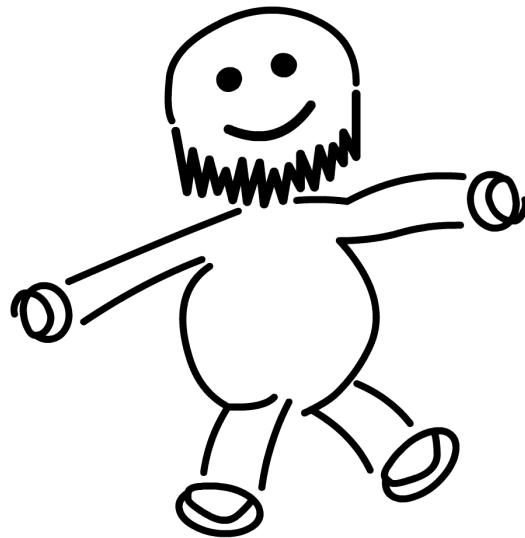


Physikalisches Praktikum für das Hauptfach Physik

Versuch 24

Das Gasinterferometer

Wintersemester 2005 / 2006



Name:	Daniel Scholz
Mitarbeiter:	Hauke Rohmeyer
E-Mail:	physik@mehr-davon.de
Gruppe:	B9
Assistent:	André Holz
Durchgeführt am:	13. Februar 2006
Protokoll abgeben:	14. Februar 2006
Protokoll verbessert:	–

Testiert: _____

1 Einleitung

Die Lichtgeschwindigkeit ist im Vakuum von der Frequenz unabhängig und somit für alle elektromagnetischen Wellen wie zum Beispiel sichtbares Licht aber auch Röntgen- und Radiowellen gleich.

In Materie ist die Lichtgeschwindigkeit jedoch geringer als im Vakuum. Das Verhältnis der Vakuumslichtgeschwindigkeit c_0 zur Lichtgeschwindigkeit c_m in Materie wird **Brechungsindex** genannt. Dieser ist von Stoff zu Stoff verschieden und zudem im Allgemeinen von der Frequenz sowie von Temperatur und Druck abhängig.

In diesem Versuch bestimmen wir den Brechungsindex der Luft. Dazu verwenden wir ein Gasinterferometer.

2 Theorie

2.1 Licht als Welle und Interferenz

Nach den Maxwell Gleichungen ist Licht eine elektromagnetische Welle. Damit steht das E -Feld senkrecht auf der Ausbreitungsrichtung und dem H -Feld. Wir bemerken, dass weißes Licht aus einer Überlagerung von Wellen mit verschiedenen Wellenlängen, Phasenverschiebungen und Polarisationsrichtungen besteht.

Die Interferenz von zwei Wellen lässt sich am einfachsten verstehen, wenn man zwei harmonische Wellen gleicher Wellenlänge überlagert. Die resultierende Welle ergibt sich aus der Addition der beiden einzelnen Wellen.

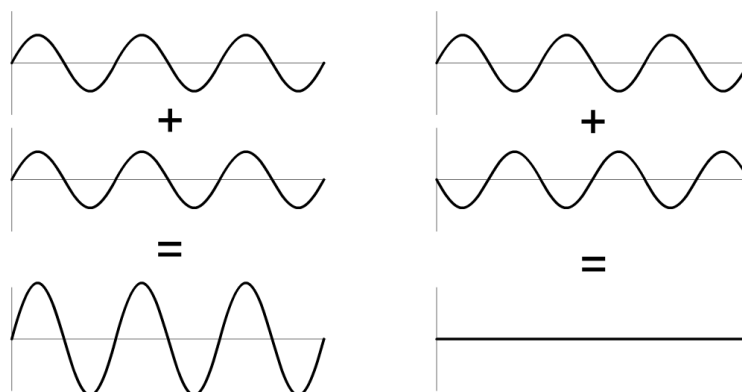


Abbildung 1: konstruktive und destruktive Interferenz.

Bei einer Phasenverschiebung der Wellen, bei der Wellenberg auf Wellenberg trifft, hat man **konstruktive** bzw. **verstärkende Interferenz**. Die resultierende Welle besitzt eine größere Amplitude. Ist die Phasenverschiebung der Wellen dagegen so, dass der Wellenberg der einen Welle auf ein Wellental

der anderen Welle trifft, so kommt es zur Auslöschung bzw. **destruktiven Interferenz**.

Im Allgemeinen benötigt man kohärentes Licht, also Licht mit einer konstanten Phasenbeziehung, um Interferenzphänomene gut beobachten zu können.

2.2 Doppelspalt am Gasinterferometer

Für feste und flüssige Körper hängt der Brechungsindex nur in sehr geringem Maße von Druck und Temperatur ab. Anders verhält es sich bei Gasen, bei denen der Brechungsindex nicht als konstant angenommen werden kann.

Um den Brechungsindex von Luft zu bestimmen, benutzen wir ein Gasinterferometer, welches genau auf diesem Prinzip beruht. Man betrachtet zwei kohärente Lichtstrahlen mit festem Abstand d , dies wird durch einen Doppelspalt realisiert. Auf einem dahinter angebrachten Schirm entsteht ein Interferenzstreifenmuster.

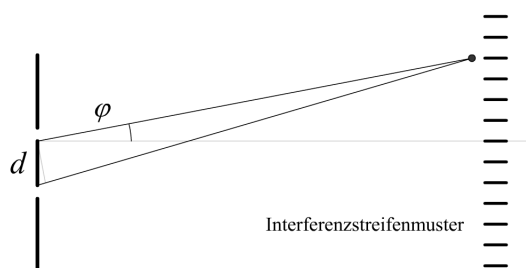


Abbildung 2: Gangunterschied beim Doppelspalt.

Bei einer Situation wie in Abbildung 2 findet man maximale konstruktive Interferenz bei Winkeln φ , für die

$$\varphi = \arcsin \frac{m\lambda}{d}$$

gilt, wobei m die Ordnung des Maximums, d der Spaltabstand und λ die Wellenlänge ist. Ändert man die Ordnung m nun um 1, so hat sich der Gangunterschied um die Wellenlänge λ geändert.

Durch Einbringen einer Druckkammer mit Gas zwischen einem der Spalte und Schirm, verändert man ebenfalls den Gangunterschied, da für den Brechungsindex im Medium

$$n = \frac{c_0}{c_m}$$

gilt. Dabei ist c_0 die Vakuumgeschwindigkeit und c_m die Lichtgeschwindigkeit im Medium. Besitzt die Druckkammer die Länge l , so ergibt sich ein Gangunterschied von m Ordnungen, wenn die Gleichung

$$l(n - n_L) = m\lambda \quad (1)$$

erfüllt wird.

2.3 Druckabhängigkeit des Brechungsindex

In einem Medium findet die dielektrische Verschiebung

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = (1 + \chi) \varepsilon_0 \vec{E}$$

statt, dabei ist ε_0 die Influenzkonstante, \vec{E} das elektrische Feld, \vec{P} die Polarisation und χ die magnetische Suszeptibilität. Weiter gilt für die Dielektrizitätskonstante

$$\varepsilon_r = (1 + \chi) = n^2,$$

sodass man für die dielektrische Verschiebung den Ausdruck

$$\vec{D} = (1 + \chi) \varepsilon_0 \vec{E} = n^2 \varepsilon_0 \vec{E}$$

erhält. Durch Gleichsetzen erhalten wir damit

$$n^2 \varepsilon_0 \vec{E} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad \Leftrightarrow \quad \vec{P} = (n^2 - 1) \varepsilon_0 \vec{E}.$$

Da die Polarisation als Anzahl der Dipolmomente pro Volumen definiert ist, gilt in einem Gas die Proportionalität

$$\vec{P} = \alpha \frac{N}{V} \vec{E},$$

wobei α die atomare Polarisierbarkeit, N die Teilchenanzahl und V das Volumen ist. Damit erhalten wir

$$(n^2 - 1) \varepsilon_0 \vec{E} = \alpha \frac{N}{V} \vec{E} \quad \Leftrightarrow \quad \frac{N}{V} = \frac{(n^2 - 1)}{\alpha} \varepsilon_0$$

und somit auch

$$N = \frac{(n^2 - 1)}{\alpha} \varepsilon_0 V.$$

Setzen wir dies in die allgemeine Gasgleichung $pV = Nk_B T$ ein, so erhalten wir

$$pV = \frac{(n^2 - 1)}{\alpha} \varepsilon_0 V k_B T \quad \Leftrightarrow \quad T \frac{n^2 - 1}{p} = \frac{\alpha}{\varepsilon_0 k_B} = \text{konst.}$$

Wir betrachten einen Brechungsindex von $n \approx 1$, somit können wir auch $n^2 \approx n$ setzen und erhalten unter Ausnutzung, dass die obige Größe konstant ist,

$$T_0 \frac{n_0 - 1}{p} = T \frac{n - 1}{p} \quad \Leftrightarrow \quad n_0 = p_0 \frac{T}{T_0} \frac{n - 1}{p} + 1.$$

Wir wählen die Normalbedingungen $p_0 = 1013 \text{ hPa}$ sowie $T_0 = 293 \text{ K}$. Weiter leiten wir die Gleichung

$$T \frac{n - 1}{p} = \text{konst} \quad \Leftrightarrow \quad n = \frac{\text{konst}}{T} p + 1$$

partiell nach dem Druck ab, da wir im Versuch gerade $\partial n/\partial p$ [indirekt] messen werden. Wir erhalten

$$\frac{\partial n}{\partial p} = \frac{\text{konst}}{T} \quad \Leftrightarrow \quad T \frac{\partial n}{\partial p} = \text{konst.}$$

Damit ergibt sich schließlich die Formel

$$n_0 = 1 + p_0 \frac{T}{T_0} \frac{\partial n}{\partial p}, \quad (2)$$

welche wir in der Auswertung benötigen werden. In dieser Gleichung betrachten wir nur Druckunterschiede. Daher benötigen wir keinen aktuellen Luftdruck, wohl aber die aktuelle Temperatur T .

3 Versuchsdurchführung

Der vereinfachte Versuchsaufbau ist in Abbildung 3 dargestellt.

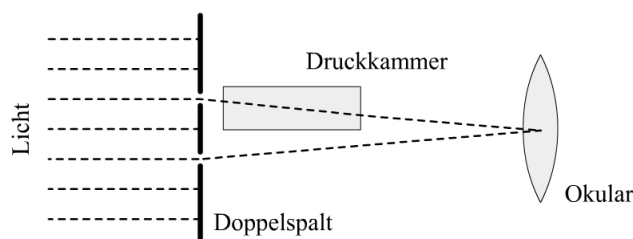


Abbildung 3: Prinzip des Gasinterferometers.

Zunächst ist die Justierung der Apparatur und die Erkennbarkeit des Interferenzbildes zu überprüfen und notfalls zu korrigieren.

Der eigentliche Versuch besteht darin, dass die Verschiebung der Interferenzstreifen um je eine Ordnung Δm in Abhängigkeit vom Druck gemessen wird. Dazu beginnen wir bei einem Druck von 2000 mm Wassersäule in der Druckkammer und verringern diesen langsam bis zum Umgebungsdruck. Dabei notieren wir jeweils den Druck nach einer Verschiebung der Interferenzstreifen um $\Delta m = 1$. Diese Messung führen wir vier mal durch.

Abschließend ist die aktuelle Temperatur T zu messen und zu notieren.

4 Auswertung

Die Einheit mm Wassersäule lässt sich durch

$$1 \text{ mmWS} = 9.81 \text{ Pa}$$

direkt in Pascal umrechnen. In Abbildung 4 haben wir den Druck gegen die Ordnung des Gangunterschiedes aufgetragen.

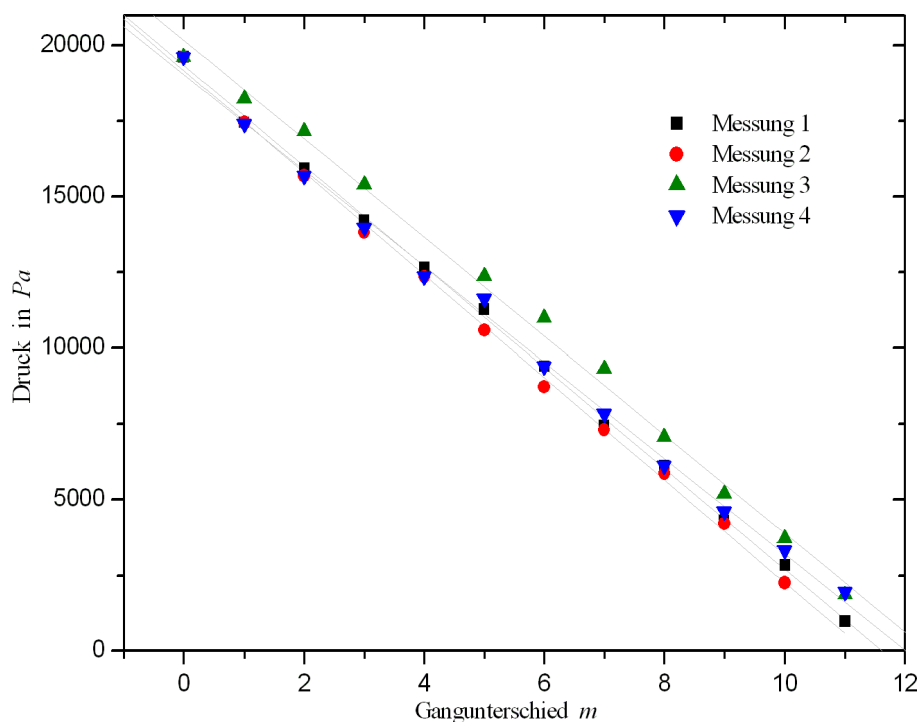


Abbildung 4: Abhängigkeit von Druck und Gangunterschied.

Durch lineare Regression erhalten wir folgende Steigungen:

	Steigung in Pa
Messung 1	-1663.9 ± 14.7
Messung 2	-1690.0 ± 22.8
Messung 3	-1628.9 ± 34.5
Messung 4	-1585.7 ± 27.6

Davon betrachten wir den Betrag des gewichteten Mittelwertes

$$k = (1654,5 \pm 10.7) Pa.$$

Mittels Gleichung (1) erhalten wir aus

$$l(n - n_L) = m\lambda \quad \Leftrightarrow \quad m = \frac{l(n - n_L)}{\lambda} = \frac{ln}{\lambda} - \frac{ln_L}{\lambda}$$

und durch partielle Differentiation

$$\frac{\partial m}{\partial p} = \frac{\partial m}{\partial p} \left(\frac{ln}{\lambda} - \frac{ln_L}{\lambda} \right) = \frac{l}{\lambda} \frac{\partial n}{\partial p} \quad \Leftrightarrow \quad \frac{\partial n}{\partial p} = \frac{\lambda}{l} \frac{\partial m}{\partial p} = \frac{\lambda}{l \cdot k}.$$

Mit den Normalbedingungen $p_0 = 1013 hPa$ und $T_0 = 293 K$, mit der gemessenen Temperatur von $T = (291.2 \pm 1) K$ sowie mit den angegebenen

Daten¹ $l = (111 \pm 0.5) \text{ mm}$ und $\lambda = 546 \text{ nm}$ erhalten wir nach Gleichung (2) den Brechungsindex

$$n_0 = 1 + p_0 \frac{T}{T_0} \frac{\partial n}{\partial p} = 1 + p_0 \frac{T}{T_0} \frac{\lambda}{l \cdot k} = 1.00029932.$$

Dabei erwarten wir einen Fehler von

$$\begin{aligned} \sigma_{n_0} &= \sqrt{\left(\frac{\partial n_0}{\partial T} \sigma_T\right)^2 + \left(\frac{\partial n_0}{\partial l} \sigma_l\right)^2 + \left(\frac{\partial n_0}{\partial k} \sigma_k\right)^2} \\ &= \sqrt{\left(\frac{p_0 \lambda}{T_0 l k} \sigma_T\right)^2 + \left(\frac{p_0 T \lambda}{T_0 l^2 k}\right)^2 + \left(\frac{p_0 T \lambda}{T_0 l k^2} \sigma_k\right)^2} = 0.0000257. \end{aligned}$$

5 Diskussion

Die Brechzahl der Luft² beträgt bei einer Temperatur von $T_0 = 293 \text{ K}$ und einer Wellenlänge von $\lambda = 589 \text{ nm}$ gerade $n = 1.000272$. Dieser Wert hängt wie bereits angegeben von der Wellenlänge ab. Wir hatten eine Wellenlänge von $\lambda = 546 \text{ nm}$ verwendet. Außerdem wird der Brechungsindex durch spezielle Zusammensetzung der Luft – insbesondere der Luftfeuchte – beeinflusst. Daher ist auch der Literaturwert nicht exakt und unser gemessener Wert mit

$$n_0 = 1.00029932 \pm 0.0000257$$

entspricht in vollem Umfang unseren Erwartungen, zumal es teilweise sehr schwierig war eine Verschiebung der Interferenzstreifen um genau eine Ordnung zu ermitteln.

Sehr schön war auch, dass die gesamte Anlage bereits bestens justiert und eingestellt vorgefunden wurde.

Eigene Kommentare

[Naja, gibt spannendere Versuche, dafür dauerte der Spaß immerhin auch nur 30 Minuten.]_{Daniel}

[Die Theorie könnte schöner sein. An der Kürze der Auswertung könnte sich manch anderer Versuch ein Beispiel dran nehmen.]_{Hauke}

¹ Nach Praktikumsript: Peter Schaaf (2005): "Das Physikalische Praktikum". Universitätsdrucke Göttingen, Seite 177.

² Nach D. Meschede (2001): "Gerthsen Physik", 21. Auflage, Springer Verlag Berlin.