

V401

Das Michelson-Interferometer

Marc Schröder
marc.schroeder@tu-dortmund.de

Till Schneider
till2.schneider@tu-dortmund.de

Durchführung: 23.06.2023

Abgabe: 25.06.2023

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1	Ziel	3
2	Theorie	3
2.1	Wellencharakter des Lichts und Interferenz	3
2.2	Bedingungen für Interferenz und der Begriff der Kohärenz	4
2.3	Das Michelson-Interferometer	4
3	Durchführung	7
4	Auswertung	8
4.1	Fehlerrechnung	8
4.2	Bestimmung der Wellenlänge eines Lasers	9
4.3	Bestimmung des Brechungsindex in Luft	10
5	Diskussion	12
6	Anhang	14
	Literatur	16

1 Ziel

Ziel dieses Versuchs ist die Bestimmung der Wellenlänge eines Lasers mit Hilfe eines Michelson-Interferometers. Zudem soll der Brechungsindex von Luft ermittelt werden.

2 Theorie

In diesem Kapitel wird zunächst auf die Natur des Lichts und seine Interpretation als Welle in diesem Versuch eingegangen. Auf dieser Grundlage werden die Phänomene erläutert, die am Michelson-Interferometer untersucht werden können. Zudem wird der Aufbau und die Verwendung des Michelson-Interferometers erklärt.

2.1 Wellencharakter des Lichts und Interferenz

Verschiedene Versuche zur Natur des Lichts liefern Ergebnisse, die je nach Versuchsanordnung eine Beschreibung des Lichts als Welle oder Teilchen (Korpuskel) erfordern. Die gemeinsame Erklärung dieser klassisch unvereinbaren Ergebnisse wird durch die Quantenelektrodynamik ermöglicht. Es werden dabei Korpuskel- und Wellenmodell als Grenzfälle der Quantenelektrodynamik verstanden. Betrachtet man wie in diesem Versuch die Ausbreitung von Licht im Vakuum, stellt das Wellenmodell die geeignete Näherung dar, um die auftretenden Phänomene zu beschreiben und zu erklären, insbesondere das Phänomen der Interferenz.

Nimmt man also an, dass Licht eine elektromagnetische Welle ist und betrachtet den einfachsten Fall einer ebenen Welle, kann die Ort- und Zeitabhängigkeit der elektrischen Feldstärke \vec{E} in der Form

$$\vec{E}(x, t) = \vec{E}_0 \cos(kx - \omega t - \delta) \quad (1)$$

beschrieben werden. Hier steht $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ für die Wellenzahl, ω für die Kreisfrequenz und δ für einen Phasenwinkel in Bezug auf Orts- und Zeitnullpunkt. Es gilt das Prinzip der linearen Superposition. Werden in einem Punkt im Raum n Lichtwellen überlagert, ist die Gesamtfeldstärke des resultierenden elektrischen Feldes in diesem Punkt die Summe der Feldstärken der n Lichtwellen, die überlagert werden. Es gilt also $E_{\text{ges}} = E_1 + E_2 + \dots + E_n$. Diese Änderung der Gesamtamplitude bei der Überlagerung mehrerer Wellen nach dem Superpositionsprinzip wird als Interferenz bezeichnet.

Aufgrund der hohen Lichtfrequenz in der Größenordnung 10^{15} Hz ist die elektrische Feldstärke in der Praxis nicht direkt messbar, weshalb stattdessen die Intensität gemessen wird. Aus den Maxwell-Gleichungen kann hergeleitet werden, dass Intensität und Energie einer elektromagnetischen Welle über die Beziehung

$$I = \text{const} \cdot |\vec{E}|^2 \quad (2)$$

miteinander verknüpft sind. Für die Summe der Intensitäten zweier elektromagnetischer Wellen in einem Punkt im Raum gilt demnach

$$I_{\text{ges}} = 2\text{const}\vec{E}_0^2 \cos(1 + \delta_2 - \delta_1). \quad (3)$$

Die Gesamtintensität zweier Wellen, die in einem Raumpunkt überlagert werden, ist also nicht einfach die Summe der Einzelintensitäten der überlagerten Wellen $2\text{const}\vec{E}_0^2$, sondern hängt auch vom Phasenunterschied der Wellen ab. Der Interferenzterm

$$2\text{const}\vec{E}_0^2 \cos(\delta_2 - \delta_1), \quad (4)$$

beschreibt das Interferenzverhalten der überlagerten Wellen und kann je nach Phasenlage der Wellen zueinander Werte zwischen $-2\text{const}\vec{E}_0^2$ und $2\text{const}\vec{E}_0^2$ annehmen. Er nimmt den Wert 0 an, wenn $\delta_2 - \delta_1$ ein ungerades Vielfaches von π ist.

2.2 Bedingungen für Interferenz und der Begriff der Kohärenz

Im Allgemeinen lässt sich keine Interferenz beobachten, wenn Licht aus zwei verschiedenen Lichtquellen überlagert wird. Grund dafür ist die Natur der Entstehung von Licht. Gehen angeregte Atome in ihren Grundzustand zurück, wird dabei Energie in Form von elektromagnetischen Wellen emittiert. Da diese Wellen eine endliche Länge haben und ihre Emission über die Zeit einer statistischen Verteilung unterliegt, verschwindet der Interferenzterm bei Mittelung über einen hinreichend großen Zeitraum. Das von zwei verschiedenen Lichtquellen emittierte Licht ist also nicht interferenzfähig und wird als inkohärent bezeichnet.

Kohärentes Licht zeichnet sich hingegen dadurch aus, dass gemäß Gleichung 1 k , ω und δ für alle emittierten Wellenzüge konstant sind. Die Erzeugung von kohärentem Licht ist mit Hilfe von Lasern möglich.

Es ist jedoch mit konventionellen Lichtquellen möglich, Interferenzeffekte zu beobachten. Dafür wird Licht aus einer Lichtquelle mit Hilfe eines Strahlteilers oder einer Doppelblende in zwei getrennte Strahlenbündel aufgeteilt. Die Verwendung eines oder mehrerer Spiegel ermöglicht es, dass die beiden Strahlen nach dem Durchlaufen unterschiedlich langer Strecken in einem Punkt P wieder zusammengeführt werden. Die aus dem Wegunterschied resultierende Phasendifferenz führt hier zu Interferenz. Wird der Wegunterschied der beiden Strahlen allerdings zu groß gewählt, tritt keine Interferenz mehr auf. Dies ist damit zu begründen, dass der Emissionsvorgang eines Lichtzuges nur eine begrenzte Zeit beansprucht und dementsprechend auch die Länge des Wellenzuges endlich ist. Ist der Wegunterschied der beiden Strahlen größer als die Länge der Wellenzüge, treffen die Wellenzüge also zu unterschiedlichen Zeitpunkten im Punkt P auf und es kann keine Interferenz auftreten. Die Länge, bei der im Punkt P gerade keine Interferenz mehr auftritt, wird als Kohärenzlänge l bezeichnet. Die Kohärenzlänge ist definiert als

$$l = N\lambda, \quad (5)$$

wobei N die Zahl der maximal beobachtbaren Interferenzmaxima im Punkt P ist.

2.3 Das Michelson-Interferometer

Der Aufbau des Michelson-Interferometers ist in Abbildung 1 skizziert.

Die Strahlteilung erfolgt mit Hilfe eines semi-permeablen Spiegels, der in Abbildung 1 mit P gekennzeichnet ist. Ein Teil des Lichts wird an diesem Spiegel zu Spiegel $S1$

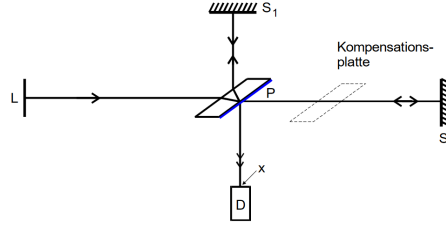


Abbildung 1: Schematischer Aufbau des Michelson-Interferometers. [1]

reflektiert, während der andere Teil das semi-permeable Material durchdringt und Spiegel S_2 erreicht. Beide Strahlen werden am jeweiligen Spiegel reflektiert und erreichen erneut den Spiegel P , an dem beide Strahlen wiederum geteilt werden. Für die Untersuchung der Interferenzphänomene sind lediglich die Anteile relevant, die den Spiegel passieren und zum Detektor D gelangen. Entscheidend ist dabei, dass die beiden Strahlenbündel kohärent sind, ihr optischer Wegunterschied also kleiner als die Kohärenzlänge der Lichtquelle ist. Dies kann realisiert werden, indem die Strecken $\overline{PS1}$ und $\overline{PS2}$ identisch gewählt werden und zudem eine Kompensationsplatte zwischen P und S_2 gebracht wird, die die selbe Dicke wie der semi-permeable Spiegel hat und aus einem Material gefertigt ist, welches einen identischen Brechungsindex hat. Die Kompensationsplatte wird benötigt, da der Lichtstrahl, der die Strecke $\overline{PS1}$ zurücklegt, auf seinem Weg von Lichtquelle zu Detektor insgesamt drei mal den semi-permeablen Spiegel passiert, während der andere Lichtstrahl, der die Strecke $\overline{PS2}$ zurücklegt, auf seine Weg zum Detektor nur einmal den semi-permeablen Spiegel nur einmal passiert.

Unter diesen Voraussetzungen stellt sich für $\overline{PS1} = \overline{PS2}$ am Detektor ein Gangunterschied von $\frac{\lambda}{2}$ zwischen den Lichtstrahlen ein, was zu destruktiver Interferenz führt. Verschiebt man nun einen Spiegel um die Strecke d , ändert sich die detektierte Intensität. Es gilt die Gleichung

$$d = z \frac{\lambda}{2}, \quad (6)$$

wobei z die Zahl der Helligkeitsmaxima ist.

Eine weitere Möglichkeit zur Erzeugung eines optischen Wegunterschieds ist das Einbringen eines Mediums der Länge b mit einem Brechungsindex $n + \Delta n$ in den Weg eines der beiden Lichtstrahlen, exemplarisch dargestellt in Abbildung 2.

Der optische Wegunterschied der beiden Strahlen beträgt dann $\Delta N b$. Nutzt man als solches Medium ein Gasgemisch, welches in einer Zelle in den Strahlengang eingebracht wird, lässt sich der Weglängenunterschied $\Delta N b$ erhöhen, indem man die Zelle evakuiert oder den Druck p in dieser erhöht. Wird der optische Weglängenunterschied auf diese Weise stetig erhöht, lassen sich am Detektor z Interferenzmaxima erkennen. Es gilt das Verhältnis

$$b \cdot \Delta n = \frac{z \lambda}{2}. \quad (7)$$

Aus der klassischen Dispersionstheorie folgt die Formel

$$n = \sqrt{1 + f(\lambda) \cdot N} \quad (8)$$

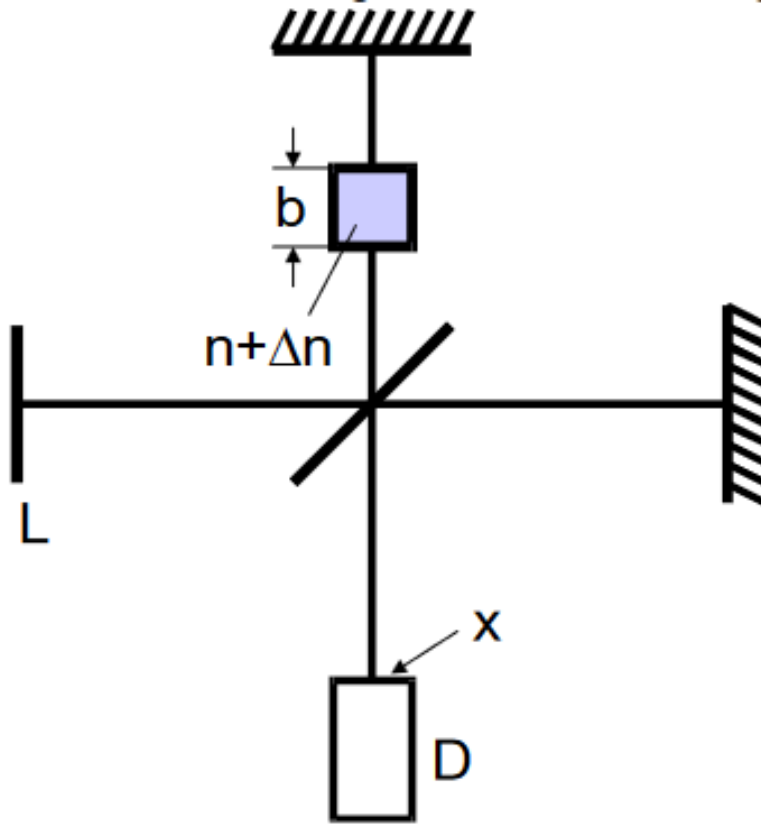


Abbildung 2: Aufbau zur Messung kleiner Brechungsindexunterschiede mit dem Michelson-Interferometer. [1]

herleiten. Sie beschreibt das Verhältnis zwischen dem Brechungsindex n eines Materials und der Zahl N der erzwungenen Schwingungen angeregten Dipole pro Volumeneinheit. Für Licht im sichtbaren Bereich gilt $fN \ll 1$ kann Gleichung 8 zu

$$n = 1 + \frac{f}{2}N \quad (9)$$

genähert werden. Für die in diesem Versuch untersuchten Druckbereiche darf weiterhin angenommen werden, dass die verwendeten Gase sich wie ideale Gase verhalten. Die Abhängigkeit der Zahl N der vorhandenen Moleküle pro Volumeneinheit in Abhängigkeit von Druck p und Temperatur T lässt sich durch

$$N(p, T) = \frac{p}{T} \frac{T_0}{p_0} N_L \quad (10)$$

beschreiben. Hierbei sind $T_0 = 273,15 \text{ K}$ und $p_0 = 1013,2 \text{ bar}$ Normaltemperatur und -druck. Die Loschmidtsche Zahl N_L ist die Zahl der Moleküle, die sich unter diesen Normalbedingungen in 1 Mol eines Gases enthalten sind. Für den Unterschied des

Brechungsindex, der sich bei Änderung des Drucks von p zu p' ergibt, gilt demnach

$$\Delta n(p, p') = \frac{f}{2} N_L \frac{T_0}{p_0} \frac{1}{T} (p - p'). \quad (11)$$

Der Brechungsindex eines Materials unter Normalbedingungen kann mit

$$n(p_0, T_0) = 1 + \Delta n(p, p') \frac{T}{T_0} \frac{p_0}{p - p'} \quad (12)$$

bestimmt werden. Setzt man in diese Gleichung nun noch Gleichung 7 ein, folgt für die endgültige Formel zur Bestimmung des Brechungsindex aus Druckvariation

$$n(p_0, T_0) = 1 + \frac{z\lambda}{2b} \frac{T}{T_0} \frac{p_0}{p - p'}. \quad (13)$$

3 Durchführung

Der verwendete Versuchsaufbau ist in Abbildung 3 schematisch dargestellt.

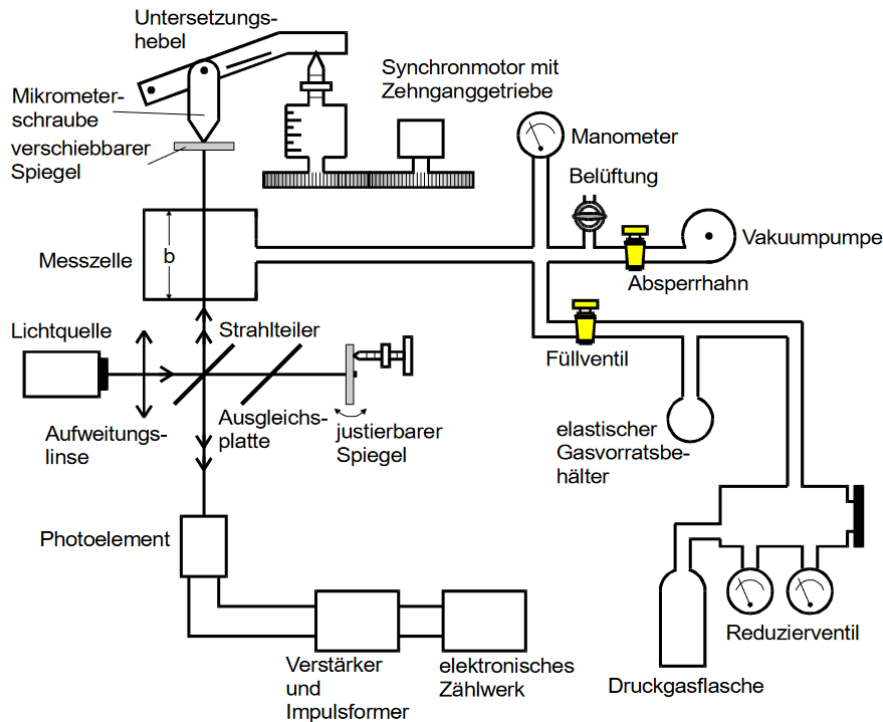


Abbildung 3: Schematische Darstellung der verwendeten Messapparatur. [1]

Kern des Aufbaus ist ein Michelson-Interferometer, dessen Funktionsweise in Abschnitt 2 beschrieben ist. Der Detektor ist an ein elektronisches Zählwerk angeschlossen, wobei ein Verstärker und Impulsformer zwischen Detektor und Zählwerk geschaltet ist.

Dieser Aufbau erlaubt das Registrieren und Zählen der am Detektor durchlaufenden Interferenzmaxima. Zwischen Strahlteiler und verschiebbarem Spiegel ist zudem eine Messzelle verbaut. Der Druck in ihrem Inneren kann mit Hilfe einer Handpumpe variiert werden. Vor Beginn der Versuchsdurchführung muss eine Justierung des Interferometers erfolgen. Es ist dabei sicherzustellen, dass die von den Spiegeln $S1$ und $S2$ eintreffenden Strahlenbündel parallel zueinander auf den Detektor treffen. Die Apparatur wird mit Hilfe der Stellschrauben an den Spiegeln so justiert, dass die beiden hellsten Lichtpunkte auf dem Detektor möglichst gut zur Deckung kommen.

Nach abgeschlossener Justierung kann das Interferometer zur Wellenlängenmessung des verwendeten Lasers genutzt werden. Dazu wird der verschiebbare Spiegel mit einem Synchronmotor und einer Mikrometerschraube mit konstanter Geschwindigkeit verschoben. Diese Geschwindigkeit darf jedoch nicht zu hoch gewählt werden, muss darauf geachtet werden, da das Photoelement ansonsten nicht alle Impulse ausreichend erkennen und aufzeichnen kann. Es wird jeweils eine Spiegelverschiebung von $d \approx 5 \text{ mm}$ durchgeführt und jeweils die vom Photoelement registrierten Interferenzmaxima notiert. Diese Messung wird insgesamt zehn Mal durchgeführt.

Für die Bestimmung des Brechungsindex von Luft verbleibt der verschiebbare Spiegel in einer festen Position. Die Messzelle wird unter Verwendung der Handpumpe auf einen Druck p evakuiert, welcher notiert wird. Es wird zudem die Zahl der Interferenzmaxima notiert, die beim Wiedereinlassen der Luft in die Messzelle aufgezeichnet werden. Eine solche Einzelmessung wird beendet, wenn sich in der Messzelle wieder Normaldruck eingestellt hat. Diese Messung wird ebenfalls zehn Mal durchgeführt.

4 Auswertung

4.1 Fehlerrechnung

Der Mittelwert einer physikalischen Größe a mit N Einzelmesswerten ist gegeben durch

$$\bar{a} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N a_i. \quad (14)$$

Die Standardabweichung eines Mittelwerts zu einer physikalischen Größe a bestimmt sich mit

$$\Delta a = \sqrt{\frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=1}^N (a_i - \bar{a})^2}. \quad (15)$$

Für fehlerbehaftete und voneinander unabhängige Eingangsgrößen x_k mit $k = 1, \dots, n$ und den Ungenauigkeiten Δx_k lautet die Ungenauigkeit der abgeleiteten Größe f nach der gaußschen Fehlerfortpflanzung

$$\Delta f = \sqrt{\sum_{k=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial x_k} \right)^2 (\Delta x_k)^2}. \quad (16)$$

Der gewichtete Mittelwert einer fehlerbehafteten Größe $a \pm b$ mit 2 Einzelmesswerten ist gegeben durch

$$\bar{a} = \frac{p_1 \cdot a_1 + p_2 \cdot a_2}{p_1 + p_2}, \quad (17)$$

wobei $p_1 = 1/b_1^2$ und $p_2 = 1/b_2^2$ die Gewichte sind. Der Fehler des Mittelwerts bestimmt sich dann durch

$$\Delta a = \frac{1}{\sqrt{p_1 + p_2}}. \quad (18)$$

Die relative Abweichung zwischen einem experimentell bestimmten Wert a_{exp} und der theoretischen Vorhersage a_{theo} wird durch

$$\Delta = \frac{|a_{\text{exp}} - a_{\text{theo}}|}{a_{\text{theo}}} \quad (19)$$

ermittelt.

4.2 Bestimmung der Wellenlänge eines Lasers

Das Interferometer soll zunächst dafür verwendet werden, die Wellenlänge des verwendeten Lasers zu bestimmen. Dafür wird 10 Mal die Anzahl auftretender Interferenzminima bei einer festen Änderung des Lichtwegs um eine entsprechende Veränderung an einer Mikrometerschraube um $d = 5 \text{ mm}$ gemessen. Dies ist allerdings nicht immer gelungen, weswegen zunächst zwei Teilmessreihen mit je einmal $d_1 = 5,1 \text{ mm}$ und $d_2 = 5 \text{ mm}$ betrachtet werden. Die entsprechenden gemessenen Minima sind in Tabelle 1 eingetragen.

Tabelle 1: Messwerte zur Bestimmung der Wellenlänge eines Lasers.

d/mm	Interferenzminima z
5,1	2776
5,1	2487
5	2438
5	2427
5	2436
5	2409
5	2435
5	2418
5	2430
5	2413

Zunächst werden gemäß Gleichung (14) und (15) der Mittelwert und die Standardabweichung des Mittelwerts der gemessenen Minima für beide Mikrometerschrauben-

Verstellungen berechnet. Es ergeben sich

$$\begin{aligned} z_1 &= (2567 \pm 105) \\ z_2 &= (2426 \pm 4). \end{aligned}$$

Nun muss aus der Verstellung der Mikrometerschraube noch die zusätzliche Weglänge des Lichts ermittelt werden. Dabei muss die Übersetzung $\ddot{u} = 5,017$ und die Tatsache, dass das Licht jeden zusätzlichen Weg zweimal zurücklegen muss, beachtet werden. Damit ergibt sich der Lichtweg zu

$$d_{\text{Licht}} = \frac{2 \cdot d}{\ddot{u}}. \quad (20)$$

Der Fehler berechnet sich über die gleiche Formel, wobei $\Delta d = 0,01$ mm einem Skalenteil entspricht. Das bedeutet für die beiden Verstellungen der Mikrometerschraube ein jeweiliger Lichtweg von

$$\begin{aligned} d_{\text{Licht},1} &= (2,020 \pm 0,004) \text{ mm} \\ d_{\text{Licht},2} &= (1,993 \pm 0,004) \text{ mm}. \end{aligned}$$

Aus Formel (??) über den Zusammenhang auftretender destruktive Interferenzen und dem Verhältnis vom Lichtweg zur Wellenlänge lässt sich mit dem Mittelwert der gemessenen Minima und der gemessenen Wegstrecke des Lichts die Wellenlänge λ bestimmen. Der Fehler der Wellenlänge ergibt sich gemäß Gaußscher Fehlerfortpflanzung (16) zu

$$\Delta\lambda = \bar{\lambda} \sqrt{\left(\frac{\Delta d_{\text{Licht}}}{d_{\text{Licht}}}\right)^2 + \left(\frac{2\Delta z}{2\bar{z} + 1}\right)^2}$$

Für die einzelnen Wegunterschiede ergeben sich dann für die Wellenlänge des Lasers

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= (787 \pm 32) \text{ nm} \\ \lambda_2 &= (822 \pm 2) \text{ nm}. \end{aligned}$$

Nun kann das gewichtete Mittel über beide Ergebnisse gemäß den Gleichungen (17) und (18) gebildet werden. Dann ergibt sich die aus der Stichprobe resultierende Wellenlänge zu

$$\lambda = (821 \pm 2) \text{ nm}.$$

4.3 Bestimmung des Brechungsindex in Luft

Für die Bestimmung des Brechungsindex von Luft werden bei einem Druckunterschied von $\Delta p = p - p' = 500 \text{ mmHg} = 666.5 \text{ mbar}$ die auftretenden Interferenzminima gezählt. Die entsprechenden Messwerte sind in Tabelle 2 abgebildet, wobei die ungeraden Einträge

den Evakuierungsprozess beschreiben, während bei den geraden Einträgen das Ventil geöffnet worden ist um die Luft wieder hereinzulassen. Da bereits ohne Auswertung für beide Fälle ein sichtbar unterschiedliches Verhalten zu erkennen ist, werden die Fälle auch zunächst unabhängig voneinander betrachtet. Der Evakuierungsfall wird mit dem Index 1 und der Einlass der Luft mit dem Index 2 bezeichnet.

Tabelle 2: Messwerte zur Bestimmung des Brechungsindex von Luft.

Interferenzminima z
23
25
19
25
18
26
18
26
21
27

Nun muss für beide Fälle wieder eine Mittelwertbildung gemäß den Gleichungen (14) und (15) durchgeführt werden. Es ergibt sich für z

$$z_1 = (19,8 \pm 1,0)$$

$$z_2 = (25,8 \pm 0,4).$$

Nun soll über Gleichung (??) der gemessene Unterschied des Brechungsindex bestimmt werden. Dafür wird der theoretische Wert der Wellenlänge des Lasers von $\lambda = 680 \text{ nm}$ und die Dicke der Messzelle $b = 50 \text{ mm}$ benutzt. Im folgenden werden Fehler mit einem D angegeben, um Verwirrungen zu vermeiden. Der Fehler der Wellenlängenänderung $D\Delta n$ ergibt sich über die gleiche Formel, wobei statt z Dz eingesetzt wird. Damit ergibt sich für die Änderung des Brechungsindex bei Änderung des Drucks

$$\Delta n_1 = (1,34 \pm 0,07) \cdot 10^{-4}$$

$$\Delta n_2 = (1,75 \pm 0,03) \cdot 10^{-4}.$$

Nun soll aus der Änderung des Brechungsindex bei Änderung des Luftdrucks der Brechungsindex von Luft bei Normalbedingung $T_0 = 273,15 \text{ K}$ und $p_0 = 1013,2 \text{ mbar}$ bestimmt werden. Die Temperatur während der Messung ist vergessen worden zu messen. Daher muss sich hier auf eine grobe Schätzung von $T = 297,15 \text{ K}$ beziehungsweise 24°C verlassen werden. Es wird vermutet, dass sich die Temperatur in einem 2 K Intervall um

diesen Wert aufhält. Daher wird ein Fehler von $DT = 2\text{ K}$ angegeben. Nun lässt sich der Brechungsindex über die Formel

$$n = 1 + \Delta n \frac{T \cdot p_0}{T_0 \cdot \Delta p}$$

bestimmen. Der Fehler pflanzt sich gemäß der Gaußschen Fehlerfortpflanzung (16) zu

$$Dn = (n - 1) \sqrt{\left(\frac{D\Delta n}{\Delta n}\right)^2 + \left(\frac{D\Delta p}{\Delta p}\right)^2 + \left(\frac{DT}{T}\right)^2} \quad (21)$$

fort, wobei $D\Delta p = 20\text{ mmHg} = 26.66\text{ mbar}$ ist und 2 Skalenanteilen auf dem Manometer entspricht. Der Fehler resultiert aus dem ungenauen Ablesen von Start und Zieldruck. Damit ergeben sich aus den Messungen bei Evakuierung und hereinlassen der Luft die Brechungsindizes

$$\begin{aligned} n_1 &= (1,000\,223 \pm 0,000\,014) \\ n_2 &= (1,000\,290 \pm 0,000\,012). \end{aligned}$$

Nun kann noch das gewichtete Mittel beider Messungen nach Gleichung (17) und (18) gebildet werden. Damit ergibt sich als Brechungsindex für alle 10 Messungen

$$n = (1,000\,261 \pm 0,000\,009)$$

5 Diskussion

Die experimentell bestimmte Wellenlänge ergab sich zu $\lambda_{\text{exp}} = (821 \pm 2)\text{ nm}$. Es ist allerdings bekannt, dass der Laser nahezu monochromatisches Licht mit einer Wellenlänge von $\lambda_{\text{theo}} = 680\text{ nm}$ emittiert. Die relative Abweichung nach Gleichung (19) ist demnach mit 20.8% relativ hoch und der theoretische Wert liegt auch weit außerhalb des $1\text{-}\sigma$ Intervalls. Theoretisch hätten also deutlich mehr Minima detektiert werden müssen, als gemessen worden sind. Dementsprechend liegen systematische Fehler vor, die die gesamte Messergebnisse nach unten verschoben haben. Sehr Auffällig ist, dass der erste gemessenen Wert tatsächlich noch deutlich größer als die anderen gemessenen Werte sind. Dementsprechend könnte zwischen der ersten und zweiten Messung die Messvorrichtung ungewollt verändert worden sein. Die Justierung der Spiegel, die so eingestellt sein sollte, dass ein Interferenzmuster mit klar zu unterscheidbaren Maxima zu erkennen sind, die für den Detektor auch zusätzlich richtig orientiert sind, ist im Allgemeinen sehr störanfällig. Da bereits kleinste Änderungen an den Justierrdern einen klar erkennbaren Einfluss auf das Interferenzmuster haben. Dementsprechend könnten bereits unbewusste Berührungen oder Streifungen mit dem der Messvorrichtungen die Justierung gestört haben, wodurch nicht jedes Minimum richtig detektiert werden konnte. Eine weitere Ursache könnte darin bestehen, dass der Motor der Lngenverstellung zu schnell lief. Da das Zählwerk

Strompulse misst, müssen diese möglichst gut unterscheidbar sein. Wenn zu schnell Pulse auftreten, kann das Zählwerk diese möglicherweise nicht mehr gut erfassen.

Der Brechungsindex ergab sich je nach Druckänderungsrichtung und insgesamt zu

$$\begin{aligned}n_1 &= (1,000\,223 \pm 0,000\,014) \\n_2 &= (1,000\,290 \pm 0,000\,012) \\n &= (1,000\,261 \pm 0,000\,009).\end{aligned}$$

Bei Normalbedingung, also bei 0°C und dem Atmosphärendruck auf Meereshöhe, sollte der Brechungsindex bei $n_{\text{theo}} = 1,000\,291\,1$ liegen [2]. Die direkte relative Abweichung über Formel (19) ergibt sehr geringe Abweichungen von

$$\begin{aligned}\Delta_1 &= 0,0068\% \\ \Delta_2 &= 0,0001\% \\ \Delta &= 0,0031\%.\end{aligned}$$

Diese geringe Abweichung ist an sich aber kein guter Indikator, ob die Messung gut oder schlecht war. Sie sagt nur aus, dass alle experimentellen Messwerte in einer ähnlichen Größenordnung wie der theoretische Wert vom Brechungsindex im Vakuum abweichen. Das an sich ist schonmal nicht schlecht, reicht für eine Beurteilung aber noch nicht aus. Ein besserer Indikator stellt die experimentell bestimmte Abweichung gegen die theoretische Abweichung $n' = n - 1$ zum Vakuum dar. Damit ergeben sich als relative Abweichungen

$$\begin{aligned}\Delta'_1 &= 23,5\% \\ \Delta'_2 &= 0,3\% \\ \Delta' &= 10,5\%.\end{aligned}$$

Hieran lässt sich schon deutlich besser ablesen, dass nur der Brechungsindex, der beim hereinlassen der Luft ermittelt wurde, ein wirklich gutes Ergebnis liefert. Es ist auch die einzige Messung, bei der der theoretische Wert im 1- σ -Konfidenzintervall der Messung liegt. Dieses Ergebnis sollte allerdings auch nicht übermäßig stark bewertet werden. Es ist zu beachten, dass nach der ersten Messung zur Bestimmung der Wellenlänge keine erneute Justierung vorgenommen worden ist. Das heißt, dass ein systematischer Fehler aus der ersten Messreihe auch hier präsent sein könnte und sich mit anderen systematischen Fehlern aufhebt. In dem Fall wäre das gute Ergebnis für den Brechungsindex eher Zufall. Unter der Annahme, dass dieser Fall nicht eintritt, kann sich jetzt noch darüber Gedanken gemacht werden, warum bei der Evakuierung soviel schlechtere Ergebnisse produziert werden, als bei der Öffnung des Ventils. Der hauptsächliche Unterschied

besteht nun hauptsächlich in der Stetigkeit des Luft Zu-/Abflusses. Bei der Benutzung der Vakuumpumpe wird in bei jedem Pumpvorgang der Messkammer sehr abrupt viel Luft entzogen, während bei Öffnung des Ventils die Luft gleichmäßig in die Kammer fließen kann. Das könnte nun wieder ein Problem für das Zählwerk darstellen. Bei der abrupten Evakuierung könnten manche sehr kurz hintereinander auftretenden Pulse als einer detektiert werden, da der Strom noch nicht weit genug unter einen Schwellwert gefallen sein könnte.

6 Anhang

V409-Michelson-Interferometer

1. Wellenlängenmessung 10. messungen $5\text{nm} \rightarrow 10\text{nm}$

d/mm	Z
5,11	2476
5,11	2484
5,10	2438
5,10	2424
5,1	2436
5,1	2409
5,1	2435
5,1	2418
5,1	2430
5	2418

$$\lambda_{\text{He-Ne}} = 680\text{nm} \quad \text{Lichtwellenlänge}$$

Mikrometerschrauben

$$\text{Fehler } \Delta d = 0,01\text{mm}$$

Standardabweichung / Fehler

2. Bestimmung des Brechungsindex $5 \uparrow 16$

500nmHg ~~Bestimmung~~ Normaldruck

Δp	Z
500 nmHg	23
"	25
"	19
"	25
"	18
"	26
"	18
"	26
"	21
"	24

Luft feinstassiert
evakuieren

separat untersuchen

$$n \approx 1,5197$$

$$\text{Fehler } \Delta n \approx 0,0001$$

1. ganzer Stellenanteil

Fehlerrechnung

Literatur

- [1] *Anleitung zum Versuch V401-Michelson-Interferometer*. TU Dortmund, Fakultät Physik. 2022.
- [2] Stone und Zimmerman. *Index of Refraction of Air*. National Institute of Standards und Technology (NIST), 2004. URL: <https://emtoolbox.nist.gov/Wavelength/Edlen.asp>.