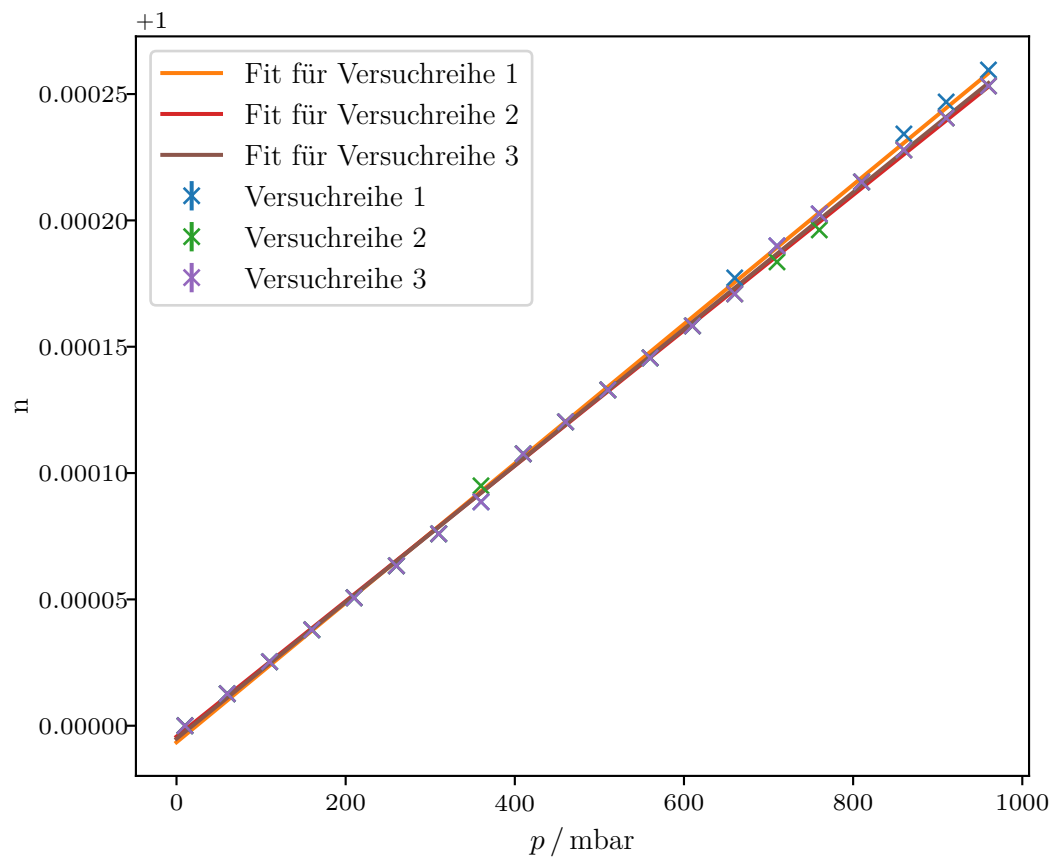


Abbildung 4.2: In dieser Abbildung wird der Brechungsindex in Abhängigkeit des Druckes dargestellt.

5 Diskussion

Im ersten Teil des Versuches wurde der Kontrast des Interferometers bestimmt. Der Kontrast hängt von der Justierung des Interferometers ab und sollte möglichst nach an $K = 1$ sein. Der maximale Kontrast der durchgeführten Justierung liegt bei $K_{\max} = 0.9608$. Dieser Wert ist sehr nach an einer idealen Justierung, daher kann von einem qualitativen Aufbau ausgegangen werden von welchen auch qualitative Messwerte erwartet werden können. Dies zeigt sich im nächsten Teil des Versuches.

Nun wurde der Brechungsindex von Glas bestimmt. Dabei ergibt sich bei einem Messwert von 1.5228 ± 0.0124 eine relative Abweichung zum Theoriewert $n_{Theo} = 1.52[3]$ von $\Delta n_{Glas} = 0.2\%$. Dies ist eine sehr kleine Abweichung, welche allerdings nur gilt, wenn das verwendete Glas normales Fensterglas ist. Leider liegt keine Information darüber vor, weshalb diese Annahme getroffen wurde.

Im letzten Teil des Versuches wurde der Brechungsindex von Luft bestimmt. Hier ergibt sich eine relative Abweichung zum Literaturwert $n_{L,Theo} = 1.000292$ [1] von $\Delta n_{Luft} = 5.41\%$. Diese Abweichung ist ebenfalls im Rahmen der Messungenauigkeiten. Die relativ kleinen Abweichungen können die akzeptable Justierung bestätigen.

Nichts desto trotz sorgen kleine Abweichung in der äußeren Bedingungen oder kleine Positionsänderungen der Spiegel und Würfel für relativ große Änderungen im Interferenzeffekt. Daher bietet sich hier eine mögliche Quelle für Unsicherheiten. Außerdem können, obwohl der Aufbau durch eine Purgebox vor Luftschwankungen geschützt wurde, Luftschwankungen einen Einfluss haben. Ebenfalls kann ein systematischer Fehler in Form von nicht perfekter Einstellung der Differenzspannungsmethode auftreten wodurch Maxima nicht vollständig aufgenommen werden. Dies liegt daran, dass auch hintergrundrauschen für mögliche Nulldurchgänge sorgen kann.

Zusammengefasst wurde das Experiment durch alle möglichen Schutzmaßnahmen vor äußeren Einflüssen bewahrt und das Experiment wurde erfolgreich durchgeführt und liefert zufriedenstellende Ergebnisse.

Literatur

- [1] Horst Czichos und Manfred Hennecke. *Das Ingenieurwissen*. Springer Verlag, 2012. ISBN: 978-3-642-22850-6.
- [2] Eric Jones, Travis E. Oliphant, Pearu Peterson et al. *SciPy: Open source scientific tools for Python*. Version 0.16.0. URL: <http://www.scipy.org/>.
- [3] Ellen Lax. *Makroskopische physikalisch-chemische Eigenschaften*. Springer Verlag, 1967. ISBN: 978-3-642-49542-7.
- [4] *Uncertainties package Python*. URL: <https://pythonhosted.org/uncertainties/> (besucht am 12.06.2023).
- [5] *V64 - Moderne Interferometrie*. TU Dortmund. URL: https://moodle.tu-dortmund.de/pluginfile.php/2295938/mod_resource/content/5/V64.pdf (besucht am 16.05.2023).

Anhang