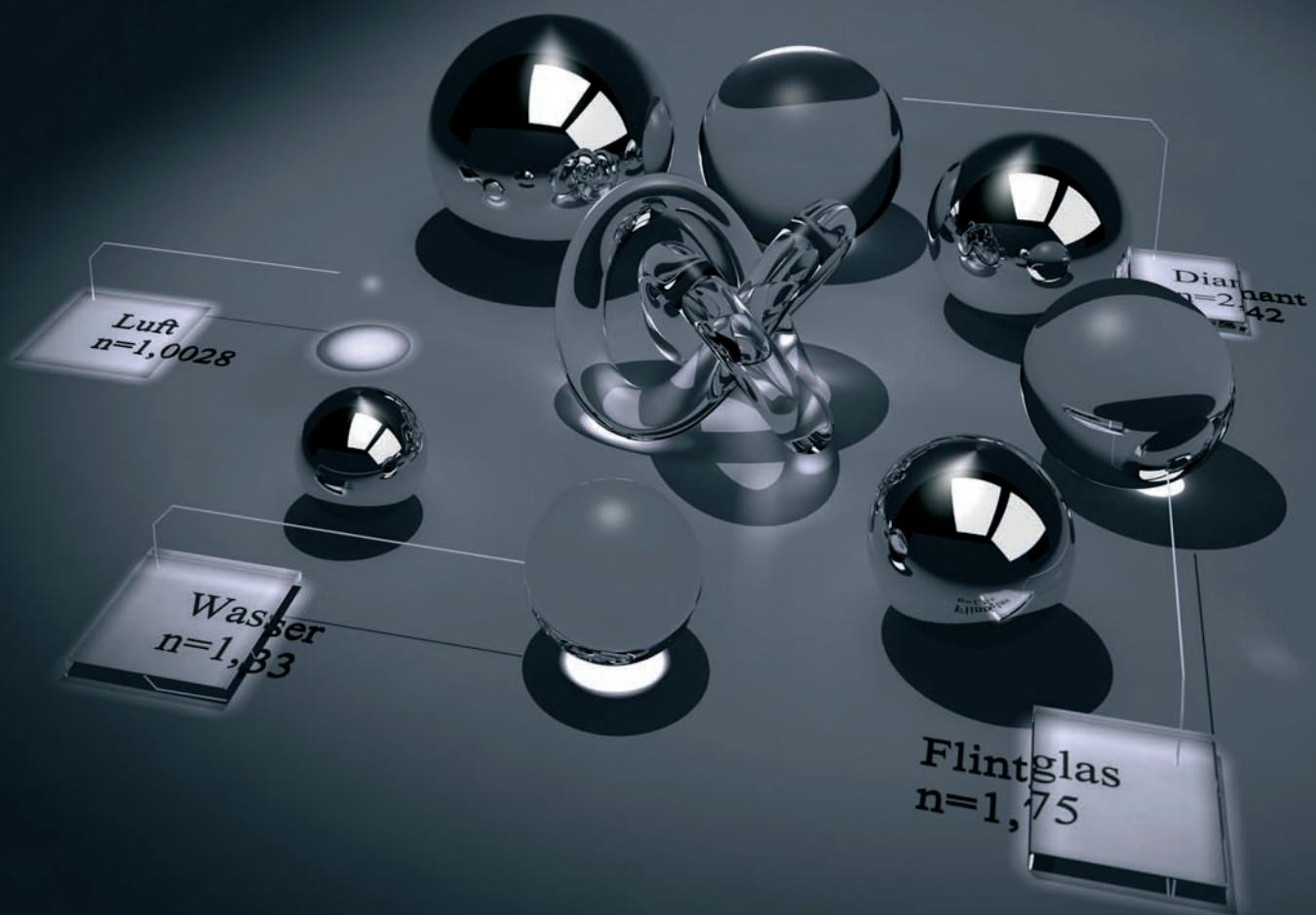


Optik Praktikum 2005

Brechungsindex





Michelson Interferometer

Einleitung	5
Apparatur	5
Auswertung	6
Fehlerbetrachtung	10
Verbesserung des Experiments	12

Newtonische Ringe

Vorbereitung	14
Versuchsaufbau	14
Grundlagen	15
Auswertung	17
Fazit	22
Zusatzmaterial	23

Lichtgeschwindigkeit nach Phasenverschiebung

Versuchsaufbau	24
Durchführung und Herleitung	24
Messergebnisse & Auswertung	26
Fehlerbetrachtung	27
Eignung der Methode	28



Brewsterwinkel

Grundlagen	29
Auswertung	30

Lichtgeschwindigkeit nach Foucault

Versuchsaufbau	34
Herleitung der Formeln	34
Messergebnisse & Auswertung	36
Mögliche Fehlerquellen	36
Vergleich beider Methoden	36

Prisma

Allgemeines	37
Versuchsdurchführung	39
Ergebnisse	41
Eignung der Methode	44

Fazit

45

Ziel dieses Optik Praktiums Anfang August vom 01.08. bis 05.08.2005 war es die verschiedenen Messmethoden und Messverfahren zur Bestimmung des Brechungsindex eines festen, flüssigen oder gasförmigen Stoffes kennenzulernen und sich mit diesen intensiv auseinanderzusetzen.

Folgende Methoden haben wir in unserem Praktikum genutzt:

1. das Michelson Interferometer
2. mit Hilfe der Newtonschen Ringe
3. Lichtgeschwindigkeitsbestimmung nach der Phasenverschiebungsmethode
4. Messung des Brewsterwinkels
5. Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit nach Foucault
6. mit Hilfe der Dispersion am Prisma (Spektrometer)

All diese Verfahren nutzen unterschiedliche Grundlagen zur Bestimmung des gesuchten Brechungsindex:

In dem Interferometer nach *Albert Abraham Michelson* teilt man einen kohärenten Lichtstrahl mittels Strahlenteiler und führt diese wieder zusammen um so ein Interferenzmuster zu beobachten. Aus Veränderung des Strahlengangs eines Teilstrahls kann man auf den Brechungsindex des untersuchten Stoffes schließen.

Zur Bestimmung des Brechungsindex kann man auch das Interferenzphänomen der Newtonschen Ringe, benannt nach *Sir Isaak Newton*, ausnutzen. Dieses entsteht bei senkrechtem Lichtdurchgang durch eine Glasplatte auf der eine plankonvex Linse liegt. Der Radius der Newtonschen Ringe lässt Rückschlüsse auf den Brechungsindex des Mediums zwischen Platte und Linse zu.

Bestimmt man die Phasenausbreitungsgeschwindigkeit des Lichtes in einem Medium so kann damit auf den relativen Brechungsindex gegenüber Luft / Vakuum geschlossen werden. Die Methode nach der Phasenverschiebung eines modulierten Lichtstrahles nutzt diesen Effekt aus.

Die Winkelabhängigkeit des Intensitätsverhältnisses von ausgehenden und reflektierten Licht bei Auftreffen auf ein Medium, lässt direkte Rückschlüsse auf den Brechungsindex eines Materials zu. Diese Methode ist nach *Sir David Brewster* benannt.

Bei dem Versuch nach *Jean Bernard Léon Foucault* wird die Drehspiegelmethode genutzt um die Phasenausbreitungsgeschwindigkeit im Medium zu bestimmen. Damit kann man direkt den Brechungsindex bestimmen.

Der wellenlängenabhängige Brechungsindex eines Prismas kann, bei bekannten Wellenlängen des verwandten Lichtes, über den Winkel der minimalen Ablenkung dieses Lichtstrahls bestimmt werden. Dieses Phänomen nutzt das Prismenspektrometer.

Zusätzlich zu den oben genannten Methoden, haben wir den Brechungsindex eines flüssigen Stoffes mit der Methode nach *Ernst Karl Abbe* bestimmt. Wir haben diese Methode aber nur genutzt um unsere Ergebnisse in den anderen Versuchen zu vergleichen, da die Methode nach *Abbe* schon eine bekannt genaue Messmethode ist.

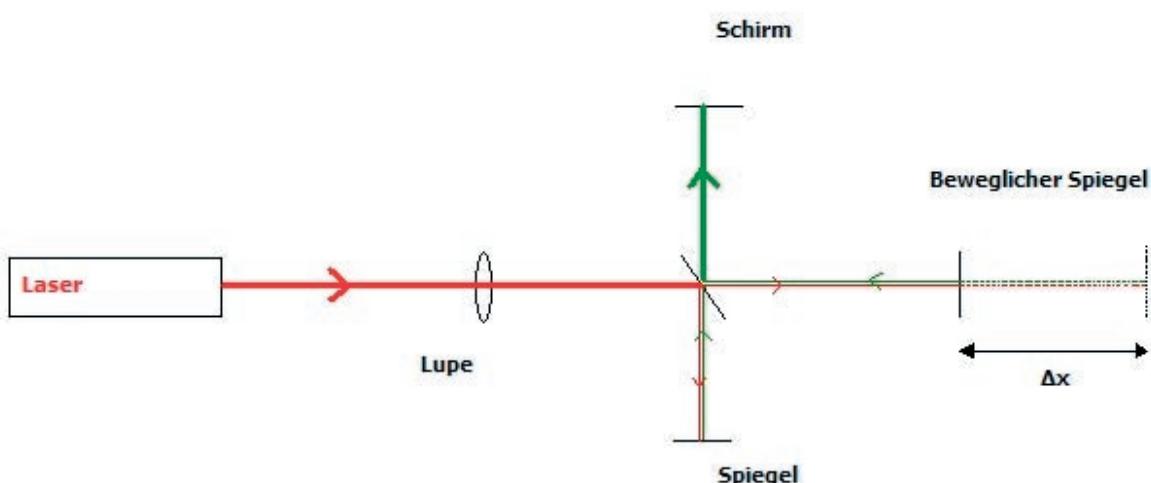
Michelson Interferometer

1. Allgemeines

Das Michelson Interferometer trägt den Namen seines Erfinders *Albert Abraham Michelson* (1852 – 1931) und dient zur Bestimmung von Wellenlängen der verwendeten Lichtquellen sowie Brechungsindexen von Gasen und transparenten Festkörpern. Damit eine Messung möglich ist, muss die Lichtquelle kohärentes Licht aussenden, was bei der Verwendung von Lasern der Fall ist. Das Prinzip des Michelson Interferometers steckt bereits in seiner Bezeichnung: Ein Strahl wird durch einen Strahlteiler geteilt, und diese beiden Teilstrahlen dann wieder zusammengeführt und zur Interferenz gebracht. Der Gangunterschied ist entscheidend für das Interferenzmuster und lässt sich auf verschiedene Arten variieren. Zum einen gibt es die Möglichkeit, einen der Spiegel um eine kleine Weglänge Δx entlang der Strahlachse zu bewegen (dies dient zur Überprüfung der Wellenlänge), oder eine mit einem Gas gefüllte Küvette in den Strahlengang eines der geteilten Strahlen zu bringen, um dann mit einer Vakuumpumpe den Anteil des in der Küvette befindlichen Gases zu verringern (dies dient zur Bestimmung des Brechungsindexes des Gases). Beide Methoden wurden von uns durchgeführt.

2. Versuchsaufbau

Als Lichtquelle dient wahlweise ein roter He-Ne-Laser (Wellenlänge $\lambda=632,8 \text{ nm}$) oder ein grüner Festkörperlaser (Wellenlänge $\lambda=532 \text{ nm}$). Der Strahl des Lasers traf zunächst auf einen Strahlteiler (Beam Splitter), der im 45° -Winkel zur Strahlrichtung festgeschraubt war. Der Laserstrahl wurde in zwei Hälften geteilt, von denen die eine Hälfte auf einen gewöhnlichen fest montierten Spiegel, die andere Hälfte auf einen beweglichen Spiegel geworfen wurde. Die Strahlen nahmen wieder ihren Weg zurück zu dem Strahlteiler, wo sie beide im 90° -Winkel zum Strahl der Quelle abgelenkt wurden und auf einem Schirm trafen. Brachte man nun eine Linse direkt vor den Strahl, würden die beiden übereinander liegenden Strahlen aufgeweitet und machten ein Interferenzmuster sichtbar. An der folgenden Abbildung erkennt man den Grundaufbau des Michelson-Interferometers:



[Abbildung M-01]
Schematischer Versuchsaufbau des Michelson Interferometer (Draufsicht)

Sehr oft war die Apparatur nicht genau eingestellt, Spiegel standen nicht genau senkrecht zum Strahl, der Laser strahlte nicht exakt horizontal oder der Tisch der Michelson-Apparatur stand nicht parallel zum Laserstrahl, weswegen exakt mit einem kleinen beweglichen Abbildungsschirm die Position des Laserstrahls auf der gesamten Tischoberfläche überprüft und angeglichen werden musste. Weiterhin musste darauf geachtet werden, dass nach Einschalten des Lasers das Licht, welches vom beweglichen Spiegel zurückgeworfen wurde, exakt in die Öffnung des Lasers zurück gelangte. Nur dann war die Beobachtung eines Interferenzmusters möglich. Damit sich die beiden wieder zusammengeführten Strahlen genau auf dem Schirm vereinen, konnte man mit Justierschrauben am festen Spiegel die Position des Strahls, welcher von dort kam, auf dem Schirm verändern. Auch hier musste sorgfältig auf Deckungsgleichheit geachtet werden.

2.1 Überprüfung der Wellenlängen der verwendeten Laser (Mit Auge und Zählergerät)

2.1.1 Beschreibung des Experimentes

Zunächst wurde ein roter He-Ne-Laser für die Erzeugung eines Interferenzmusters verwendet. Im Idealfall war der ganze Kreis des Musters auf dem Schirm zu sehen, sonst nur ein kleiner Randausschnitt, welcher aber auch für die Messung ausreichte. Der Abstand Δx wurde mit Hilfe einer kleinen Mikrometerschraube am Tischrand verändert. Man konnte beobachten, dass dann aus der Mitte des Interferenzmusters immer neue Maxima und Minima entstanden und „nach außen wanderten“. Drehte man die Mikrometerschraube in die andere Richtung, wanderten die Muster dementsprechend in die andere Richtung. Mit bloßem Auge versuchten wir, zunächst eine bestimmte Anzahl von Interferenzmustern beim „Durchwandern“ zu beobachten, und lasen jeweils vor und nach dem Versuch die Position der Mikrometerschraube ab. Die Differenz aus beiden war unser Δx .

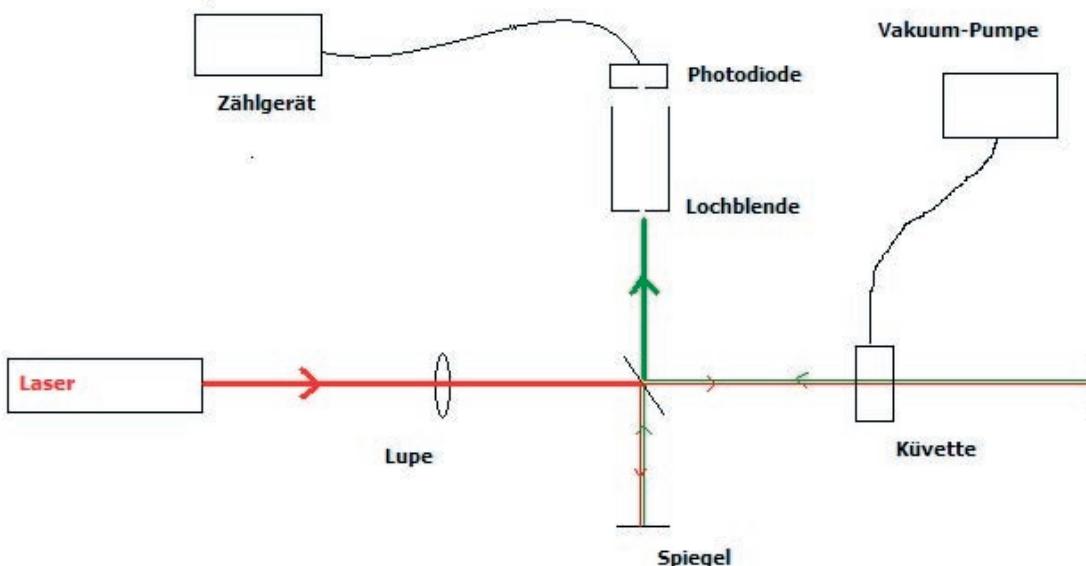
2.1.2 Auswertung

Mit der bekannten Formel

$$\lambda = \frac{2\Delta x}{z}$$

wobei die Größe z der Anzahl der Maxima/Minima entspricht, ließ sich die Wellenlänge der verwendeten Laser überprüfen.

Um die Messgenauigkeit zu vergrößern, versuchten wir eigenständig, das Interferenzmuster auf eine Lochblende abzubilden, welche vor eine Fotodiode gesetzt wurde. Als wir dann ein Messgerät anschlossen, und das Experiment in der Hoffnung durchführten, das Gerät würde die Helligkeitsunterschiede registrieren und somit die Minima/Maxima zählen, mussten wir feststellen, dass es nicht genügend sensibel eingestellt war. Nach Korrektur dieser Einstellung gelang es uns dann doch, die Messung automatisch durchzuführen. Die von uns modifizierte Michelson-Apparatur ist im Folgenden dargestellt:



[Abbildung M-02]
Schematischer Versuchsaufbau des Michelson Interferometer (Draufsicht)
für Gase

Da die Messung mit dem Auge auf die Dauer sehr anstrengend ist, war es uns nun möglich viel mehr Maxima für die Messung zu verwenden. Also führten wir das Experiment für den roten Laser noch einmal mit 500 Maxima durch (Das Messgerät konnte die Minima/Maxima beim grünen Laser nicht registrieren).

Wir erhielten bei beiden Lasern – rot und grün - eine konsequente Abweichung. Daraus konnten wir einen Korrekturfaktor ermitteln, den wir für weitere Messungen verwendeten. Die Messungsergebnisse sind im Folgenden dargestellt:

Roter Laser

Ablesen mit dem Auge

Theoretischer Wert:	632,99 nm
Ermittelter Wert:	656,33 nm
Korrekturfaktor:	0,96

Ablesen mit Zählgerät

Theoretischer Wert:	632,99 nm
Ermittelter Wert:	625,33 nm
Korrekturfaktor:	1,01

Korrekturfaktor roter Laser (Durchschnitt aus beiden Messmethoden): 0,99

Grüner Laser

Ablesen mit dem Auge

Theoretischer Wert:	532 nm
Ermittelter Wert:	558 nm
Korrekturfaktor:	0,95

Michelson Interferometer

1. Überprüfung der Wellenlängen der verwendeten Laser

Die Mikrometerschraube wird solange gedreht, bis 100 Minima/Maxima zu sehen waren.
Gemessen wurde konventionell mit dem Auge.

Roter He-Ne Laser, Standard-Wellenlänge von 632,8 nm

Roter Laser	µm Differenz
Beginn bei:	300
Ende bei:	268,5 31,5
	267,5 32,5
	266,1 33,9
	267 33
Beginn bei:	200
Ende bei:	166,5 33,5
	167,5 32,5

Resultierende Wellenlänge	
nm	
$\lambda = \frac{2\Delta x}{z}$	630
	650
	678
	660
	670
	650

Mittelwert: 656,333333

Roter Laser	
Ablesen mit dem Auge	
Theoretischer Wert:	632,8
Ermittelter Wert:	656,33
Korrekturfaktor:	0,96

Abweichung vom wirklichen Wert in nm: 23,34333333
Prozentualer Anteil in %: 3,687788643

Die Mikrometerschraube wird solange gedreht, bis 500 Minima/Maxima zu sehen waren.
Gemessen wurde mit der **Photodiode** und dem **elektronischen Zähler**

Roter Laser	µm Differenz
Beginn bei:	400
Ende bei	240 160
	247 153
	244 156

Resultierende Wellenlänge	
nm	640
$\lambda = \frac{2\Delta x}{z}$	612
	624

Mittelwert: 625,333333

Roter Laser	
Ablesen mit Zählgerät	
Theoretischer Wert:	632,8
Ermittelter Wert:	625,33
Korrekturfaktor:	1,01

Mittelwert für den Korrekturenfaktor beim roten Laser (aus konventioneller und automatischer Messung): 0,99

Die Mikrometerschraube wird solange gedreht, bis 100 Minima/Maxima zu sehen waren.
Messmethode wieder mit dem Auge

Grüner Festkörper-Laser mit der Wellenlänge von 532nm

Grüner Laser	µm Differenz
Beginn bei:	300
Ende bei:	272,5 27,4
	270,5 29,5
Beginn bei:	200
Ende bei:	172,2 27,8
	172,7 27,3
	172,5 27,5

Resultierende Wellenlänge	
nm	548
$\lambda = \frac{2\Delta x}{z}$	590
	556
	548
	550

Mittelwert: 558

Grüner Laser	
Ablesen mit dem Auge <th></th>	
Theoretischer Wert:	532
Ermittelter Wert:	558
Korrekturfaktor:	0,96

Abweichung vom wirklichen Wert in nm: 26
Prozent. Abweichung [%]: 4,887218045

2.2 Bestimmung des Brechungsindexes von Stickstoff und Argon mit Hilfe einer Küvette

2.2.1 Beschreibung des Experimentes

Der im vorangehenden Versuch bewegliche Spiegel wird nun fixiert und vor diesen eine Küvette (optische Weglänge $s = 3,0 \text{ cm}$), die ein bestimmtes Gas enthält (wir experimentierten mit Stickstoff, Argon und Kohlendioxid), geschraubt. Mit einer Vakuumpumpe wird langsam der Anteil dieses Gases innerhalb der Küvette reduziert. Die Folge ist, dass aufgrund der immer weniger werdenden Kollision des Lichtes mit den Gasmolekülen ein Gangunterschied zu der Wellenlänge desjenigen Lichtstrahls entsteht, der bloß von dem anderen Spiegel zurückgeworfen wird. Diese beiden Lichtstrahlen werden wie gewöhnlich überlagert und ein Interferenzmuster entsteht. Wir notierten für jede Maxima die Werte des Druckes in Millibar, und konnten somit auf den Brechungsindex des verwendeten Gases schließen.

2.2.2 Auswertung

Zwischen dem Brechungsindex n und dem Küvetten-Gasdruck p besteht folgender Zusammenhang:

$$n(p) = n(0) + \frac{\Delta n}{\Delta p} \cdot p \quad \text{Formel M-01}$$

Während man den Anstieg $\Delta n/\Delta p$ folgendermaßen ausdrücken kann:

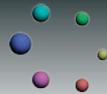
$$\frac{\Delta n}{\Delta p} = \frac{\Delta N}{\Delta P} \cdot \frac{\lambda}{2s} \quad \text{Formel M-02}$$

Wobei N die Anzahl der Maxima darstellt. Man setzt nun Formel M-02 in Formel M-01 ein und erhält (für $p = 0$ gilt $n = 1$):

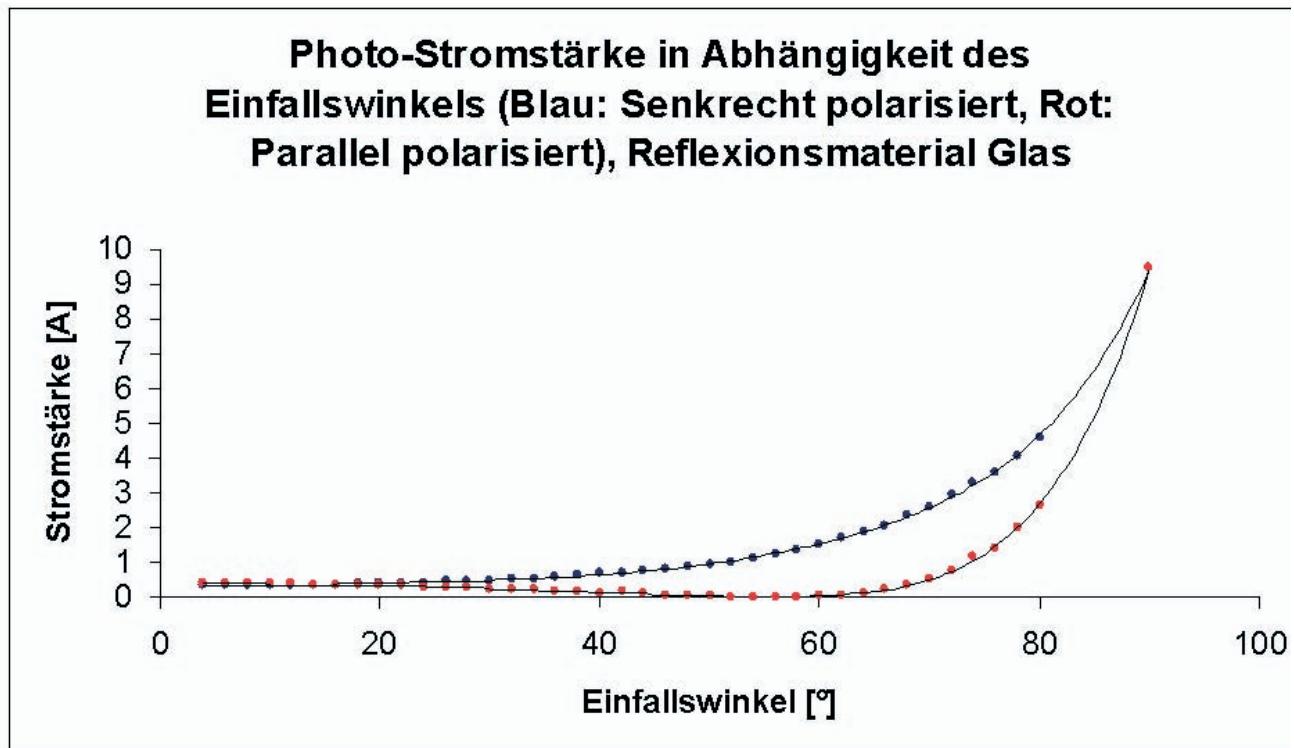
$$n(p) = 1 + \frac{\Delta N}{\Delta p} \cdot \frac{\lambda}{2s} \cdot p$$

In der Formel ist $\lambda = 632,99 \text{ nm}$ die Wellenlänge des verwendeten Lasers, $s = 3,0 \text{ cm}$ die optische Weglänge der Küvette und $p = 1013 \text{ mbar}$ der Normaldruck. Die Ergebnisse dieses Versuches sind im Folgenden dargestellt (genauere Berechnungen finden sich in den Tabellen):

	Luft	Ar	CO ₂	N ₂
Brechzahl	1,000225	1,000221	1,000334	1,000233
Tabellenwert	1,000292	1,000283	1,000450	1,000300
Abw. [%]	0,007	0,006	0,012	0,007



Des Weiteren haben wir ein Diagramm erstellt, welches den linearen Zusammenhang zwischen den Brechungssindizes der verwendeten Gase und dem Druck veranschaulicht:



2.3 Fehlerbetrachtungen

Wie bereits schon in 2.1.2 erwähnt, trat beim Experimentieren mit der Michelson-Apparatur ein systematischer Fehler auf. Obwohl wir uns um einen sorgfältigen Aufbau und um eine genaue Justierung der Apparatur bemühten, konnten wir einen dadurch ausgelösten systematischen Fehler nie vollständig ausschließen.

Die Fehler, die bei der Überprüfung der Wellenlängen der verwendeten Laser aufgetreten sein könnten, sind folgende:

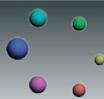
- Das vielleicht größte Manko an der Michelson-Apparatur war seine Empfindlichkeit gegenüber Erschütterungen und die vor jeder Versuchsdurchführung obligatorische Neujustierung sämtlicher Bau-Elemente. Die Werte, die in jeder Versuchsreihe gesammelt wurden, fußten somit nicht alle auf dem gleichen Aufbau der Apparatur. Jedoch muss gesagt werden, dass durch einen vergleichsweise „schlechten“ Aufbau das Interferenzmuster im schlimmsten Fall gar nicht zu sehen war, im ausreichenden Fall nur ein Teilstück, was jedoch die Messung speziell bei der konventionellen Ablesemethode ungemein erschwerte.
- Je nach dem ob beim konventionellen Ablesen das Interferenzmuster gut erkennbar war oder nicht, schwankte die Genauigkeit beim Ablesen. Es galt nämlich, in einem verdunkelten Raum, Minima

und Maxima eines Interferenzmusters voneinander zu unterscheiden. Da mit vergleichsweise sehr kurzwelligem Laserlicht gearbeitet wurde, welches für die Augen auf die Dauer ziemlich unangenehm ist, könnte es passieren, dass man sich beim Zählen der Muster verzählte, was ebenfalls zu einer Ungenauigkeit führte. Erst unsere Verbesserung mit Zählgerät, Diode und Lochblende räumte diesen Fehler aus.

- Des Weiteren wies die Mikrometerschraube, welche sich am Rand des Tisches befand, eine ziemlich schlechte Ablesegenauigkeit auf. Die Skalierung gab die Position des Tisches in μm an, die kleinste Skala war $1 \mu\text{m}$. Jede nachfolgende Kommastelle musste geschätzt werden. Als Beispiel: In einem Versuch zählten wir mit dem Auge 100 Maxima ab. Zu Beginn befand sich die Schraube bei $300 \mu\text{m}$, am Ende bei $268,5 \mu\text{m}$. Die $268 \mu\text{m}$ konnten wir noch ablesen, die $0,5 \mu\text{m}$ mussten wir schätzen. Mit diesen Werten erhielten wir eine Wellenlänge von $\lambda = 630 \text{ nm}$. Nehmen wir nun an, tatsächlich befand sich die Schraube bei $268,55 \mu\text{m}$, so ergibt dies schon eine Wellenlänge von $\lambda = 629 \text{ nm}$. Eine Abweichung von $0,16\%$. Berücksichtigt man nun die Abweichung unseres finalen Messergebnisses vom Literaturwert, nämlich $3,69\%$, so kommt man zu dem Entschluss, dass eine Mikrometerschraube mit besserer Ablesegenauigkeit zu einem weitaus besseren Wert geführt hätte.
- Bei der Verwendung des roten Lasers stellten wir überraschenderweise fest, dass die Wellenlänge nicht auf dem Gerät angegeben war. Die gängige Literatur gibt die Wellenlänge eines Standard He-Ne-Lasers mit $\lambda = 632,99 \text{ nm}$ an. In anderen Quellen sind jedoch auch die Werte $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ oder gar $\lambda = 633 \text{ nm}$ zu finden. Je nach Verwendung einer dieser Werte fällt das Messergebnis bzw. sein Vergleich mit den Literaturwerten anders aus.

Zu den möglichen Fehlern bei der Messung der Brechungsindizes von Gasen ist Folgendes zu sagen:

- Das zu Versuchsbeginn abgeschlossene System „Vakuumpumpe-Schlauch-Küvette“ stellte sich während des Versuches nicht wirklich als ein solches heraus. Denn brachte man die mit Gas gefüllte Küvette in den Strahlengang und lies das System ruhen, konnte man bereits ein „Wandern“ des Interferenzmusters beobachten. Die einzige Schlussfolgerung musste also sein, dass das System an irgendeiner Stelle undicht war, und langsam aber stetig Gas ausströmte. Zunächst war das nicht weiter problematisch, als wir jedoch begannen, das Gas herauszupumpen (bewegten also die Maxima/Minima in eine Richtung), mussten wir feststellen, dass sich bei selbst kurzen Pausen das Muster in die andere Richtung bewegte. Durch heftiges Drücken an der Vakuumpumpe in der Absicht auf das ursprüngliche Maximum zurückzukehren, übersprangen wir häufig eines. Ein systematisches Verzählen war die Folge.



3. Verbesserungsvorschläge für Michelson Interferometer

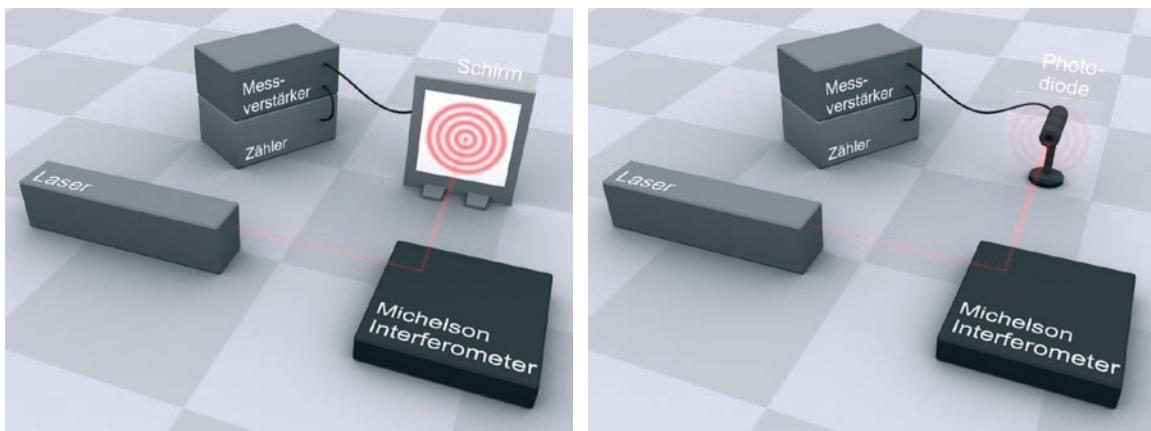
Während des Experiments hatten wir verschiedene Ideen wie man das Michelson Interferometer erweitern bzw „verbessern“ könnte.

- Eines der größten Problem ist das zählen der Interferenzwechsel. Aus diesem Grund versuchten wir das zählen über eine Photodiode zu realisieren.

Probleme hierbei:

- Die Amplitude des Signals was die Photodiode lieferte war zu gering, als das sie der Zähle fehlerfrei unterscheiden konnte.
- Bei dem Versuchsaufbau mit gasförmigen Stoffen kamen durch die Küvette (bzw die Glasswände der Küvette) zusätzliche Muster auf dem Schirm zustande. Dadurch wurde nur bei sehr exakter Ausrichtung der Apparatur noch ein benutzen der Photodiode möglich.

Die Lösung für das Problem war zwischen die Photodiode und den Zähler noch ein Messverstärker zu setzen. Durch diese Verstärkung lag das Signal nun auch in den Messtoleranzen des Zählers und man konnte annehmbare Ergebnisse erzielen.



[Abbildung M-03]
Schematischer Versuchsaufbau des Michelson Interferometer
links: mit Schirm zum Ausrichten
rechts: mit Photodiode zur elektronischen Erfassung der Interferenzwechsel

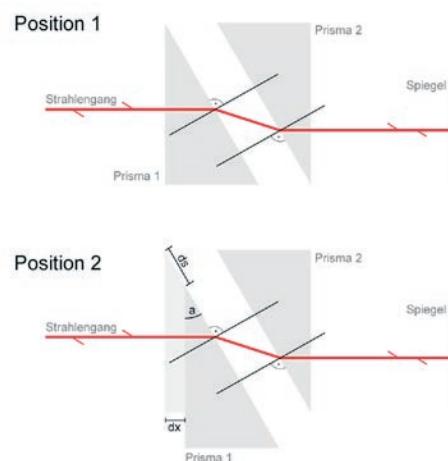


- Die zweite Idee die wir hatten, war eine Erweiterung, die es ermöglicht von Festkörper den Brechungsindex mit Hilfe des Michelson Interferometer zu ermitteln.
(Wir wollen an dieser Stelle darauf hinweisen das es sich hierbei um ein „Alpha-Version“ der Erweiterung handelt.)

Damit man die Erweiterung im Michelson Interferometer benutzen kann muss der einfallende mit auffallende Strahl deckungsgleich sein. Damit sich nur der Weg den der Strahl innerhalb des Mediums zurücklegt ändert verschieben wir Prisma 1, wie aus Abb. M-04 ersichtlich.

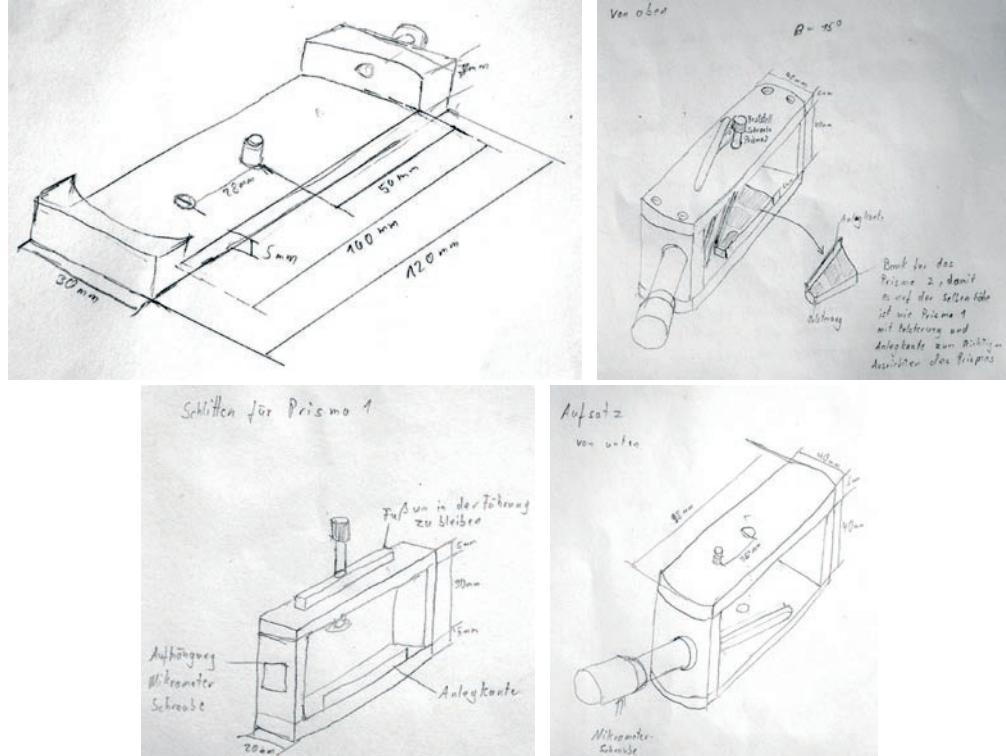
Durch die Verschiebung des Prisma 1 ändert sich somit auch die Durchgangsstrecke des Strahls und wir können wieder ein Interferenzmusterwechsel auf dem Schirm beobachten.

Im folgenden haben wir noch die Skizzen für die Erweiterung angehängt, um diese sich besser vorstellen zu können. Mit dieser Erweiterung könnten (durchsichtige) Festkörper in Prismaform mit einem Winkel α von 10° bis ca 50° benutzt werden. Das Bauteil befindet sich momentan noch in der Planung und wird gegebenfalls noch geändert.



[Abbildung M-04]

Schematischer Strahlengang der Erweiterung
für das Michelson Interferometer



[Abbildung M-05]

Die Abbildungen zeigen

oben links: den Fuss der Erweiterung (passend für das Michelson Interferometer)

oben rechts: den Aufsatz von oben, in dem der Schlitten läuft

unten links: den Schlitten in den das bewegliche Prisma gespannt wird

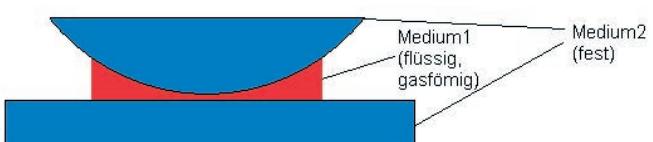
unten rechts: den Aufsatz von unten



Newtonse Ringe

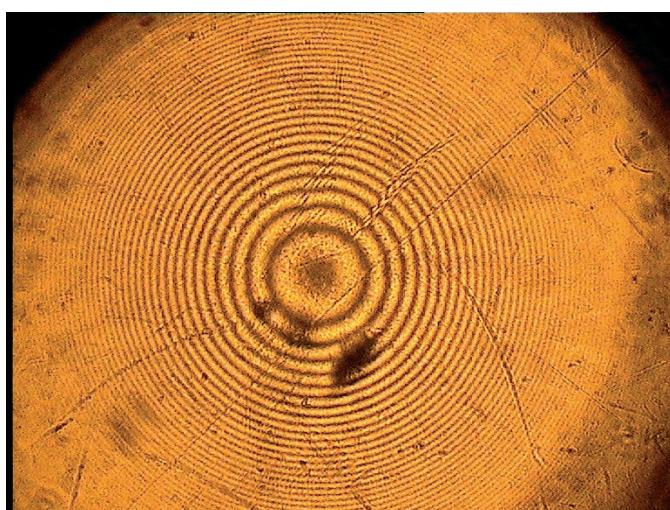
1. Vorbemerkung

Newtonse Ringe sind allgemein betrachtet ein kreisförmiges Interferenzmuster. Dies beobachtet man, wenn man paralleles Licht auf ein Medium1 fallen lässt welches durch ein Medium2 höherer Brechzahl (meist Glas) unterhalb planparallel und oberhalb durch eine sphärisch gekrümmte Linse Abb.: N-01 begrenzt ist. Wobei die Anordnung von Linse auf Glasplatte (und nicht umgekehrt) nur aus praktischen Überlegungen folgt. Prinzipiell beobachtet man auf beiden Seiten der Anordnung ein Muster. Durch den Phasensprung bei der Reflektion an der Glasplatte bildet das Interferenzmuster der Unterseite ein Negativ zur Oberseite.



[Abbildung N-01]

Anordnung: sphärisch gekrümmte Linse – Medium – planparallele Platte



[Abbildung N-02]

Kameraaufnahme der Newtonschen Ringe mit einer Wellenlänge im orangen Bereich

2. Versuchsaufbau

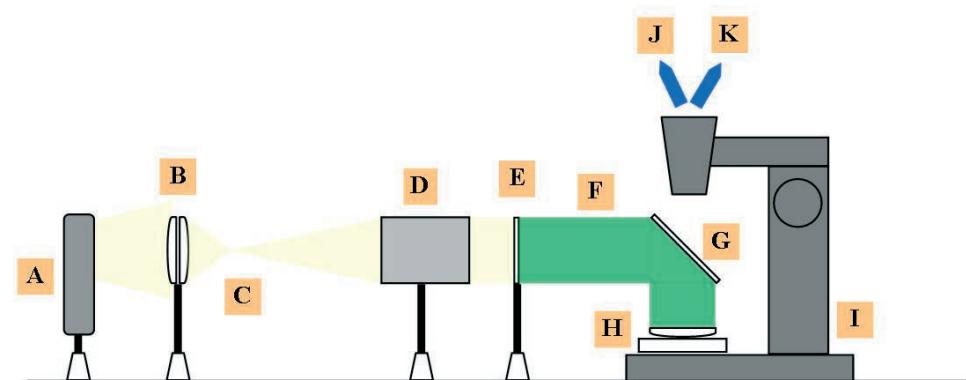
Das Licht einer 100W-Xenon-Lampe wird mit Hilfe eines Linsensystems (Kollimatoranordnung) zuerst in einem Punkt gebündelt, um eine sekundäre Punktlichtquelle zu erzeugen und dann mit Hilfe eines Astroobjektiv (Linsensystem mit sehr großer Brennweite) parallelisiert. Dieses Licht wird mit einem halbdurchlässigen um 45° geneigten Spiegel auf das System Linse / Platte umgelenkt. Betrachtet wird das Interferenzmuster von oben mit Hilfe eines Mikroskopes bzw. einer Kamera für die computergestützte Auswertung.

Das parallel einfallende Licht wird an der sphärisch gekrümmten Unterseite der Linse beim Übergang



in Medium 1 gebrochen und reflektiert. Der abgelenkte Anteil durchläuft das Medium und wird erneut gebrochen und reflektiert beim Übergang zur Glasplatte. Dieser reflektierte Anteil interferiert mit dem zuvor reflektierten Anteil des einfallenden Lichtes. Mit dem Mikroskop beobachten wir nun durch unseren halbdurchlässigen Spiegel schwarze und helle Ringe im Wechsel. Die Ringform entsteht durch die Rotationssymmetrie der Linse. (Bei einer geraden quadratischen Pyramide würde man folglich wahrscheinlich Quadrate beobachten.)

Durch Monochromatisierung erreicht man eine höhere Auflösung sowie eine höhere Anzahl von Ringe, da bei weißem Licht Intensitätsmaxima und Minima der verschiedenen Farben zusammen fallen können und sich gegenseitig überlagern und auslöschen.



- A- Xe-Dampflampe
- B- Linsensystem
- C- sekundäre Punktlichtquelle
- D- Astroobjektiv
- E- Farbfilter
- F- Parallelles monochromatisches Licht
- G- Halbdurchlässiger Umlenkspiegel
- H- Linse auf Glasplatte
- I- Mikroskop
- J- Messokular
- K- Kamera

[Abbildung N-04]
Schematischer Aufbau der Versuchsanordnung

3. Grundlagen

Da der Radius der Ringe von der Geschwindigkeit des Lichtes im Medium 1 abhängig sein muss, kann man mit Hilfe dieser Radien den Brechungsindex des Mediums bestimmen. Der Gangunterschied, den das Licht im Medium 1 zurücklegt, beträgt, da das parallele monochromatische Licht fast senkrecht auf die Linse fällt:

$$\Delta x = 2n \cdot d'$$

Formel N-01

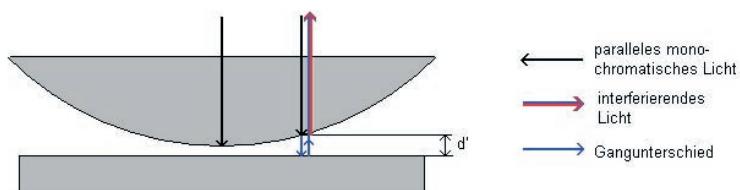


Abbildung N-05
Strahlenverlauf



Die Lichtwelle erleidet bei der Reflektion an der planparallelen Glasplatte eine Phasensprung um π , somit addiert man $\lambda/2$ (In Analogie dazu stelle man sich eine Seilwelle vor, die an einem festen Aufhängepunkt zurückgeworfen (reflektiert) wird).

$$\Delta x = 2n \cdot d' + \lambda/2$$

Formel N-02

Nach Abb.: N-05 setzt sich der Durchgang d' aus d und d_0 zusammen. Dabei ist d vom Abstand zum Linsenmittelpunkt abhängig und d_0 ermittelt man aus dem Schnittpunkt der Regressionsgeraden mit der y-Achse. Für $d_0 > 0$ sind Verunreinigungen oder Abschürfungen (Kratzer) am Auflagepunkt der Linse vorhanden.

$$d' = d + d_0$$

Formel N-03

$$\Rightarrow \Delta x = 2n \cdot (d + d_0) + \lambda/2$$

Siehe hierzu: Herleitung von Interferenz an planparalleler Schicht unter Zusatzmaterialien. Das n ist entsprechend der relative Brechungsindex des Mediums gegen Luft.

Die Phasenverschiebung beträgt:

$$\delta = 2\pi \cdot \frac{\Delta x}{\lambda} = \frac{4\pi \cdot n}{\lambda} \cdot (d + d_0) + \pi$$

Formel N-04

Beträgt der Gangunterschied gerade ein Vielfaches der Wellenlänge verstärken sich die überlagernden Wellen, also für eine Phasenverschiebung von $\delta = 2\pi k$ beobachten wir helle Ringe.

Auslöschungen und damit dunkle Ringe entstehen, wenn Wellenberg und Wellental der selben Welle sich überlagern, also für eine Phasenverschiebung von:

$$\delta = 2\pi \cdot k - \pi = (2k - 1) \cdot \pi$$

Formel N-05

Hierbei ist k die Ordnung des Ringes. Für den innersten dunklen Ring gilt dementsprechend und $k \in N$. Da sich die Radien der dunklen Ringe leichter und genauer vermessen lassen, erhalten wir nach kurzen Umformen:

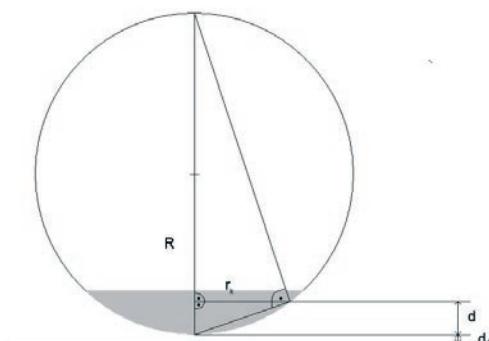
$$d = \frac{1}{2}(k - \frac{1}{2}) \cdot \frac{\lambda}{n} - d_0$$

Formel N-06

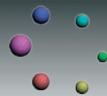
Unter der Bedingung der sphärischen Krümmung (also auch der Rotationssymmetrie) gilt der Satz von Thales und damit der Höhensatz für rechtwinklige Dreiecke (siehe Abb.: N-06):

$$r_k^2 = d \cdot (2R - d)$$

Formel N-07



[Abbildung N-06]
Symmetrie der Linse



Da $d \ll R$ vernachlässigen wir d^2 und ersetzen d durch den unter Formel N-07 gefundenen Ausdruck:

$$r_k^2(k) = (k - \frac{1}{2}) \cdot \frac{R\lambda}{n} - 2d_0R \quad \text{Formel N-08}$$

Man erhält für die Regression dieses linearen Zusammenhangs $r_k^2(k)$ den Anstieg m. Mit der allgemeinen Geradengleichung $y=mx+n$ liest man in Formel N-08 ab:

$$m = \frac{R\lambda}{n} \quad \text{Formel N-09}$$

Dies ist die leistungsfähige Gleichung mit der dieses Experiment bestritten wird. Im ersten Teil haben wir bei bekannter Wellenlänge und Luft als Medium 1 (also bekanntem n) den Radius R der sphärisch gekrümmten Linse bestimmt und mit dem mittels Sphärometer gemessenen Wert verglichen.

Im zweiten Teil haben wir die Brechungsindizes von Wasser und Ethanol bestimmt. Zuletzt haben wir untersucht ob man mit dieser Messmethode auch die Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindexes zumindest qualitativ beobachten kann.

Wir hatten zwei Möglichkeiten die Ringe zu vermessen. Zum einen mit Hilfe eines Messokulars mit eigener eingebauter Skala und zum anderen mit Hilfe einer Kamera. Die Mechanik des Messokulars behebt die an den Rändern des beobachteten Bildes auftretenden optischen Verzerrungen. Die Kamera kann diese Unschärfe nicht beheben. In beiden Messmethoden haben wir eine Eichplatte vermessen um einen Vergleichsmassstab zu erhalten.

Das Licht wurde mit Hilfe von Farbfiltern monochromatisiert. Für die Radius- und Brechungsindexbestimmung verwendeten wir einen grünen ($\lambda=546 \text{ nm}$) und einen orangenen ($\lambda=578 \text{ nm}$) Farbfilter.

4. Auswertung

Bestimmung des Krümmungsradius R der Linse:

Mit dem Sphärometer lässt sich auf hundertstel Millimeter genau die Krümmung einer Linse über die Höhendifferenz d bestimmen und mit einem Messschieber der Durchmesser 2r der Kugelkappe. Nach Formel N-07 berechnet sich nun unser Großkreisradius R also mit Hilfe des Höhensatzes:

$$R = \frac{2r^2}{d} + \frac{d}{2} \quad \text{Formel N-10}$$

d in mm	r in mm	R in mm
0.48 ± 0.01	12.50 ± 0.01	163.0 ± 2.0

Der Fehler berechnet sich nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz:

$$u_{f(q_i)} = \sum_{i=1}^n \frac{\delta f(q_i)}{\delta q_i} \cdot u_{q_i} \quad \text{Formel N-11}$$

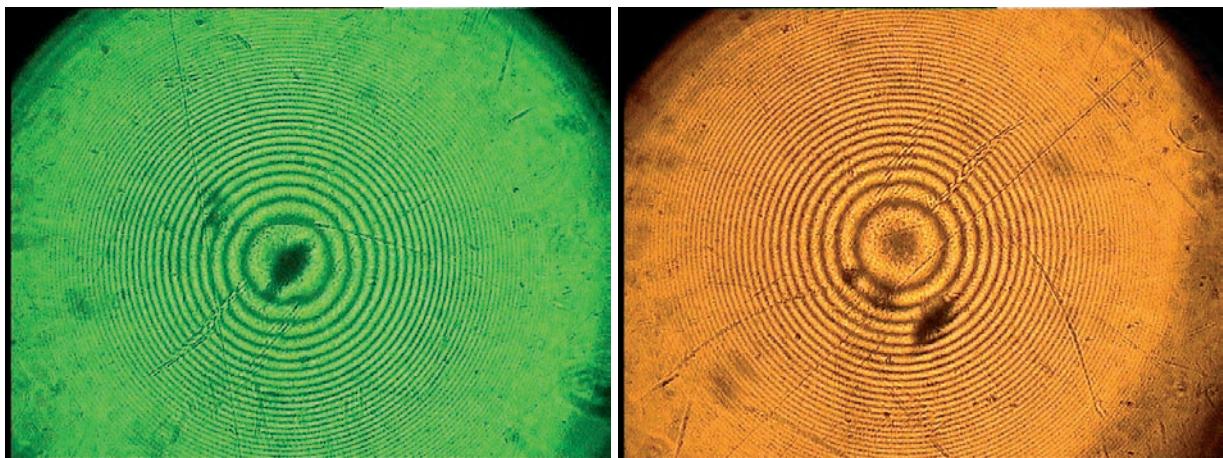
Es bedeutet u_q die Messunsicherheit der gemessenen Größe q und $f(q_i)$ die Funktion der Variablen q_i .

Der gegebene Wert für den Krümmungsradius beträgt 163,0 mm.



Wir vermessen die Newtonschen Ringe für Luft ($n=1,00029$) mit dem Messokular und berechnen die Regressionsgerade mit Hilfe der RGP-Funktion (Excel):

Luft (Messokular)	Farbfilter	
	Orange	Grün
λ (nm)	578	546
Anstieg m_{Luft} (mm^2)	0.094	0.090
R aus Formel N-10 (mm)	162.35	164.57
Richtwert R (mm)	163	163
Abweichung	0.40%	0.96%



[Abbildung N-07]
Newtonse Ringe im Medium Luft unter grünem bzw. orangem Farbfilter betrachtet.

Vermessen wir die Ringe mit Hilfe des Computers aus dem Bild der Kamera, kommen wir auf folgende Ergebnisse.

Luft (PC)	Farbfilter	
	Orange	Grün
λ (nm)	578	546
Anstieg m_{Luft} (mm^2)	0.097	0.093
R aus Formel N-10 (mm)	168.43	170.78
Richtwert R (mm)	163	163
Abweichung	3.33%	4.78%



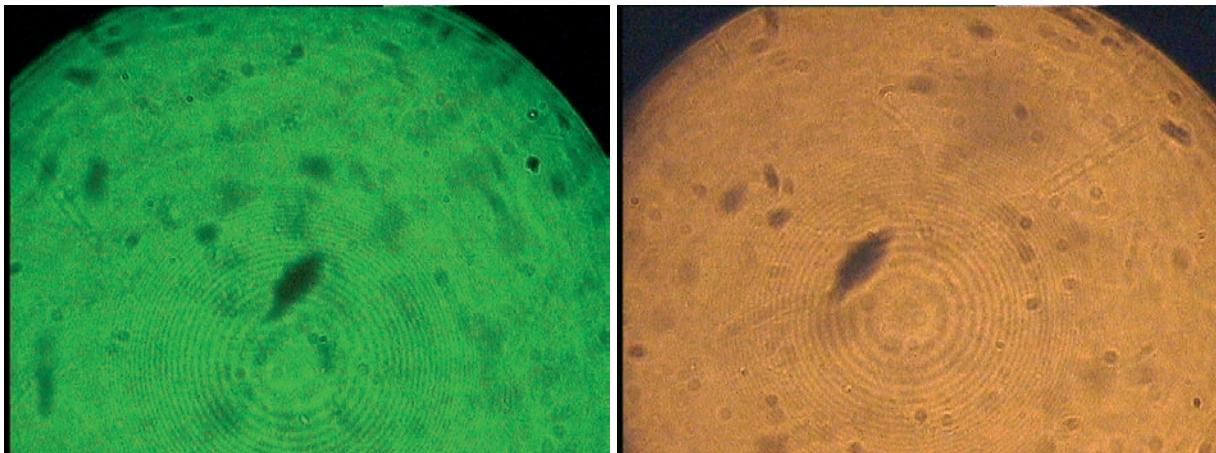
Beide Male weicht der Wert mit Hilfe des grünen Lichtes mehr ab. Auch später werden wir dies beobachten. Was hauptsächlich der Tatsache geschuldet ist, dass wir im orangen Bereich mehr Ringe vermessen können und damit genauer werden.

4.1 Brechungsindex von Wasser

Da der Abstand d' sehr klein ist, war es möglich Flüssigkeiten als Medium l zu verwenden, die auf Grund von Adhäsionskräften zwischen Linse und Platte blieben.

Wir vermessen den Radius der Ringe mit dem Messokular. Tragen die Werte über der Ordnung k ab und bestimmen den Anstieg m_{Wasser} der Ausgleichsgerade für diesen linearen Zusammenhang. Dann berechnen wir nach Formel N-09 n .

Wasser (Messokular)	Farbfilter	
	Orange	Grün
λ (nm)	578	546
Anstieg m_{Wasser} (mm^2)	0.072	0.070
aus Formel N-09 n_{Wasser}	1.335	1.303
Richtwert n_{Wasser}	1.333	1.333
Abweichung	0.36%	2.02%



[Abbildung N-08]
Newtonse Ringe im Medium Wasser unter grünem bzw. orangem Farbfilter betrachtet.

Wieder vermessen wir ebenfalls mit Hilfe des Computers ein Bild der Kamera. Wie man auf den Bildern sieht, erkennt man nun weniger Ringe. Die Ursachen dafür liegen in der nun geringeren Differenz der Brechungsindizes zwischen Medium und Linse.

Auch hier wird die Messung mit dem orangen Filter hauptsächlich Aufgrund der besser erkennbaren Ringe genauer.



Mit Hilfe des Computers vermessen:

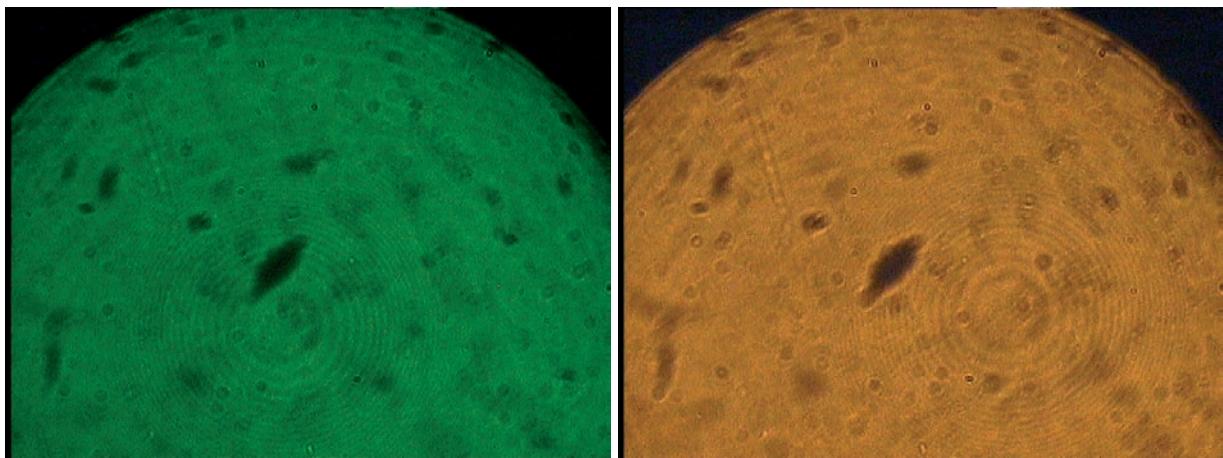
Wasser (PC)	Farbfilter	
	Orange	Grün
λ (nm)	578	546
Anstieg m_{Wasser} (mm^2)	0.071	0.069
aus Formel N-09 n_{Wasser}	1.325	1.294
Richtwert n_{Wasser}	1.333	1.333
Abweichung	0.36%	2.71%

4.2 Brechungsindex von Ethanol

Das Interferenzmuster für Ethanol ist schwerer zu erkennen als das von Wasser. Der Intensitätsverlust des Lichtes durch das Linsensystem des Messokulars macht eine Messung im grünen Spektrum sehr schwierig. Wir verzichten deshalb auf die Auswertung, da wir nur fünf Ringe vermessen konnten.

Ethanol (Messokular)	Farbfilter	
	Orange	Grün
λ (nm)	578	546
Anstieg m_{Ethanol} (mm^2)	0.068	-
aus Formel N-09 n_{Ethanol}	1.385	-
Richtwert n_{Ethanol}	1.36	-
Abweichung	1.80%	-

Ethanol (PC)	Farbfilter	
	Orange	Grün
λ (nm)	578	546
Anstieg m_{Ethanol} (mm^2)	0.071	0.067
aus Formel N-09 n_{Ethanol}	1.339	1.332
Richtwert n_{Ethanol}	1.36	1.36
Abweichung	1.52%	2.07%



[Abbildung N-09]

Newtonse Ringe im Medium Ethanol unter grünem bzw. orangem Farbfilter betrachtet.

4.3 Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindexes

Zusätzlich zu den Messung in dem grünen und orangenen Licht, vermessen wir nun die Newtonschen Ringe auch für das blaue und rote Spektrum.

Da der Brechungsindex proportional vom Anstieg m der Radien der Newtonschen Ringe über der Ordnung k ist, vermuteten wir, dass für verschiedene Filter die Brechzahl im Vergleich, die für sie typische Abhängigkeit zeigt. Leider kann man dies nicht beobachten. Im Gegenteil: Die Werte für n , welche sich jeweils mit einem blauen und roten Filter ergeben, also der größtmöglichen Wellenlängendifferenz im sichtbaren Bereich, sind annähernd gleich.

Filter	blau	grün	orange	rot
λ (nm)	475	546	578	675
n_{Luft}	0.979	0.983	0.989	0.978



5. Fazit

Die erwarteten Ungenauigkeiten der Computermessung gegenüber denen des Messokulars sind nicht nachvollziehbar. Dies ist auch dadurch begründet, dass die Verzerrungen, welche die Kamera verursacht, nur am Bildrand nachzuvollziehen sind. In diesem Bereich konnten wir aber nur Ringe für Luft auswerten, weshalb hier auch eine große Abweichung zu beobachten ist.

Allgemein ist die Methode mit dem Computer durch die Pixelanzahl des Bildes eingeschränkt. Dies hat schon Auswirkungen auf die 4. Nachkommastelle (Einheit mm^2) des Anstieges und so beeinflusst es die Brechzahl schon an der zweiten Nachkommastelle. Letzteres gilt auch für die Messmethode mit dem Messokular. Deshalb ist die Methode der Newtonschen Ringe nur geeignet den Wert für n auf eine Nachkommastelle genau anzugeben, weshalb es schwer wird Ethanol mit Wasser zu vergleichen oder zu unterscheiden.

Das zu untersuchende Medium muss einen wesentlich kleineren Brechungsindex als das verwendete Glas (Medium2) haben, weshalb wir für Immersionsöl keine Ringe ausmachen konnten.

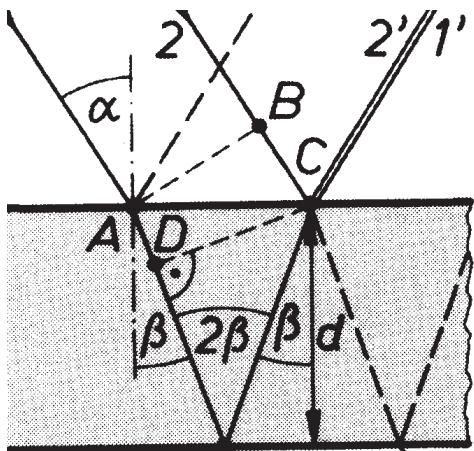
Um andere Gase als Luft zu untersuchen, stellt sich der Versuchsaufbau als nicht zweckmäßig heraus. Es würde einige Mühe kosten das Mikroskop mit der Anordnung aus Abb.: N-04 so zu isolieren, dass man beliebige Gase untersuchen könnte.

Dieses Verfahren ist unserer Meinung nach nur unter einer wesentlichen Optimierung der Messbedingungen dazu geeignet, den Brechungsindex auf zwei Nachkommastellen genau zu bestimmen.



6. Zusatzmaterial

Herleitung der Interferenzbedingung an planparalleler Schicht:



[Abbildung N-10]
Strahlengang durch die planparallele Schicht

Durch die Punkte A und B sowie durch D und C laufen Phasenflächen; dort sind die Strahlen 1 und 2 noch Phasengleich.

Wegen $n \cdot \overline{AD} = \overline{BC}$ folgt für den Gangunterschied:

$$\Delta x = n \cdot (\overline{AE} + \overline{EC}) - \overline{BC} = n \cdot (\overline{DE} + \overline{EC}) \quad \text{Formel N-12}$$

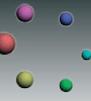
Mit den trigonometrischen Beziehungen $\overline{DE} = \overline{EC} \cdot \cos(2\beta)$ und $d = \overline{EC} \cdot \cos \beta$ folgt

$$\Delta x = n \cdot \overline{EC} \cdot (\cos(2\beta) + 1) = 2n \cdot \overline{EC} \cdot \cos^2 \beta = 2nd \cos \beta \quad \text{Formel N-13}$$

Unter Verwendung des Brechungsgesetzes $\sin \alpha / \sin \beta = n$ erhält man

$$\Delta x = 2nd \cdot \sqrt{1 - \sin^2 \beta} = 2d \cdot \sqrt{n^2 - n^2 \sin^2 \beta} = 2d \cdot \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \quad \text{Formel N-14}$$

Unter Berücksichtigung des Phasensprungs von der Größe π und der Vereinfachung, dass unser Winkel α nahezu 90° beträgt ergibt sich direkt Formel N-02: $\Delta x = 2n \cdot d + \lambda/2$



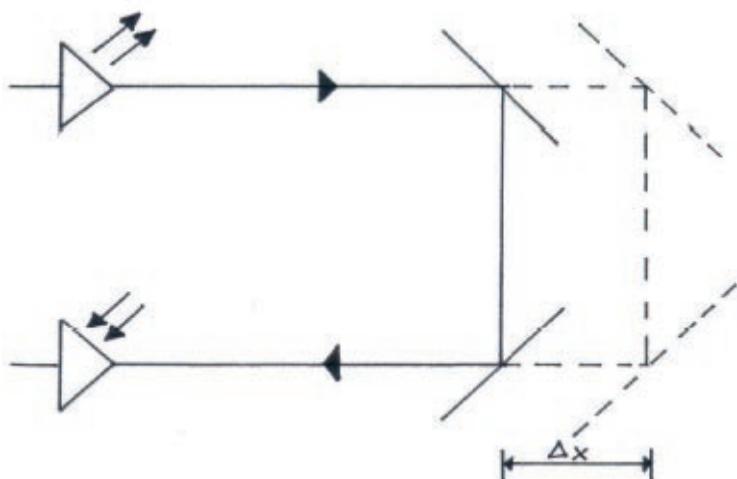
Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit mit der Phasenmethode

1. Versuchsaufbau

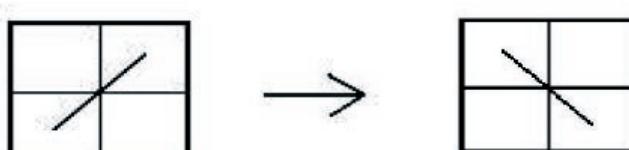
Von einer Lichtquelle wird monochromatisches Licht ausgesendet, dessen Intensität sinusförmig mit einer Frequenz f verändert wird. Nachdem das Licht eine bestimmte Wegstrecke zurückgelegt hat, wird es von zwei Spiegeln, die zueinander im Winkel von 90° stehen, auf einen Detektor (Oszilloskop) reflektiert. Das Licht erzeugt in diesem eine sinusförmige Wechselspannung mit gleicher Frequenz wie das Ausgangssignal, aber unterschiedlicher Phasenlage. Beide Signale lassen sich im Oszilloskop durch Überlagerung als Lissajousfigur darstellen.

2. Durchführung und Herleitung der Formeln

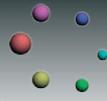
2.1 Lichtgeschwindigkeit in Luft



[Abbildung L-01]
Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit in Luft



Lissajoufiguren zu Abb. L-01

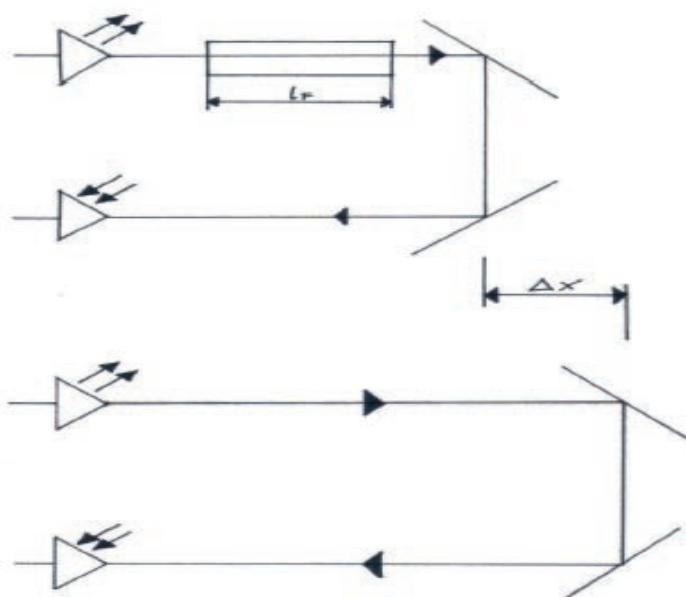


Die Umlenkspiegel werden zunächst so in den Strahlengang gebracht, dass die Phasenverschiebung 0° beträgt, die Lissajousfigur also eine Gerade mit positivem Anstieg darstellt. Dann werden die Umlenkspiegel um die Strecke Δx so verschoben, dass die Phasenverschiebung nun 180° beträgt, die Lissajousfigur also eine Gerade mit negativem Anstieg darstellt. Eine Verschiebung von 180° entspricht dabei einer zeitlichen Verschiebung von einer halben Periode ($T/2$). Das Licht hat also in der Zeit $T/2$ die zusätzlichen Strecke $2\Delta x$ zurückgelegt. Die Geschwindigkeit c des Lichtes lässt sich demnach wie folgt berechnen:

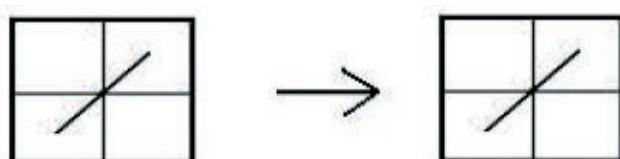
$$c = \frac{2\Delta x}{\frac{T}{2}} = 4\Delta x f$$

Formel L-01

2.2 Brechungsindex von Flüssigkeiten



[Abbildung L-02]
Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit in einer Flüssigkeit



Lissajoufiguren zu Abb. L-02



Zunächst wird eine mit der Versuchsflüssigkeit gefüllte Rohrküvette so in den Strahlengang gebracht, dass das Licht diese auf dem Hin- oder Rückweg durchläuft. Dann werden die Umlenkspiegel so positioniert, dass die Phasenverschiebung zwischen ausgesandtem und empfangenem Signal 0° entspricht. Danach wird die Rohrküvette aus dem Strahlengang genommen und die Umlenkspiegel soweit verschoben (Δx), dass die Phasenverschiebung wieder 0° beträgt.

Die mit Rohrküvette durchlaufene Strecke l_1 setzt sich aus der Strecke in Luft l_L und in der Versuchsflüssigkeit l_F zusammen:

$$l_1 = l_L + l_F$$

Formel L-02

Die zum Durchlauf benötigte Zeit t_1 ist also:

$$t_1 = \frac{l_1 - l_F}{c_L} + \frac{l_F}{c_F}$$

Formel L-03

Bei der Messung ohne Flüssigkeit legt das Licht zusätzlich zu l_1 die Strecke $2\Delta x$ zurück:

$$l_2 = l_1 + 2\Delta x$$

Formel P-04

Die dafür benötigte Zeit beträgt:

$$t_2 = \frac{l_1 + 2\Delta x}{c_L}$$

Formel L-05

Da die Phasenverschiebung bei beiden Durchläufen 0° beträgt, gilt für die Zeiten t_1 und t_2 :

$$t_1 = t_2 + k \cdot T ; k = 0, 1, 2, \dots$$

Formel L-06

daraus folgt:

$$\frac{c_L}{c_F} = 1 + \frac{2\Delta x}{l_F} + \frac{k \cdot c_L}{f \cdot l_F}$$

Formel L-07

3. Messergebnisse und Auswertung

Für die Untersuchung von Luft, Wasser und Ethanol wurden jeweils 5 Messwerte aufgenommen. Die Frequenz der Intensitätsmodulation betrug $(50,1 \pm 0,01)\text{MHz}$ und die Länge des Mediums $l_F = 1,00\text{m}$.

3.1 Messung für Luft

$\Delta x / \text{m}$	$c / 10^8 \text{ ms}^{-1}$
1,495	2,996
1,494	2,994
1,504	3,014
1,503	3,012
1,501	3,008

Daraus resultiert eine durchschnittliche Lichtgeschwindigkeit von $3,0048 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$. Aus den Unsicherheiten von Frequenz f und Δx ergibt sich mit $u_f = 0,01\text{MHz}$ und $u_{\Delta x} = 4,63 \cdot 10^{-3}\text{m}$ für die Lichtgeschwindigkeit eine Unsicherheit von $u_c = 0,01 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$. Für die Lichtgeschwindigkeit in Luft erhalten wir also: $c = (3,00 \pm 0,01) \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$. Die Abweichung vom Literaturwert ($c = 299792458 \text{ ms}^{-1}$) beträgt 0,2%.

3.2 Messung für Ethanol und Wasser

Die Brechzahlen von Wasser und Ethanol werden nach Formel L-07 berechnet:

$$n = \frac{c_L}{c_F} = 1 + \frac{2\Delta x}{l_F} + \frac{k \cdot c_L}{f \cdot l_F} \quad \text{Formel L-08}$$

Da nach Herausnehmen der Rohrküvette aus dem Strahlengang das Licht, auf Grund der höheren Lichtgeschwindigkeit in Luft, weniger Zeit vom Sender zum Empfänger benötigt, ist k bei Phasenverschiebung zu 0° null. Die Formel kann also vereinfacht werden zu:

$$n = \frac{c_L}{c_F} = 1 + \frac{2\Delta x}{l_F} \quad \text{Formel L-09}$$

Es wurden folgende Messwerte ermittelt:

3.2.1 Für Wasser

$\Delta x / \text{cm}$	n
17,4	1,348
17,5	1,350
16,7	1,334
18,0	1,360
17,5	1,350

Es ergibt sich ein durchschnittlicher Brechungsindex von $n_w = 1,35$ mit einer Unsicherheit von $u_n = 0,02$. Dieser Wert weicht um 1,13 % vom Literaturwert ($n = 1,33299$) ab. Mit der für Luft ermittelten Lichtgeschwindigkeit ergibt sich für Wasser eine Lichtgeschwindigkeit von $c_w = (2,23 \pm 0,05) \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$. Diese weicht um -0,04 % vom Literaturwert ab.

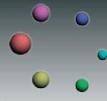
3.2.2 Für Ethanol

$\Delta x / \text{cm}$	n
18,2	1,364
18,1	1,362
18,6	1,372
17,7	1,354
18,6	1,372

Für Ethanol ergibt sich ein Brechungsindex von $n_E = 1,36 \pm 0,01$. Dieser Wert weicht um 0,22 % vom Literaturwert ($n = 1,3618$) ab. Mit der Lichtgeschwindigkeit für Luft ergibt sich für Ethanol meine Lichtgeschwindigkeit von $c_E = (2,20 \pm 0,05) \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$, welche um 0,03 % vom Literaturwert abweicht.

4. Mögliche Fehlerquellen

Trotz des einfachen Versuchsaufbaus, wichen die Ergebnisse nur gering vom Literaturwert ab, obwohl die Genauigkeit der Messungen durch einige Fehler beeinträchtigt wurde. Zum Beispiel war die Messung von Δx mit dem Maßband ziemlich ungenau. Dieser Fehler ließe sich verringern, wenn man eine größere Strecke messen würde, z.B. in dem man Δx bei Verschiebung um mehr als eine halbe Periode bestimmte.



Ein weiteres Problem war bei der Lissajousfigur zu erkennen. Besonders bei der Bestimmung des Brechungsindex für Flüssigkeiten konnte diese nicht vollständig als Gerade dargestellt werden. Es war nur subjektiv zu bestimmen, in welcher Position ausgesandtes und empfangenes Signal zur Überlagerung kamen.

5. Eignung der Methode zur Bestimmung von Brechungsindizes und Lichtgeschwindigkeit

Die refraktometrisch bestimmten Werte (Wasser: $n_W = 1,333$; Ethanol: $n_E = 1,362$), liegen zwar genauer am Literaturwert, doch die Phasenmethode ist noch genau genug, Flüssigkeiten, die sich im Brechungsindex in genügendem Maße unterscheiden, zu differenzieren. Zur genauen Untersuchung von Medien mit großer Ähnlichkeit im Brechungsindex ist diese Methode jedoch auf Grund ihrer Ungenauigkeit nicht geeignet. Die Lichtgeschwindigkeit konnte mit diesem Versuch recht genau (0,2% Abweichung vom Literaturwert) genau bestimmt werden.

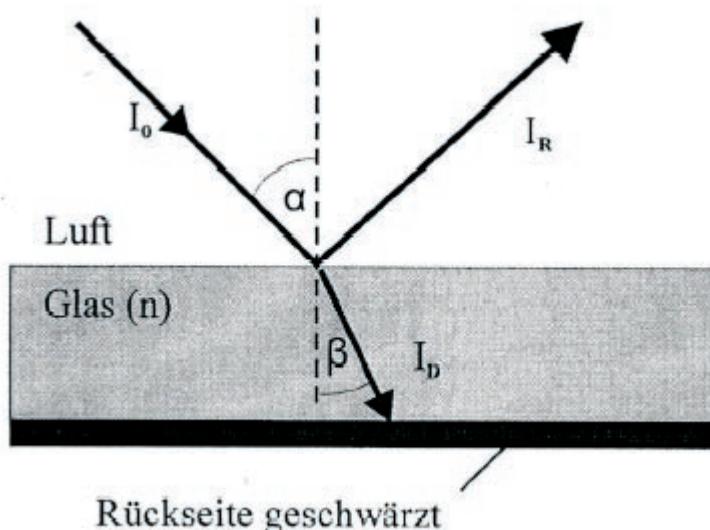


Bestimmung der Brechungsindizes mit Hilfe des Reflexionsgrades

1. Grundlagen

Bei dieser Messmethode macht man sich die Eigenschaft von linear polarisiertem Licht bei der Reflexion zu nutze. Trifft ein Lichtstrahl auf ein Medium, wird nach den Brechungsgesetzen von Snellius ein Teil gebrochen, der andere Teil wird im Einfallswinkel reflektiert.

Die Lichtreflexion ist in der nachfolgenden Abbildung dargestellt (Draufsicht auf die Einfallsebene).



[Abbildung. B-01]
Stahlengang an der Reflexionsplatte

Die Summe der Intensitäten I_D und I_R beider Strahlteile ergibt in der Regel die Intensität I_0 des einfallenden Lichtstrahls. Somit wird klar, dass die Intensität des gebrochenen Teiles stets kleiner ist, als die des Quellstrahles. Ausgehend von

$$I_D + I_R = I_0$$

Formel B-01

definiert man ein Verhältnis zwischen reflektierter und einfallender Intensität und nennt dieses Reflexionskoeffizient:

$$R = \frac{I_R}{I_0}$$

Formel B-02

Benutzt man nun die obige Gleichung (Formel B-01), lassen sich die Intensitäten in Abhängigkeit des Reflexionskoeffizienten ausdrücken:

$$I_R = R \cdot I_0$$

$$I_D = I_0 \cdot (1 - R)$$

Man kann experimentell feststellen, dass der Reflexionskoeffizient von der Polarisierung und vom Einfallswinkel des Lichtes abhängt. Benutzt man linear polarisiertes Licht, so gelten für die Reflexionskoeffizienten jeweils für senkrechte Polarisation und parallele Polarisation:

$$R_{\perp} = \left(\frac{\cos \alpha - n \cos \beta}{\cos \alpha + n \cos \beta} \right)^2$$

$$R_{\parallel} = \left(\frac{n \cos \alpha - \cos \beta}{n \cos \alpha + \cos \beta} \right)^2$$

Fällt das Licht in speziellen Winkeln ein, lassen sich dafür auch Reflexionskoeffizienten für spezielle Winkel finden. Diese Spezialfälle sind in dieser Tabelle dargestellt:

Einfallswinkel α	R_{\parallel}	R_{\perp}
0°	$[(n-1)/(n+1)]^2$	$[(n-1)/(n+1)]^2$
α_p	0	$[(n^2-1)/(n^2+1)]^2$
90°	1	1

$$[(n - 1)/(n + 1)]^2$$

Formel B-03

Der besondere Winkel α_p wird als Brewster Winkel bezeichnet. Er ist der Winkel, bei dem für linear polarisiertes Licht, dessen Welle parallel zur Einfallsebene auf ein Medium trifft, die Reflexion entfällt, I_0 in Gleichung (Formel B-02) ist somit null. In Kombination mit dem Brechungsgesetz von Snellijs lässt sich folgende Beziehung zwischen Brewster-Winkel und Brechzahl des verwendeten Mediums aufstellen:

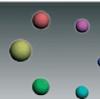
$$n = \tan \alpha_p$$

Formel B-04

Somit stehen uns mit den Gleichungen (Formel B-03) und (Formel B-04) zwei Methoden zur Verfügung, den Brechungsindex des verwendeten Materials zu bestimmen.

Die für diesen Versuch zur Verfügung stehende Messapparatur bestand aus einer Lichtquelle, die mit einer 12V Stromversorgung einen Quellen-Lichtstrahl der Stärke $I_0 = 9,45 \mu A$ lieferte. Dieser wurde durch ein konkav-konvaves Linsenpaar geschickt, welches zur Parallelisierung des Lichtes diente, bevor er durch eine Lochblende und einen Polarisationsfilter gelangte. Mit letzterem konnten wir wahlweise parallel polarisiertes oder senkrecht polarisiertes Licht erzeugen. Nach der Polarisierung erreichte der Strahl einen kreisförmigen Verdunklungsbehälter, in dessen Mitte sich der transparente – auf der Rückseite geschwärzte – Probekörper befand.

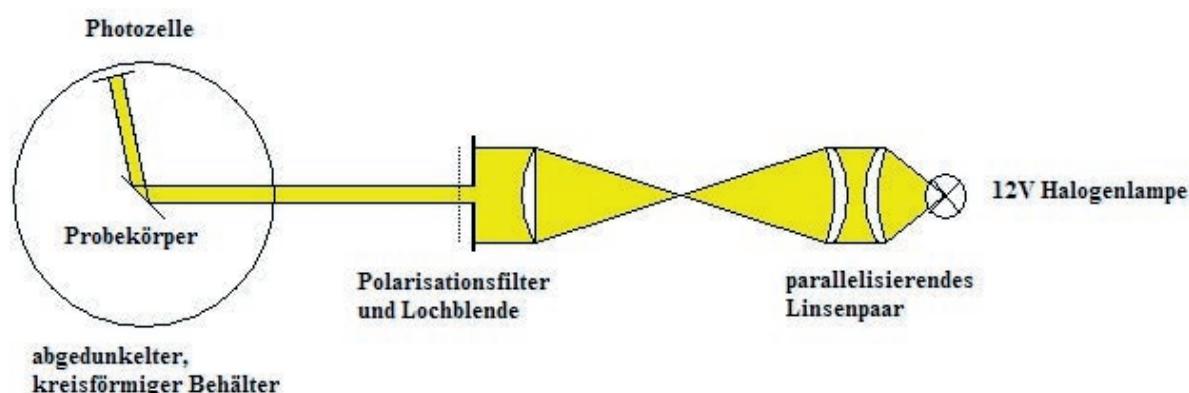
Wurde das Licht auf das Medium geworfen, entstand nach Abb. B-01 ein gebrochener Strahl I_D , der



auf der Rückseite des Mediums ausgetreten wäre, die Verdunkelung erhellt, und die Messergebnisse verfälscht hätte. Die Schwärzung verhinderte dies.

Nach Reflexion auf dem Medium registrierte eine an der Wand der Verdunkelung radial bewegliches Selenphotoelement den Photostrom.

Der Aufbau der Apparatur ist in der folgenden Abbildung veranschaulicht.



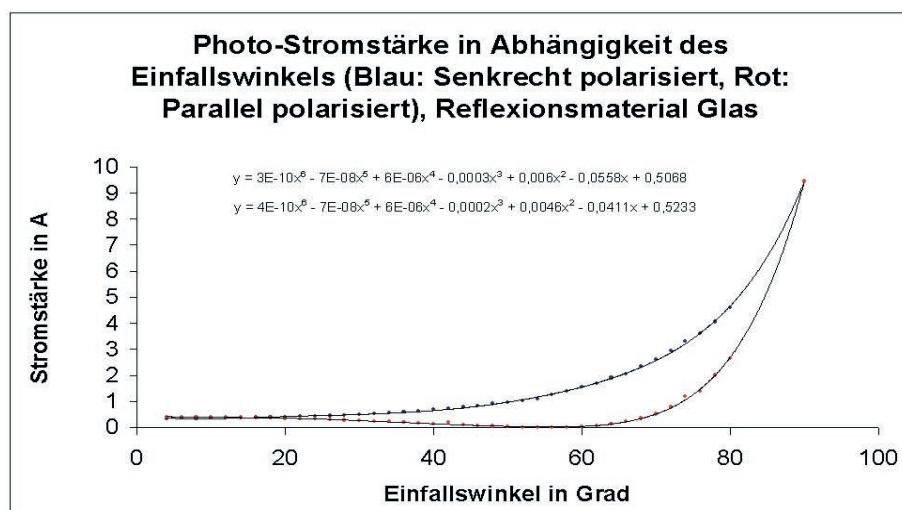
[Abbildung B-02]
Versuchsaufbau zur Messung des Brewsterwinkels (Draufsicht)

2. Auswertung

Gemessen wurde für zwei Reflexionsmedien (Kronglas und Polyethylen) jeweils der Photostrom, den die Photozelle in Abhängigkeit zum Einfallswinkel registrierte. Dieser wurde im Bereich von 4° bis 80° in 2° -Schritten variiert. Eine Messung darunter war uns deswegen nicht möglich, da nur ein Teil des Quellstrahles auf dem Selenphotoelement gemessen wurde. Sinnlos wäre es auch gewesen, Winkel über 80° zu messen, da die Photozelle irgendwann den Strahleingang zum abgedunkelten Behälter verdeckt hätte. Wir nahmen daher einfach für 90° die Intensität des Quellen-Lichtes an.

2.1 Reflexionsmedium Glas

Die Messergebnisse für Glas sind im folgenden Diagramm dargestellt.





Mit der ersten Messmethode, bei der die Gleichung (Formel B-03) benutzt wurde, haben wir zunächst das Programm Excel eine Kurvengleichung ermitteln lassen. Zu beachten war, dass wir den y-Achsenabschnitt als von null verschieden angeben mussten. Der ermittelte Achsenabschnitt hätte – wäre er messbar gewesen – dem Photostrom entsprochen, der beim Einfallswinkel von 0° für paralleles Licht registriert worden wäre. Mit diesem theoretischen Wert war es uns möglich R_{\parallel} auszurechnen. Nachdem wir die Gleichung (Formel B-03) nach dem Brechungsindex auflösten gelangten wir auf die Formel

$$n = \frac{1 + \sqrt{R_{\parallel}}}{1 - \sqrt{R_{\perp}}}$$

mit der wir den Brechungsindex zu

$$n_{Glas} = 1.61$$

bestimmten. Das entspricht einer Abweichung von ca. 7% vom Literaturwert, der bei $n = 1,51$ für Kronglas liegt.

Die andere Methode führte über die Bestimmung des Brewster-Winkels zum Erfolg. Hierzu wurde wieder mit Excel eine Ausgleichsgerade zu I_{\parallel} bestimmt. Beachtet werden musste, dass man den y-Achsenabschnitt zu null setzte, da das „Zu-Null-Setzen“ der Ausgleichsgeraden – was ja zur Bestimmung des Brewster-Winkels nötig war – nur zu komplexen Lösungen für den Winkel führte. Für den Brewster-Winkel für Glas erhielten wir dann

$$\alpha_p = 56.82^\circ$$

welcher ziemlich nahe am Literaturwert von $\alpha_p = 56.3^\circ$ liegt. Der Tangens dieses Winkels liefert den Brechungsindex

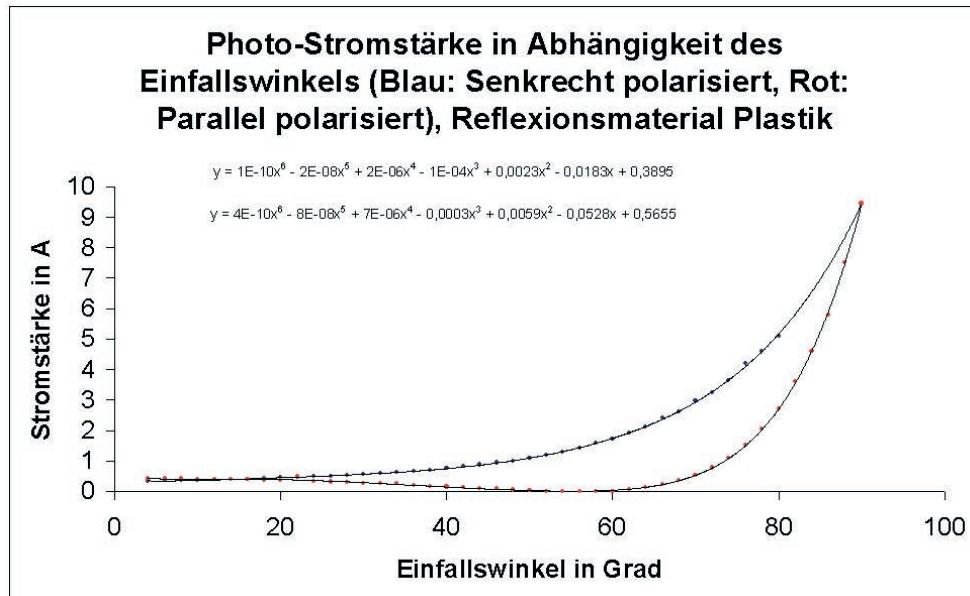
$$n_{Glas} = 1.53$$

welcher um 1,3% vom Literaturwert differiert.



2.2 Reflexionsmedium Polyethylen

Die Messergebnisse für das Medium Polyethylen/Plastik sind in folgendem Diagramm dargestellt.



Auch für Polyethylen wendeten wir die beiden Methoden für die Bestimmung des Brechungsindex an. Nach der Methode mit Gleichung (Formel B-03) erhielten wir für

$$n_{\text{Polyethylen}} = 1.56$$

was einer Abweichung von ca. 1.4% vom Literaturwert $n = 1.54$ entspricht. Über die Interpolationsmethode mit *Derive* (da das Polynom in Excel zu ungenau war) und unter zu Hilfenahme des Tangens bekamen wir folgenden Brechungsindex

$$\alpha_p = 55.60^\circ$$

$$n_{\text{Polyethylen}} = 1.46$$

Dies entspricht einer Abweichung von ca. 5.2 % vom Literaturwert $n = 1.54$.

Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit nach Foucault

1. Versuchsaufbau und Funktionsweise

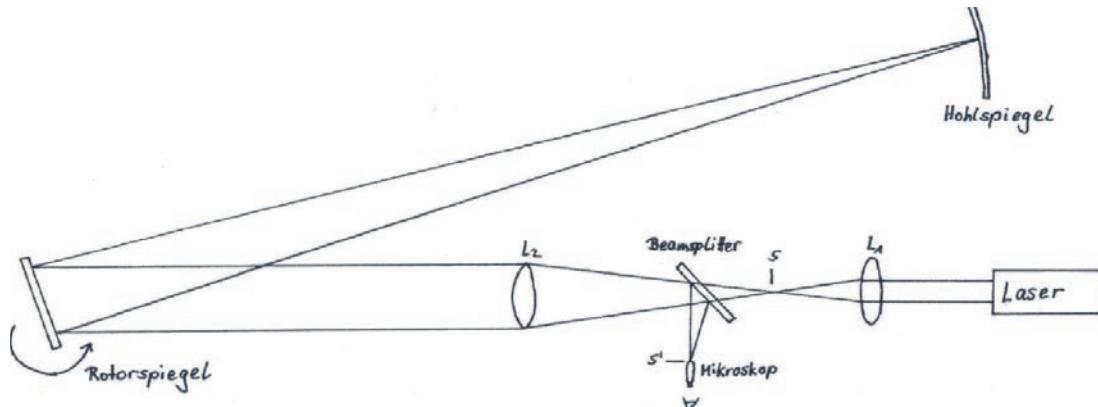


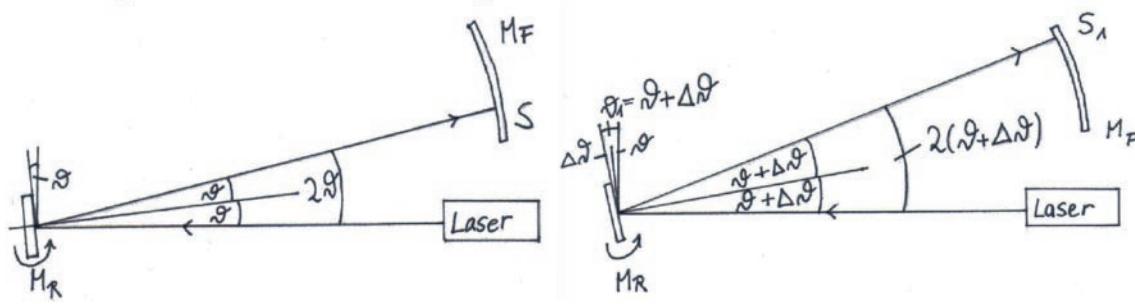
Abb. 3. Versuchsaufbau nach Focault

[Abbildung F-01]
Versuchsaufbau nach Focault

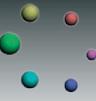
Wenn der Rottorspiegel sich in Ruhe befindet, verläuft das Licht folgendermaßen: Der vom Laser ausgesandte, parallele Lichtstrahl wird von der Linse L_1 in s gebündelt. Die Linse L_2 wird danach so positioniert, dass s vom Rottorspiegel reflektiert wird und in einem Punkt auf dem Hohlspiegel konzentriert wird. Der Hohlspiegel reflektiert das Licht auf dem gleichen Weg wieder zurück über den Rottorspiegel zu s . Damit man den reflektierten Punkt von s im Mikroskop beobachten kann, wird ein Strahlteiler (Beamsplitter) in den Strahlengang zwischen s und L_1 gebracht. Der reflektierte Punkt ist dann bei s' zu beobachten.

Wenn der Rottorspiegel sich nun mit geringer Geschwindigkeit dreht, bewegt sich der Bildpunkt über die Oberfläche des Hohlspiegels. Er wird aber auf Grund der sphärischen Gestalt des Hohlspiegels immer wieder zu s , bzw. s' zurück reflektiert. Wenn der Rottorspiegel sich nun aber mit hoher Geschwindigkeit bewegt, entsteht der reflektierte Bildpunkt nicht mehr bei s oder s' . Dies liegt daran, dass der Rottorspiegel sich um einen bestimmten Winkel $\Delta\theta$ weiterbewegt hat, wenn der Lichtstrahl, vom Hohlspiegel zurück reflektiert wird. Dadurch ist der im Mikroskop beobachtete Punkt um $\Delta s'$ verschoben.

2. Herleitung der Formel zur Berechnung der Lichtgeschwindigkeit



[Abbildung F-02 und F-03]

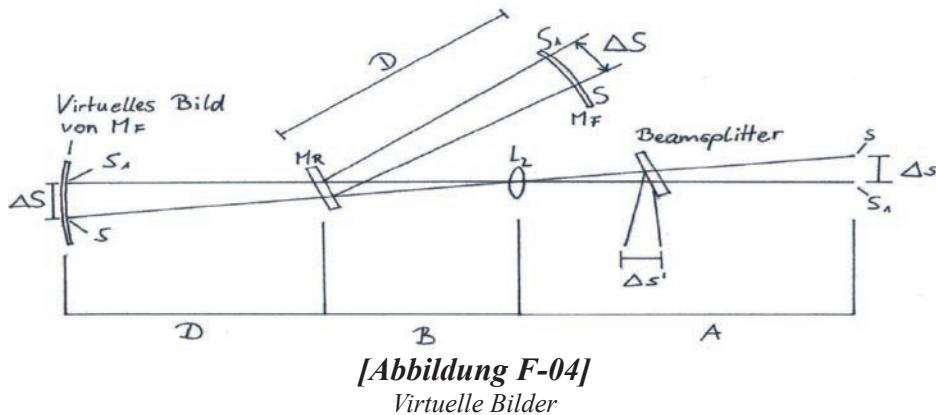


In Abb. F-02 trifft der vom Laser ausgesandte Lichtstrahl im Winkel θ zum Lot auf den Rotorspiegel, wird zum Hohlspiegel im Punkt S reflektiert und von diesem wieder zurück zum Hohlspiegel, wo er wieder im Winkel θ auftrifft. Der Winkel zwischen einfallendem und reflektiertem Strahl ist also 2θ . In Abb. F-02 hat sich der Rotorspiegel ein wenig später um $\Delta\theta$ weiterbewegt. Der Lichtstrahl trifft nun im Punkt S_1 auf den Hohlspiegel. Der Winkel zwischen einfallendem und reflektiertem Strahl ist hier $2(\theta + \Delta\theta)$.

Wenn die Strecke zwischen Rotorspiegel und Hohlspiegel mit D bezeichnet wird, so berechnet sich der Abstand zwischen S und S_1 wie folgt:

$$\Delta S = S_1 - S = D [2(\theta + \Delta\theta) - 2\theta] = 2D \cdot \Delta\theta \quad \text{Formel F-01}$$

Wenn der Rotorspiegel mit hoher Geschwindigkeit rotiert, findet ein Lichtstrahl, der unter einem Winkel θ vom Rotorspiegel zum Hohlspiegel reflektiert wird, bei seiner Rückkehr zum Rotorspiegel diesen um $\Delta\theta$ gedreht vor, also in der Position $\theta + \Delta\theta$. Er erreicht also nicht wieder s, sondern einen anderen Punkt, der zu berechnen ist.



Ein Lichtstrahl, der vom Hohlspiegel zum Rotationsspiegel zurück reflektiert wird, wirkt für einen Beobachter, der sich im Mittelpunkt von L_2 befindet, als würde er von hinter dem Rotationsspiegel kommen. Dabei liegt S_1 auf der optischen Achse und S in der Brennweite von L_2 . Aus den Strahlensätzen folgt:

$$\frac{A}{\Delta s} = \frac{D+B}{\Delta S} \rightarrow \Delta s = \Delta s' = \frac{A}{D+B} \cdot \Delta S \quad \text{Formel F-02}$$

Die Zeit, die das Licht benötigt, um vom Rotorspiegel zum Hohlspiegel und zurück zu gelangen berechnet sich wie folgt:

$$t = \frac{2D}{c}$$

In dieser Zeit bewegt sich der Rotorspiegel mit der konstanten Winkelgeschwindigkeit ω um $\Delta\theta$ weiter:

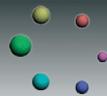
$$\Delta\theta = \omega \cdot t$$

Daraus folgt:

$$\Delta\theta = \frac{2\omega \cdot D}{c} \quad \text{Formel F-03}$$

Aus (1), (2) und (3) folgt:

$$\Delta s' = \frac{4AD^2\omega}{c(D+B)} \rightarrow c = \frac{4AD^2\omega}{\Delta s'(D+B)} = \frac{8\pi AD^2 f}{\Delta s'(D+B)} \quad \text{Formel F-04}$$



3. Messergebnisse und Auswertung

Für die Lichtgeschwindigkeitsbestimmung wurden je 3 Messwerte für die Drehung des Rotorspiegel im Uhrzeigersinn und entgegengesetzt aufgenommen. Dabei wurden die Verschiebung $\Delta s'$ und die Umdrehungszahl f des Rotationsspiegels gemessen. Mit A=0,254 m, B=0,482 m und D=8,75 m ergeben sich:

cw (clockwise)

$\Delta s' / \text{mm}$	f	c / 10^8 ms^{-1}
0,34	1504	2,342
0,25	1509	3,196
0,26	1508	3,071

ccw(counter-clockwise)

$\Delta s' / \text{mm}$	f	c / 10^8 ms^{-1}
0,33	1494	2,397
0,29	1464	2,673
0,21	1474	3,716

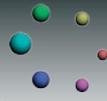
Aus den Messwerten resultiert eine Lichtgeschwindigkeit von $c = (2,90 \pm 0,60) \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$. Diese weicht um -3,3% vom Literaturwert ab.

4. Mögliche Fehlerquellen

Bei der Durchführung ohne zusätzliche Spiegel gab es Probleme, da der Raum (und damit die zurückgelegte Strecke) zu kurz war. Dadurch konnte D nicht die Brennweite des Hohlspiegels erreichen. Folglich war der im Mikroskop zu beobachtende Punkt, abgesehen von einem erkennbarem Helligkeitsmaximum in der Mitte, recht unscharf. Dadurch war auch das Bild bei bewegtem Rotorspiegel sehr verzerrt. Die Bestimmung der Mitte war demzufolge nur sehr subjektiv. Der Versuch der Bestimmung mit Spiegeln im Strahlengang scheiterte daran, dass der reflektierte Punkt nach Einschalten des Rotorspiegels nicht mehr aufzufinden war.

5. Vergleich beider Methoden zur Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit

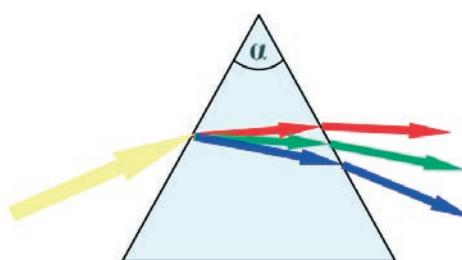
Bei der Phasenmethode ist es möglich außer Gasen auch Flüssigkeiten zu untersuchen, sofern diese in geeigneter Größe und Form vorliegen, z.B. zur Lichteinfallsrichtung senkrechte plane Begrenzungsfächen und ausreichende Länge auf der das Licht durch das Medium läuft. Bei der Methode von Foucault ist es jedoch schwierig, denn der Weg, den das Licht durch das zu untersuchende Medium zurücklegen muss, ist deutlich größer. Ein entscheidender Unterschied zwischen beiden Methoden ist aber der Aufwand. Während der Aufbau bei Foucault durch die erforderliche Genauigkeit recht kompliziert ist, kann man mit der Phasenverschiebungsmethode relativ einfach und ziemlich genau Lichtgeschwindigkeit und Brechungsindizes bestimmen.



Prismenspektrometer

1. Allgemeines

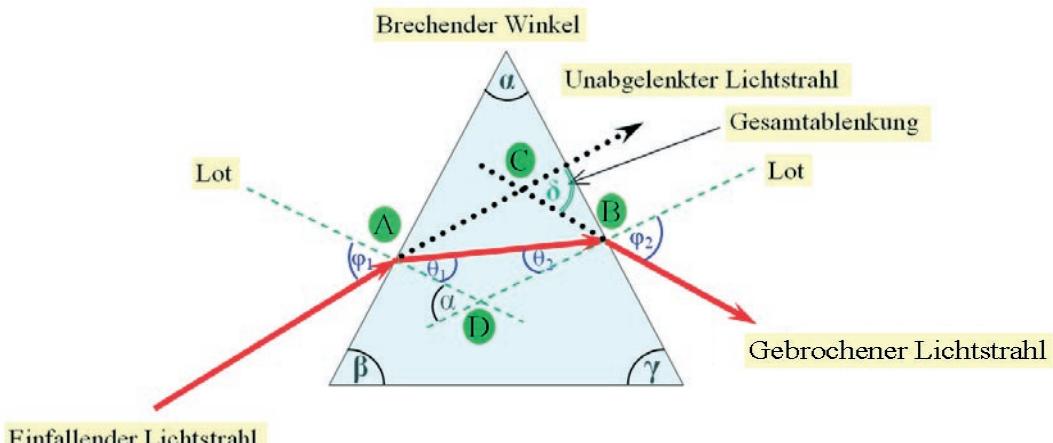
Ein optisches Prisma kann auf vielfältige Weise genutzt werden. Es besitzt die Eigenschaft Licht zu brechen. Diese Eigenschaft ist abhängig von der Wellenlänge des eintreffenden Lichtes. Jene Abhängigkeit nennt man *Dispersion*. Man spricht von einer *normalen* Dispersion wenn die Brechzahl mit zunehmender Wellenlänge abnimmt ($n_{blau} > n_{grün} > n_{rot}$). Das bedeutet blaues Licht ($\lambda \sim 450\text{nm}$) wird stärker beim Durchgang durch ein Prisma gebrochen als rotes ($\lambda \sim 750\text{nm}$) [Abbildung P-01]. Bei der *anomalen* Dispersion sind Brechungsindex und Wellenlänge direkt proportional. Unsere verwendeten Prismen weisen im sichtbaren Spektrum normale Dispersion auf.



[Abbildung P-01]

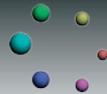
Hauptschnitt durch ein Prisma (α - brechender Winkel)
skizzierter Strahlendurchgang eines Sonnenlichtstrahls (normale Dispersion)

Eine Anwendungsmöglichkeit dieser Eigenschaften ist es bei bekannten Brechungsindizes des verwendeten Prismas die Wellenlänge eines Lichtbündels zu bestimmen. Umgekehrt kann man bei bekannten Wellenlängen des Lichtspektrums (z.B. in Metalldampflampen) den Brechungsindex eines Festkörpers (hier: Prisma) bestimmen. Bei beiden Methoden nutzt man das Prinzip der *Minimalablenkung* im Prisma aus.



[Abbildung P-02]

Brechung und Gesamtablenkung (δ) eines parallelen monochromatischen Lichtbündels
bei parallelen Durchgang durch den Hauptschnitt des Prismas



Die Abbildung P-02 deutet den Strahlenverlauf durch ein Prisma an. Das monochromatische parallele Lichtbündel fällt unter dem Winkel φ_1 auf das Prisma (Zeichenebene = Hauptschnitt). An beiden Flächen wird der Lichtstrahl gebrochen und er verlässt es unter dem Winkel φ_2 . Das Prisma besitze den Brechungsindex n_{Prisma} und es sei von Luft umgeben: $n_{\text{Luft}} \sim 1$. Dann gilt nach dem Gesetz von Snellius:

$$\sin \varphi_1 = n_{\text{Prisma}} \cdot \sin \theta_1 \quad \text{und} \quad n_{\text{Prisma}} \cdot \sin \theta_2 = \sin \varphi_2 \quad \text{Formel P-01}$$

Betrachtet man im obigen Bild das Dreieck ABC so erkennt man folgenden Zusammenhang:

$$\delta = (\varphi_1 - \theta_1) + (\varphi_2 - \theta_2) \quad \text{Formel P-02}$$

und im Dreieck ABD:

$$\alpha = \theta_1 + \theta_2 \quad \text{Formel P-03}$$

daraus folgt für den Winkel δ :

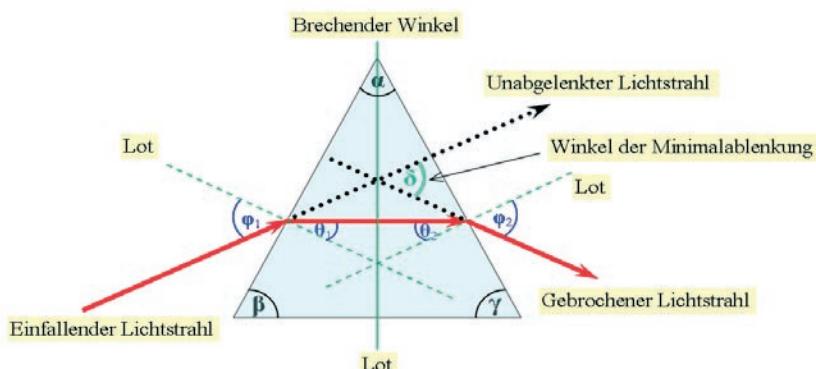
$$\delta = \varphi_1 + \varphi_2 - \alpha \quad \text{Formel P-04}$$

Die Ablenkung des Lichtstrahles hängt also nur von dem Einfallswinkel φ_1 , dem brechenden Winkel α und dem Winkel φ_2 , der wiederum abhängig ist vom Brechungsindex n_{Prisma} . Somit lässt sich folgender Zusammenhang aufstellen:

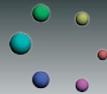
Da wir die Minimalablenkung suchen, stellt sich die Fragen wann δ einen Extremwert annimmt.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \delta}{\partial \alpha} = 0 &\Leftrightarrow \frac{\cos \theta_1}{\cos \varphi_1} = \frac{\cos \theta_2}{\cos \varphi_2} \\ (n^2 - 1) \cdot (\sin^2 \varphi_1 - \sin^2 \varphi_2) &= 0 \\ \text{wenn } n_{\text{Prisma}} \neq 1 &\Rightarrow \varphi_1 = \varphi_2 \\ \Rightarrow \varphi_1 = \varphi_2 &= \frac{\alpha + \delta_{\min}}{2} \quad \text{bzw. } \theta_1 + \theta_2 = \frac{\alpha}{2} \\ \Rightarrow n &= \frac{\sin[\frac{1}{2}(\alpha + \delta_{\min})]}{\sin(\frac{1}{2}\alpha)} \end{aligned} \quad \text{Formel P-05}$$

Aus diesen Gleichungen folgt, dass es zu einer Minimalablenkung des Lichtbündels kommt, wenn dieses das Prisma symmetrisch durchsetzt [Abbildung P-03].

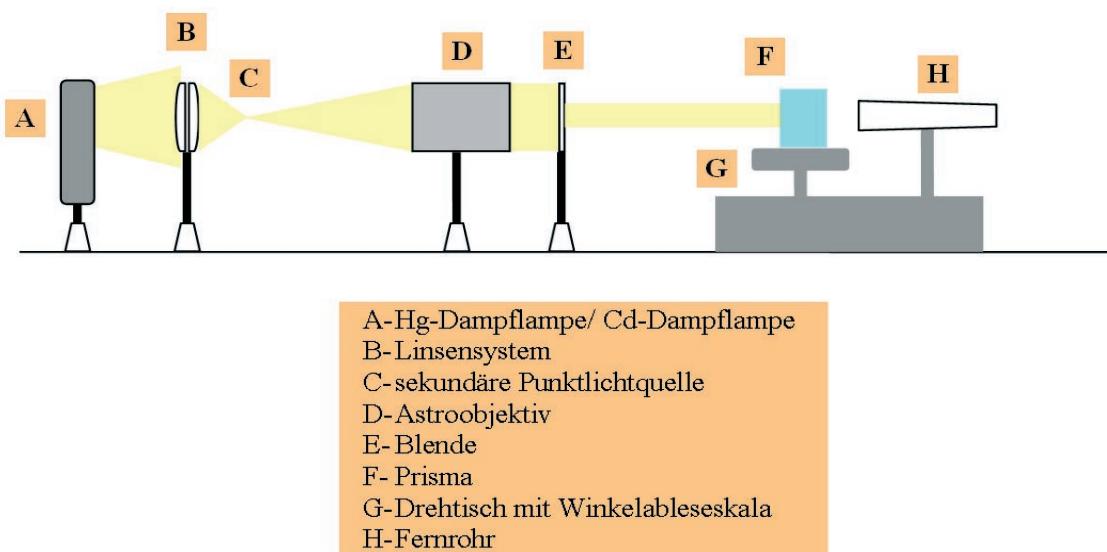


[Abbildung P-03]
symmetrischer Strahlendurchgang durch das Prisma

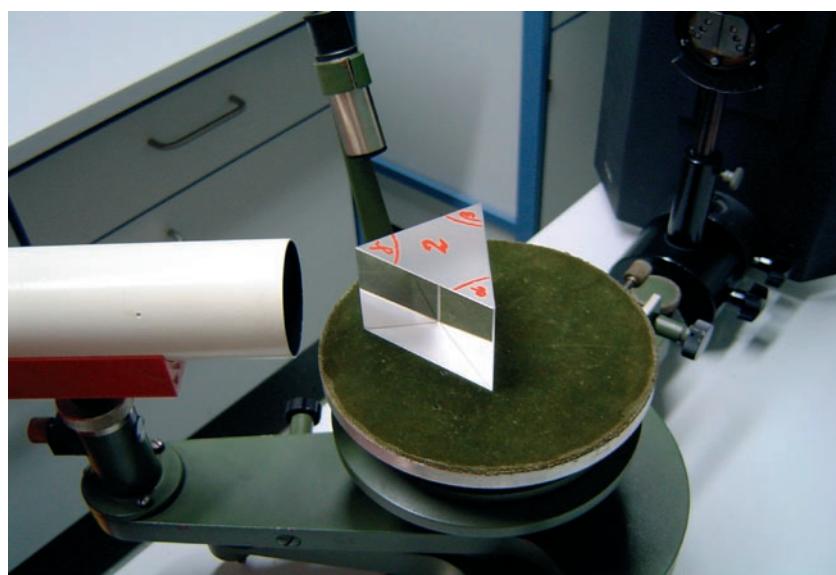


2. Versuchsdurchführung

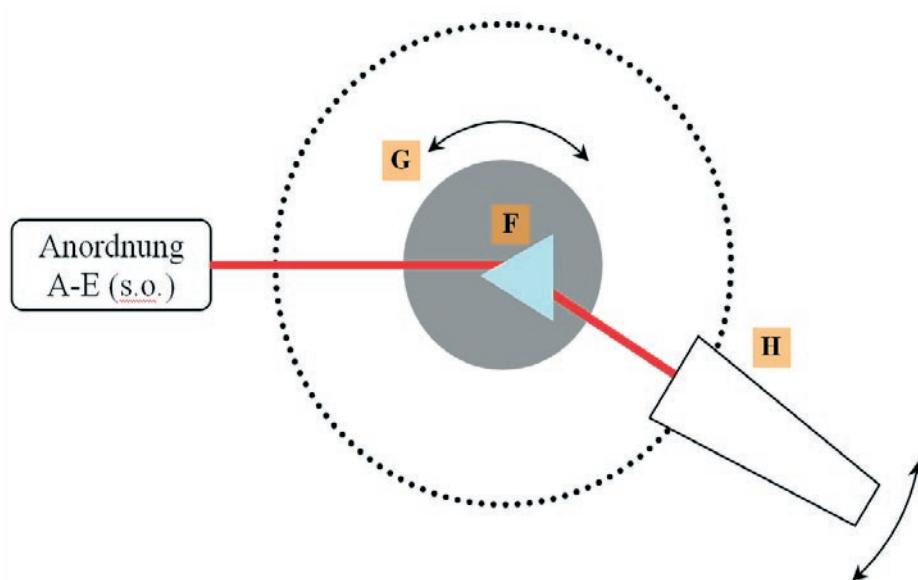
Der Versuchsaufbau gestaltet sich ähnlich dem zu den Newtonschen Ringen. Es gibt eine Anordnung optischer Geräte die dazu dient das Licht einer Lampe zu parallelisieren (Kollimator-Anordnung). Eine Monochromatisierung findet nicht statt, da man die verschiedenen Linien des Emissionsspektrum der Metalldampflampe beobachten möchte. Diese verschiedenfarbigen Linien des Spektrums entstehen, wenn die Außenelektronen des Metalls auf höhere Energienbahnen gehoben werden (durch äußere Energiezufuhr) und beim „Zurückfallen“ in niedrigere Energieniveaus Photonen spezifischer Wellenlänge emittieren. Diese Photonen sind charakteristisch für jedes Element. Wir haben für unsere Versuche einmal eine Cadmium- und einmal eine Quecksilberdampflampe verwendet. (Linienpektren – siehe unten)



[Abbildung P-04]
Schematischer Versuchsaufbau des Spektrometers (Seitenansicht)



[Abbildung P-05]
Versuchsaufbau des Spektrometers



[Abbildung P-06]
Schematischer Versuchsaufbau des Spektrometers (Draufsicht)

Um den Winkel der Minimalablenkung zu finden, bewegt man das Prisma langsam auf dem Drehtisch, während man gleichzeitig mit dem Fernrohr nach dem Linienspektrum sucht. Sobald man die Spektrallinien gefunden hat, bewegt man den Prismentisch in eine Richtung weiter und folgt mit dem Fernrohr solange bis der Umkehrpunkt der Linien erreicht ist und diese sich bei Weiterbewegung in entgegengesetzter Richtung bewegen. An dem Wendepunkt der jeweiligen Spektrallinie liest man den Winkel am Nonius ab. Die Differenz mit dem abgelesenen Winkel des nicht gebrochenen Lichtstrahls (Aufbau ohne Prisma) ergibt dann den Winkel der Minimalablenkung. Dieser wird für jede Spektrallinie und für jeden brechenden Winkel des Prismas gemessen.

Bestimmte Linien sind üblich für die Messungen physikalischer Größen. Diese Linien sind nach Buchstaben (groß und klein) bezeichnet. Auf diese Wellenlängen beziehen sich z.B. Tabellenwerte in den gängigen Nachschlagewerken. Der Buchstabe kennzeichnet also eine spezifische Wellenlänge und Farbe im allgemeinen Spektralbild. Die folgend kursiv gekennzeichneten Linien sind die Vergleichsgrößen für unsere Messungen.

Das Spektrum der *Cadmiumdampflampe* hat folgende Linien und Wellenlängen:

Spektralbild	Liniifarbe	Intensität	Name	Wellenlänge (nm)
	<i>Rot</i>	stark	<i>C'</i>	643,85
	<i>Grün</i>	stark		508,58
	<i>Blaugrün</i>	stark	<i>F'</i>	479,99
	<i>Blau</i>	stark		467,82
	<i>Dunkelblau</i>	mittel		441,46

Das Spektrum der *Quecksilberdampflampe* hat folgende Linien und Wellenlängen:

Spektralbild	Liniifarbe	Intensität	Name	Wellenlänge (nm)
	<i>Rot</i>	schwach		690,72
	<i>Gelb</i>	stark		578,02
	<i>Grün</i>	stark	<i>e</i>	546,07
	<i>Blaugrün</i>	mittel		491,60
	<i>Blau</i>	stark	<i>g</i>	435,85
	<i>Lila</i>	mittel	<i>h'</i>	404,66



3. Ergebnisse

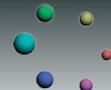
Für unseren Versuch standen zwei verschiedene Prismen zur Verfügung. Die Bestimmung der brechenden Winkel wurde mit einem Winkelmeßgerät vorgenommen.

Brechender Winkel	Prisma 1	Prisma 2
α	51°	52°
β	72°	63°
γ	57°	65°

Die Messungen unter dem Licht der Cd-Lampe brachten folgende Ergebnisse für die Minimalablenkungen zu Tage:

Prisma	Winkel	Alpha		Beta		Gamma		
		Grad	Minute	Grad	Minute	Grad	Minute	
1	Einfallwinkel (ungebrochener Strahl)	122	57	-	-	122	04	
Prisma 1	Messwinkel (absolut)	rot	159	07	-	-	165	37
		grün	160	02	-	-	166	48
		blaugrün	160	21	-	-	167	08
		blau	160	32	-	-	167	25
		dunkelblau	160	57	-	-	167	52
Prisma 1	Ablenkwinkel (kleinster)	rot	36,167	-	-	43,550		
		grün	37,083	-	-	44,683		
		blaugrün	37,400	-	-	45,067		
		blau	37,583	-	-	45,350		
		dunkelblau	38,000	-	-	45,800		

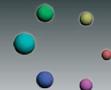
Prisma	Winkel	Alpha		Beta		Gamma		
		Grad	Minute	Grad	Minute	Grad	Minute	
2	Einfallwinkel (ungebrochener Strahl)	120	35	120	33	120	24	
Prisma 2	Messwinkel (absolut)	rot	156	47	167	54	173	32
		grün	157	31	169	02	174	51
		blaugrün	157	48	169	25	175	21
		blau	157	56	169	58	175	35
		dunkelblau	158	14	170	05	176	10
Prisma 2	Ablenkwinkel (kleinster)	rot	36,200	-	47,350	-	53,133	
		grün	36,933	-	48,483	-	54,483	
		blaugrün	37,217	-	48,867	-	54,950	
		blau	37,350	-	49,417	-	55,183	
		dunkelblau	37,650	-	49,533	-	55,767	



Die Messungen unter dem Licht der Hg-Lampe brachten folgende Ergebnisse für die Minimalablenkungen zu Tage:

Prisma 1	Winkel		Alpha		Beta		Gamma	
			Grad	Minute	Grad	Minute	Grad	Minute
	Einfallwinkel (ungebrochener Strahl)		121	11	-	-	121	14
	Messwinkel (absolut)	rot	158	38	-	-	165	00
		gelb	158	55	-	-	165	18
		grün	159	10	-	-	165	37
		blaugrün	159	38	-	-	166	13
		blau	160	23	-	-	167	08
		lila	161	02	-	-	167	54
	Ablenkwinkel (kleinster)	rot	37,450		-	-	43,767	
		gelb	37,733		-	-	44,067	
		grün	37,983		-	-	44,383	
		blaugrün	38,450		-	-	44,893	
		blau	39,200		-	-	45,900	
		lila	39,850		-	-	46,667	

Prisma 2	Winkel		Alpha		Beta		Gamma	
			Grad	Minute	Grad	Minute	Grad	Minute
	Einfallwinkel (ungebrochener Strahl)		121	12	121	12	121	10
	Messwinkel (absolut)	rot	157	20	168	59	174	36
		gelb	157	32	169	16	174	58
		grün	157	43	169	33	175	14
		blaugrün	158	07	170	10	176	00
		blau	158	48	171	06	177	08
		lila	159	16	171	51	178	03
	Ablenkwinkel (kleinster)	rot	36,133		47,783		53,433	
		gelb	36,333		48,067		53,800	
		grün	36,517		48,350		54,067	
		blaugrün	36,917		48,967		54,833	
		blau	37,600		49,900		55,967	
		lila	38,067		50,650		56,883	



Mit diesen erhaltenen Winkeln der Minimalablenkung kann nun der Brechungsindex des Prismas bestimmt werden. Da wir die Daten mit Tabellenwerten vergleichen bestimmen wir nur für in den Tabellen hervorgehobenen Werten den Brechungsindex (also für die C'- und F'-Linie bzw. für die e-, g- und h'-Linie).

Unsere Ergebnisse für die Brechungsindizes:

Cadmiumdampflampe		Alpha	Beta	Gamma	Durchschnitt
Prisma 1					
C'-Linie	Rot	1,601	-	1,612	1,607
F'-Linie	Blaugrün	1,619	-	1,629	1,624
Prisma 2					
C'-Linie	Rot	1,587	1,571	1,596	1,585
F'-Linie	Blaugrün	1,602	1,585	1,611	1,600

Quecksilberdampflampe		Alpha	Beta	Gamma	Durchschnitt
Prisma 1					
e-Linie	Grün	1,628	-	1,622	1,625
g-Linie	Blau	1,645	-	1,639	1,642
h'-Linie	Lila	1,655	-	1,648	1,651
Prisma 2					
e-Linie	Grün	1,592	1,581	1,604	1,592
g-Linie	Blau	1,607	1,595	1,620	1,607
h'-Linie	Lila	1,614	1,602	1,627	1,614

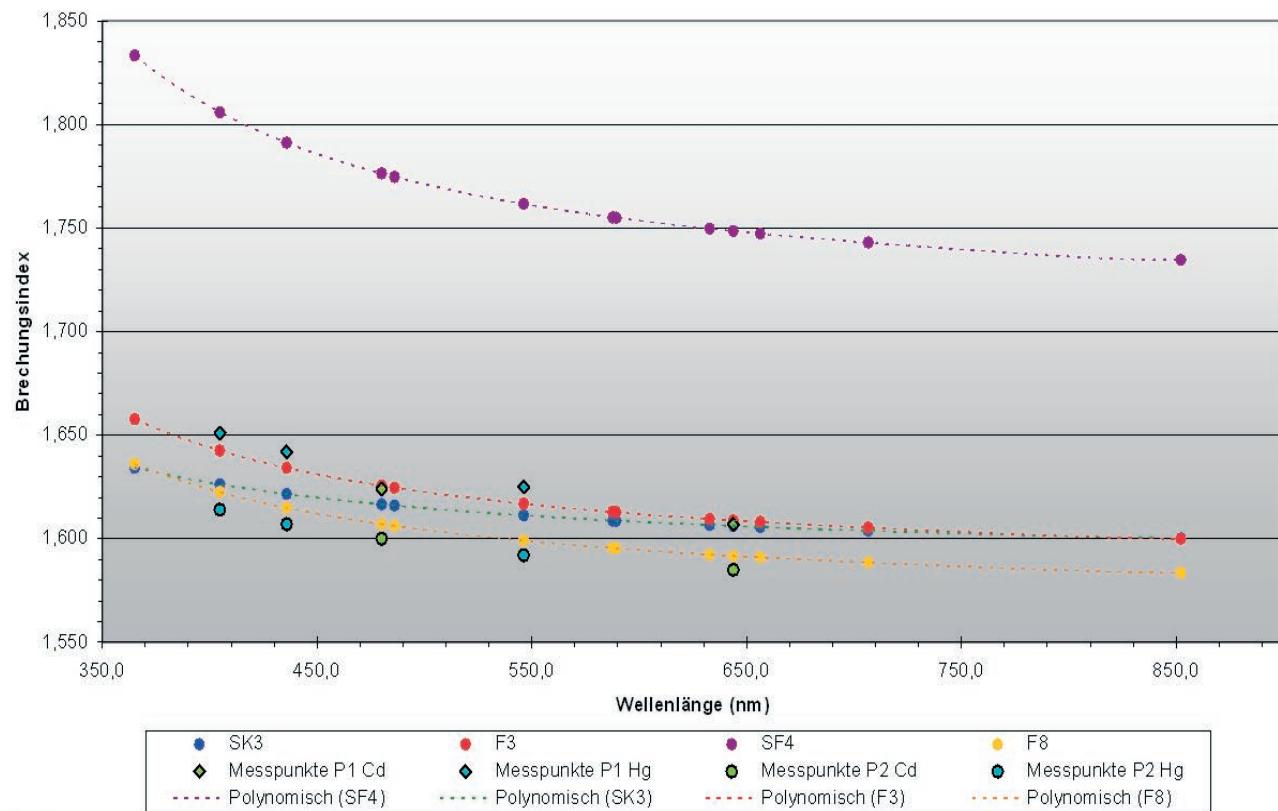
Um unsere erhaltenen Messwerte vergleichen zu können, griffen wir zunächst auf das Buch *Kohlrausch, Praktische Physik (Band 3), S.405, Verlag B.G. Teubner, Stuttgart 1996* zurück. Um aber weitere Dispersionskurven für verschiedene Glassorten zu erhalten, haben wir auf die Datenbank der Internetseite <http://glassbank.ifmo.ru/eng/> zurückgegriffen. Diese Seite enthält eine Vielzahl an Daten über eine große Anzahl von Gläsern. Die im Diagramm (s.u.) dargestellten Werte sind von dieser Seite bezogen.

Die Messwerte des ersten Prismas weichen nur sehr geringfügig von der Kurve des Glases F3 (ein Flintglas) ab. Die Abweichung beträgt weniger als ein halbes Prozent. Wir schließen daraus, dass es aus eben diesen Material besteht.

Das zweite Prisma lässt sich schwerer einordnen, da dessen Messwerte für den Brechungsindex stets unter denen des ersten bei gleicher Wellenlänge lagen. Das schließt für uns aus, dass beide Prismen aus dem gleichen Material bestehen, vielmehr wird das zweite Prisma aus einem schweren Kronglas (SK-x) oder einem anderen (höheren) Flintglas (F3+) bestehen.



Brechzahlen unterschiedlicher Glassorten bei verschiedenen Wellenlängen



4. Eignung der Methode zur Bestimmung des Brechungsindex

Die Methode des Prismenspektrometers eignet sich sehr gut zur Bestimmung des Brechungsindex eines durchsichtigen Festkörpers mit brechender Kante. Die einzelnen Spektrallinien der Metalldampflampen lassen sich sehr gut erkennen und ablesen. Somit lässt sich der Brechungsindex ebenfalls sehr genau bestimmen. Die Kenntnis der Wellenlängen der einzelnen Spektrallinien vorausgesetzt. Bei dem Prisma 1 welches aus dem Flintglas F3 bestand, wichen der ermittelte Brechungsindex um nur 0,1% von dem Tabellenwert ab (Abweichung in der dritten Nachkommastelle des Brechungsindex). Bei einem unbekannten Material kann man, ob der Fülle optischer Gläser, den Werkstoff nur eingrenzen.

Bei schwer durchsichtigen Gläsern (Prismen, z.B. aus Bernstein, o.ä.) würde wahrscheinlich nur die subjektive Wahrnehmung des Durchführenden dieser Messmethode Grenzen setzen. Reine Flüssigkeiten oder Gase scheiden aus, da man eine brechende Kante zur Ermittlung des jeweiligen Brechungsindex benötigt. Interessant wäre es zu versuchen, in wie weit es möglich ist den Brechungsindex einer flüssigen oder gasförmigen Substanz innerhalb eines hohlen Prismas (quasi in einem „Aquarium“) zu bestimmen. Da sich am symmetrischen Strahlendurchgang durch das Medium im Prisma zur Bestimmung des Winkels der Minimalablenkung nichts ändert.

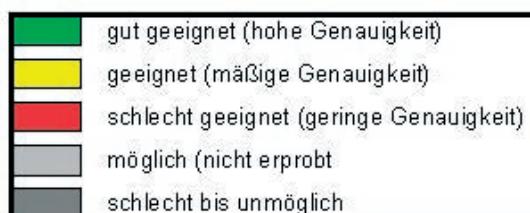
Schlusswort

In der letzten Woche hatten wir Gelegenheit uns ausführlich mit verschiedenen Messmethoden zur Bestimmung des Brechungsindex verschiedener Stoffe auseinanderzusetzen.

Die einzelnen Messmethoden führten zu unterschiedlich genauen Ergebnissen, auch hat sich nicht jede Messmethode für jede Stoffphase (fest, flüssig, gasförmig) geeignet.

Wir fassen dehalb noch einmal unsere Ergebnisse in einer Übersicht zusammen (die Einteilung erfolgte rein subjektiv und stellt keine Wertung der Methoden dar):

Messmethode	Aggregatzustand des untersuchten Stoffes		
	fest	flüssig	gasförmig
Michelson Interferometer			grün
Newtonische Ringe	grau	rot	gelb
Lichtgeschwindigkeit nach Phasenverschiebung	grau	grün	grün
Brewsterwinkel	gelb	grau	grau
Lichtgeschwindigkeit nach Foucault	grau	grau	grün
Prisma	grün	grau	grau
Abbe- Refraktometer	gelb	grün	grau



Thomas Manicke

Florian Titze

Nadine Giese

Daniel Lecher

Christof Zink

Henning Kurzke



Quellen

Bücher:

Bergmann, L., Schäfer, C.; Lehrbuch der Experimentalphysik; deGruyter-Verlag, Berlin 1992
Halliday, D., Resnick, R., Walker, J.; Physik; Wiley-VCH; Weinheim 2003
Dorn, F., Bader, F.; Physik, Band Optik; Schroedel Verlag; Hannover 1976
Kohlrausch, R.; Praktische Physik (Band 3); Verlag B.G. Teubner; Stuttgart 1996
Geschke, D.; Physikalisches Praktikum; Verlag B.G. Teubner; Leipzig 1998
Walcher, W.; Praktikum der Physik; Verlag B.G. Teubner; Stuttgart 1994

World wide web:

<http://glassbank.ifmo.ru/eng/index.php>
<http://www.wikipedia.de>

Kompetenzen die hier namentlich nicht erwähnt werden wollen.