

# PS4

Spektroskopie und Interferometrie

Version vom 14. Februar 2014

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Auflösungsvermögen eines Gitters</b>	<b>1</b>
1.1	Grundlagen	1
1.1.1	Begriffe	1
1.1.2	Beugung und Interferenz am Gitter	1
1.1.3	Spektrales Auflösungsvermögen	3
1.2	Aufgabenstellung	5
1.3	Versuchsaufbau und Durchführung	5
1.4	Literaturangaben	7
<b>2</b>	<b>Spektrometrie</b>	<b>8</b>
2.1	Grundlagen	8
2.1.1	Begriffe	8
2.1.2	Wechselwirkung von Licht mit Materie	8
2.1.3	Spektroskopische Identifikation unbekannter Substanzen	12
2.1.4	Neodym und Praseodym	13
2.1.5	Interferenzfilter	14
2.2	Spektroskopische Bestimmung einer unbekannten Substanz	16
2.2.1	Aufgabenstellung	16
2.2.2	Versuchsaufbau und Durchführung	16
2.2.3	Hinweise zur Protokollierung	19
2.3	Spektren optischer Filter	19
2.3.1	Aufgabenstellung	19
2.3.2	Versuchsaufbau und Durchführung	20
2.3.3	Hinweise zur Protokollierung	22
2.4	Literaturangaben	22
<b>3</b>	<b>Michelson-Interferometer</b>	<b>23</b>
3.1	Grundlagen	23
3.1.1	Begriffe	23
3.1.2	Interferometrie	23
3.2	Aufgabenstellung	24
3.3	Versuchsaufbau und Durchführung	24
3.3.1	Aufstellen und Justieren	25
3.3.2	Wellenlängenmessung	27
3.4	Literaturangaben	28

## Lehr/Lernziele

- Vertraut werden mit spektroskopischen Methoden.
- Kennenlernen unterschiedlicher Anwendungen der Effekte von Wechselwirkungen zwischen Licht und Materie
- Vertiefung und Anwendung des Wissens über Beugung und Interferenz.
- Kenntnisse über spektrales Auflösungsvermögen anwenden und vertiefen.
- Durchführung komplexer Messungen mit optischen Geräten (Spektrometer, Gitter, Interferometer, ...)
- Das Justieren optischer Strahlengänge soll geübt werden.
- Fehlerabschätzung, Erkennen von Fehlerquellen und Fehlerrechnung.

## 1 Auflösungsvermögen eines Gitters

### 1.1 Grundlagen

Im Wintersemester wurde Interferenz vor allem in der Form von Beugungserscheinungen (Beugung am Spalt, Doppelspalt, Gitter) untersucht. Diese Versuche dienen zum grundsätzlichen Verständnis der Wellennatur des Lichtes.

Im Beispiel "Auflösungsvermögen eines Gitters" wird auf die Bedeutung der Interferenz elektromagnetischer Wellen für das spektrale Auflösungsvermögen eingegangen.

#### 1.1.1 Begriffe

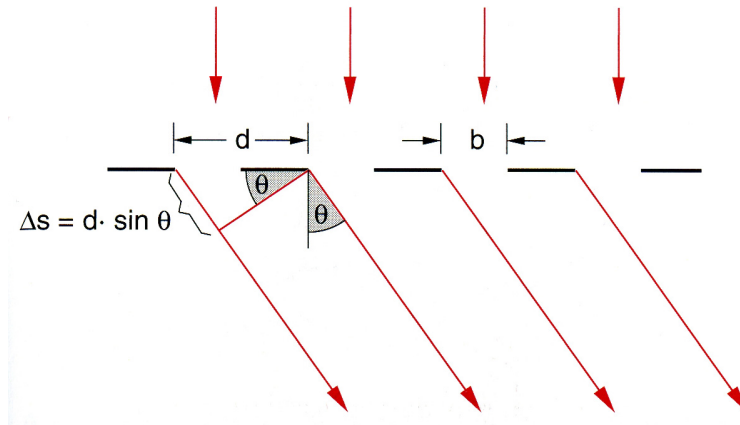
Spektrales Auflösungsvermögen eines Gitters, Interferenz, Kohärenz, Gitterkonstante, Kreisnonius.

#### 1.1.2 Beugung und Interferenz am Gitter

Ist  $b$  die Breite der Spaltöffnung,  $d$  der Spaltabstand und  $N$  die Anzahl der Spalte (Gitterlinien), so ist  $N \cdot d$  die Größe des wirksamen Beugungsgitters. Fällt Licht als ebene elektroma-

gnetische Welle (Frauenhofer-Beugung) auf ein Beugungsgitter (siehe Abbildung 1) dieser Bauart, wird die Intensitätsverteilung  $I(\theta)$  durch die zwei folgenden Faktoren definiert:

- Beugung an jedem einzelnen Spalt. Hier geht die Form der Spalte (Spaltbreite) ein. Dieser Term wird Spaltfunktion oder Formfaktor  $F$  genannt.
- Interferenz der an den einzelnen Spalten abgebeugten Lichtstrahlen (-bündel). Hier geht ein, in welchem Abstand die Spalte liegen. Dieser Term wird Interferenzterm oder Strukturfaktor  $S$  genannt.

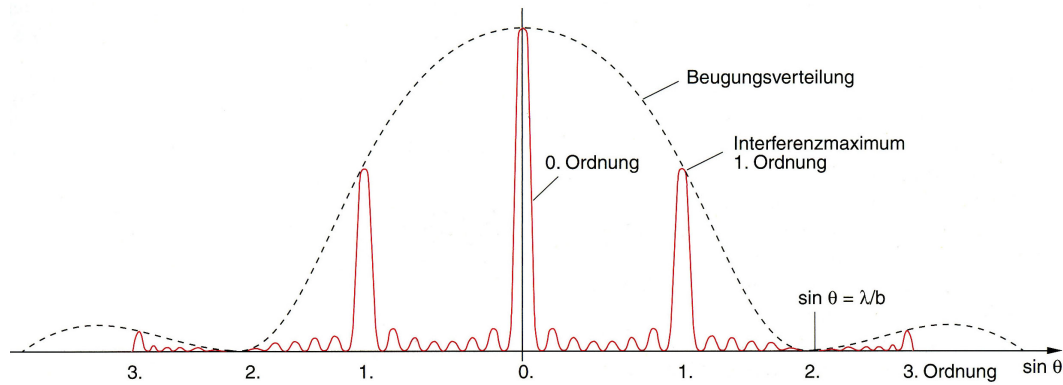


**Abbildung 1:** Beugungsgitter mit Spaltbreite  $b$  und Spaltabstand  $d$  (siehe Demtröder).

Bei senkrechtem Einfall von Licht auf ein Beugungsgitter lässt sich  $I(\theta)$  mit folgender Formel (ausführlich in der WS-Praktikumseinheit PW8-Wellenoptik-Interferenz behandelt) berechnen:

$$I(\theta) = I_0 \cdot \underbrace{\frac{\sin^2(\pi(b/\lambda)\sin\theta)}{(\pi(b/\lambda)\sin\theta)^2}}_{\text{Spaltfunktion}} \cdot \underbrace{\frac{\sin^2(N\pi(d/\lambda)\sin\theta)}{\sin^2(\pi(d/\lambda)\sin\theta)}}_{\text{Interferenzterm}} \quad (1)$$

In der Abb. 2 ist die berechnete Intensitätsverteilung eines Beugungsgitters dargestellt.



**Abbildung 2:** Verteilung der Intensität für ein Beugungsgitter mit acht Spalten ( $N = 8$ ), wobei  $d/b = 2$  ist (siehe Demtröder).

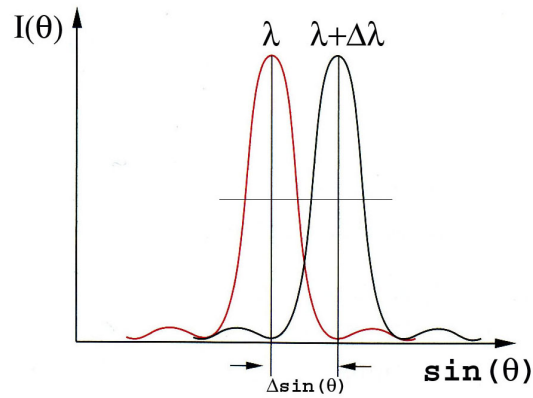
$I(\theta)$  hat Maxima in denjenigen Richtungen, für welche der Wegunterschied  $\Delta s$  zwischen äquivalenten Teilbündeln aus benachbarten Spalten ein ganzzahliges Vielfache der Wellenlänge  $\lambda$  ist ( $\Delta s = d \cdot \sin\theta = m \cdot \lambda$ ).

Die gestrichelte Einhüllende (=Spaltfunktion) der Maxima entsteht durch Beugungsphänomene an den Einzelspalten des Gitters. Die Interferenzmaxima und -minima resultieren aus dem Interferenzterm und ihre Form ist durch die Zahl  $N$  der Spalte und deren Abstand  $d$  gegeben. Es wird zwischen primären und sekundären Interferenzmaxima unterschieden. Die primären Interferenzmaxima berühren die gestrichelte Einhüllende. Mit zunehmender Zahl  $N$  der Spalte werden sie enger und schärfer. Die Intensität der sekundären Maxima ist umgekehrt proportional zu  $N^2$  und nimmt daher schnell mit der Zahl der Spalte ab. Bei  $N$  Spalten liegen zwischen den primären Maxima  $N - 2$  sekundäre Maxima und  $N - 1$  Minima. Im obigen Beispiel (Abb. 2) für ein Gitter mit acht Spalte treten im Interferenz-Beugungsmuster zwischen den primären Maxima jeweils sieben Minima und sechs sekundäre Maxima auf.

Mit wachsenden  $N$  wird die Intensität der Nebenmaxima immer geringer. Bei optischen Gittern mit sehr großen  $N(10^3 - 10^5)$  ist die Intensität zwischen den primären Maxima praktisch Null und es herrscht Dunkelheit in den Zwischenräumen.

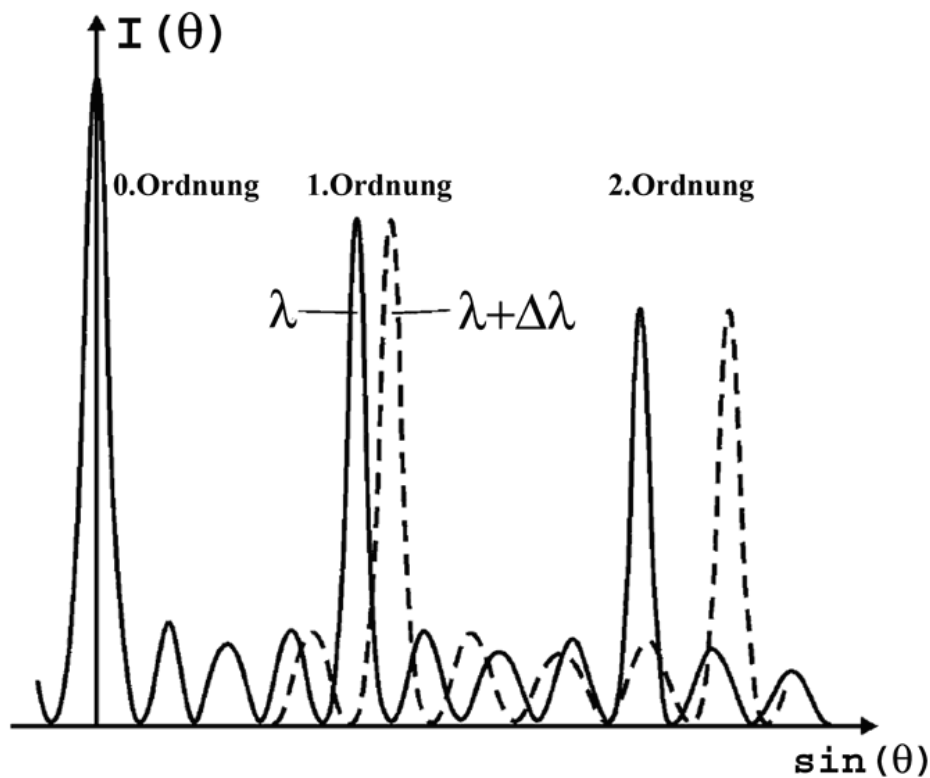
### 1.1.3 Spektrales Auflösungsvermögen

Die Intensität der Maxima ist auch für sehr hohe Werte von  $N$  nicht unendlich scharf (eine Linie) sondern winkelverbreitert. Zwei benachbarte Wellenlängen ( $\lambda$  und  $\lambda + \Delta\lambda$ ) sind getrennt beobachtbar (=auflösbar), wenn ihre unterschiedlichen Ablenkwinkel der Intensitätsmaxima sich mindestens um eine volle Halbwertsbreite unterscheiden (siehe Abbildung 3).



**Abbildung 3:** Zum spektralen Auflösungsvermögen.

Das spektrale Auflösungsvermögen ( $A = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ ) eines Gitters ist durch Ordnung  $n$  und wirksame Strichzahl  $N$  bestimmt. Die Abbildung 4 zeigt die Intensitätsverteilung an einem Gitter mit  $N = 5$  für zwei benachbarte Wellenlängen. Mit zunehmender Ordnung werden die Abstände der Maxima größer, somit nimmt das Auflösungsvermögen zu. Allerdings nimmt auch die Intensität deutlich ab und begrenzt somit die spektrale Auflösung.



**Abbildung 4:** Spektrales Auflösungsvermögen an einem Gitter mit  $N=5$  Gitterlinien.

Verkleinert man die wirksame Strichzahl, so lässt sich erreichen, dass nahe benachbarte

Linien nicht mehr getrennt (aufgelöst) werden können. Auch über die Differenz der eben nicht mehr (oder gerade noch) trennbaren Wellenlängen  $\Delta\lambda$  kann das Auflösungsvermögen ausgedrückt werden.

Zusammenfassend gilt für das spektrale Auflösungsvermögen:

$$A = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = n \cdot N \quad (2)$$

In diesem Beispiel wird die gelbe Doppellinie der Quecksilberdampf-Lampe verwendet. Die Wellenlänge der Hg-Linien sind:

$$\lambda_1 = 576,96 \text{ nm und } \lambda_2 = 579,07 \text{ nm}$$

**Mehr Informationen zum Auflösungsvermögen eines Gitters finden Sie in der Grundlagenvertiefung von PS4.**

## 1.2 Aufgabenstellung

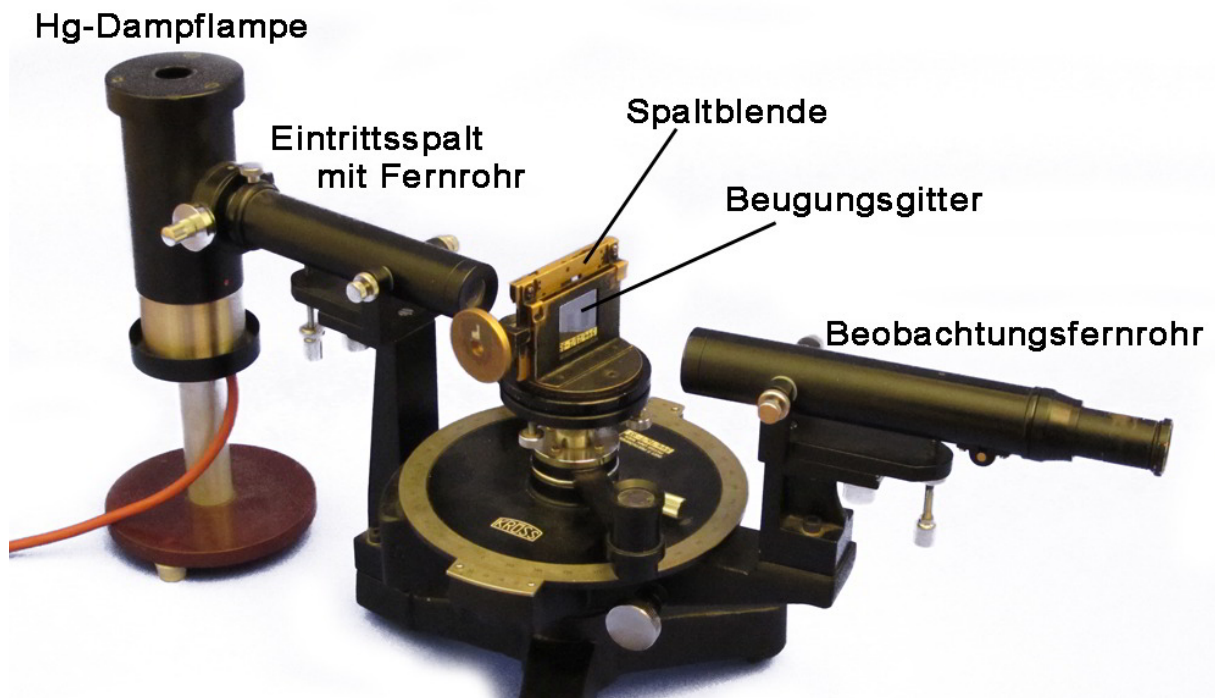
1. Berechnen Sie das Auflösungsvermögen  $A$  aus den Angaben.
2. Leiten Sie die Formel zur Berechnung der Gitterkonstante aus dem Auflösungsvermögen und den Messgrößen her.
3. Bestimmen Sie die Gitterkonstante und geben Sie diese mit Fehler an.

## 1.3 Versuchsaufbau und Durchführung

Berechnen Sie zunächst aus den beiden angegebenen Wellenlängen der Quecksilberdampf-lampe den Wert für das Auflösungsvermögen  $A$ .

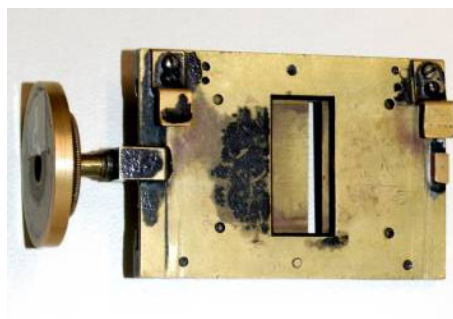
Überlegen Sie anschließend, wie das berechnete Auflösungsvermögen mit der Gitterkonstante  $a$  des Gitters in Relation steht: Ist  $B$  die Breite der Spaltblende (siehe Abbildungen 5 und 6), so sind  $N$  Spalte mit Spaltabstand  $a$  enthalten. Unter Verwendung der Gleichung 2 können Sie die Gitterkonstante  $a$  mit der Spaltbreite  $B$ , dem Auflösungsvermögen  $A$  und der Ordnung  $n$  in Relation setzen.

Für die Durchführung des Experiments benötigen Sie das Goniometer, siehe Abbildung 5. Zunächst müssen Sie die Anordnung justieren. Dazu positionieren Sie den Eintrittsspalt des Goniometers nahe zur Hg-Lampe. Öffnen Sie den Eintrittsspalt gerade so weit, dass Sie sehr intensive und schmale Linien erhalten (Gitter ohne Spaltblende verwenden). Diese Spektrallinien können Sie durch Drehen der Rändelschraube am Beobachtungsfernrohr scharf einstellen.



**Abbildung 5:** Aufbau für die Bestimmung der Gitterkonstante eines Gitters: Zu erkennen ist die Quecksilberdampflampe, der Eintrittsspalt mit Fernrohr, das Goniometer mit einem der Kreisnonien, darauf das Gitter mit Spaltblende und schließlich das Beobachtungsfernrohr.

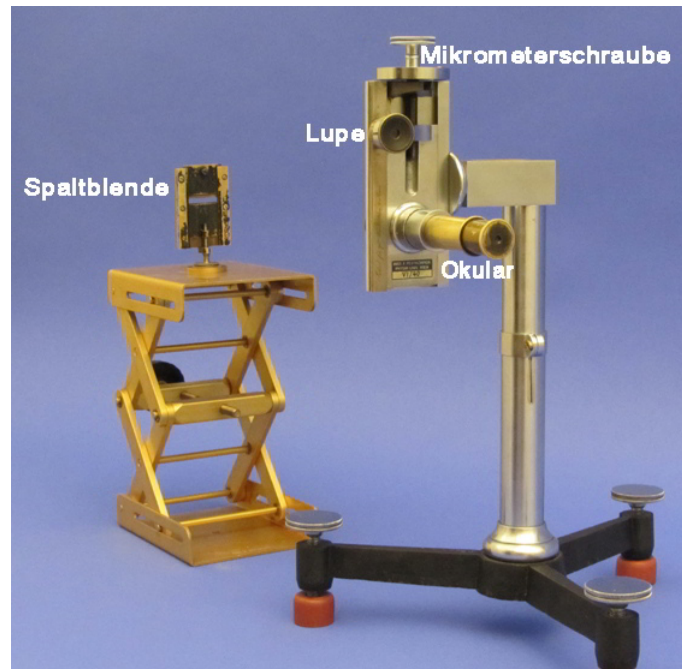
Führen Sie alle folgenden Messungen für *mindestens 3 Ordnungen zu beiden Seiten des Zentralbildes* durch. Montieren Sie die in der Breite veränderbare Spaltblende, Abbildung 6, durch Aufsetzen auf das Gitter.



**Abbildung 6:** Spaltblende: Definiert die Zahl der wirksamen Gitterlinien.



Jeder Ordnung entspricht eine andere Blendenbreite  $B$ , bei der sich die beiden Linien nicht mehr trennen lassen. Nun verkleinern Sie die wirksame Strichzahl des Gitters durch Reduktion der Blendenbreite  $B$ , bis sich die beiden gelben Hg-Linien nicht mehr trennen lassen. Nehmen Sie die Blende vom Gitter und bestimmen Sie nun die Blendenbreite  $B$  mit dem Kathetometer<sup>1</sup> (siehe Abbildung 7: Schraubenkonstante: 0,5 mm).



**Abbildung 7:** Kathetometer und Spaltblende: Auf dem Bild ist das Antriebsrad (Mikrometerschraube) für die Spindel, das Beobachtungsfernrohr mit verstellbarem Okular und die Lupe für das Ablesen der Skala zu erkennen.

Berechnen Sie nun die Gitterkonstante. Führen Sie eine Fehlerrechnung durch und geben Sie die Gitterkonstanten mit Fehler an. Berechnen Sie aus allen Messungen einen Mittelwert mit Fehler. Überlegen Sie welche Fehlerquellen es gibt und schätzen Sie deren Einfluss auf das Resultat ab.

## 1.4 Literaturangaben

- Bergmann-Schaefer, *Experimentalphysik III, Optik*, de Gruyter 1987
- Demtröder, *Experimentalphysik 2, Elektrizität und Optik*, Springer 2009

<sup>1</sup>Hinweis: Bei Feingewinden kommt es bei Richtungsumkehr zu einem sogenannten Totgang: Das Antriebsrad wird gedreht, während die Spindel und somit auch das Fadenkreuz still steht. Beachten Sie diese Tatsache bei ihren Messungen!

## 2 Spektrometrie

### 2.1 Grundlagen

Die Spektroskopie in der klassischen Anwendung untersucht die Lichtemission und -absorption von Atomen und Molekülen unter Verwendung von Gitter- und Prismenspektrometer. Anhand des Spektrums von Lichtquellen wird untersucht, wie elektromagnetische Strahlung und Materie in Wechselwirkung stehen. Unter dem Begriff 'Spektroskopie' werden Methoden zusammengefasst, die das Energiespektrum einer Probe untersuchen, wobei die Strahlung nach ihrer Energie zerlegt wird. Zur visuellen Betrachtung optischer Spektren dienen Spektroskope während Spektrometer eine Aufzeichnung ermöglichen. Spektrometer arbeiten in verschiedenen Bereichen des elektromagnetischen Spektrums.

#### 2.1.1 Begriffe

Spektren, Interferenz, Dispersion, Absorption, Transmission, Reflexion, komplexer Brechungsindex

#### 2.1.2 Wechselwirkung von Licht mit Materie

Jeder Körper strahlt Energie in Form von elektromagnetischer Strahlung aus. Die Intensität der emittierten Strahlung in Abhängigkeit der Wellenlänge ist das Emissionsspektrum des Körpers. Strahler, die großteils im optisch sichtbaren Bereich emittieren sind selbstleuchtende Lichtquellen. In der Praktikumseinheit PW7 wird z.B. das Emissionsspektrum einer Metalldampfampe (z.B. Hg-Dampfampe) untersucht.

Tritt elektromagnetische Strahlung in Wechselwirkung mit Gasen, Flüssigkeiten oder Festkörpern werden Effekte der Dispersion und Absorption, Reflexion, Streuung und Polarisation beobachtet. Das elektromagnetische Wechselfeld regt in Materie die Ladungen zu erzwungenen Schwingungen an. Dies führt zu einer Trennung der positiven und negativen Ladungsschwerpunkte (dielektrische Verschiebung) und somit zu schwingenden elektrischen Dipolen. Die Elektronen im Medium werden zu schwingenden harmonischen Oszillatoren mit von der Bindung abhängigen Resonanzfrequenzen. Sie emittieren selbst wieder elektromagnetische Wellen und die Welle im Medium ist eine Überlagerung aller elektrischen Feldanteile (Erregeranteile und angeregte Anteile), die auch einer Schwingungsdämpfung unterliegen. So wie bei einer allgemeinen erzwungenen Schwingung der Schwinger stets mit der Frequenz des Erregers schwingt, schwingen auch hier die Dipole mit der Erregerfrequenz. Die mathematische Behandlung schwingender Systeme vereinfacht sich unter Berücksichtigung der komplexen Schreibweise von Zahlen in der Gauß'schen Zahlenebene.

Der Brechungsindex  $N$  ist im allgemeinen Fall eine komplexe Zahl und besteht aus einem Realteil  $n_R$  und einem Imaginärteil  $n_I$

$$N = n_R - i \cdot n_I = n - i \cdot k \quad (3)$$

Beide Terme sind frequenzabhängig. Der Realteil ( $n_R = n$ ) ist der „konventionelle“ Brechungsindex. Er erklärt über die Dispersionsrelation die Brechung. Der Imaginärteil  $n_I$  führt zu einer Abschwächung der elektromagnetischen Welle in Ausbreitungsrichtung und beschreibt die Absorption der Welle. Dieser Imaginärteil wird auch als Extinktionskoeffizient  $k$  bezeichnet.

Um das zu verdeutlichen betrachten wir den elektrischen Teil einer ebenen elektromagnetischen Welle der Feldstärke  $\vec{E}(\vec{x}, t)$  in Raumrichtung  $x$  (eindimensional) im Verlauf der Zeit  $t$  in einem Medium:

$$E(x, t) = E_0 \cdot e^{i(k_x x - \omega t)}$$

wobei die Wellenzahl  $k_x = 2\pi/\lambda$  und  $\lambda = \lambda_0/N$ .  $\lambda_0$  ist die Wellenlänge im Vakuum,  $k_0$  ist die Wellenzahl im Vakuum.

Daraus folgt

$$k_x = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot (n - i \cdot k) = k_0 \cdot (n - i \cdot k)$$

Eingesetzt in die Formel für die elektrische Feldstärke, ergibt das (ausmultipliziert und umgeformt)

$$E(x, t) = E_0 \cdot e^{i(nk_0 x - \omega t)} \cdot e^{-kk_0 x}$$

In dieser Gleichung beschreibt der erste Term nach  $E_0$  den räumlich und zeitlich veränderlichen Teil der Feldstärke, dessen räumliche Ausbreitung vom reellen Brechungsindex beeinflusst wird (Dispersion). Die Amplitude des Feldes klingt jedoch mit dem Exponentialfaktor (zweiter Term) in Abhängigkeit des Weges  $x$  durch das Medium, beeinflusst vom Extinktionskoeffizienten  $k$  ab (Absorption).

Betrachtet man nun nicht die Amplitude der elektrischen Feldstärke, sondern die Intensität der Lichtwelle ( $I \propto E^2$ ), kommt man direkt auf das *Lambert-Beer'sche Gesetz*:

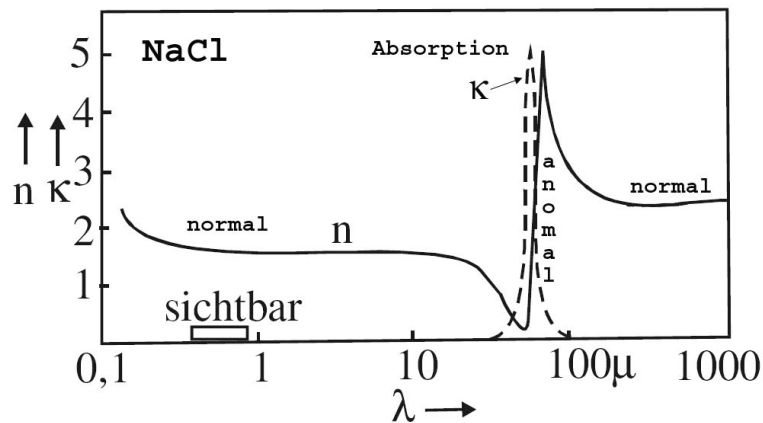
$$I(x) = I(0) \cdot e^{-\alpha x} \quad (4)$$

wobei  $\alpha = 2kk_0 = 4\pi k/\lambda_0$ .

Dispersion und Absorption sind zwei Ergebnisse des gleichen mikroskopischen Phänomens: Der Wechselwirkung bzw. Energieübertragung von Licht auf Materie. Dieser Energieübertragung liegen die unterschiedlichsten physikalischen Vorgänge zugrunde, wobei es im Grunde immer darum geht, ein System von einem niedrigeren Energiezustand in einen höheren zu versetzen. Besonders effektiv ist die Energieübertragung bei jenen Wellenlängen, bei denen die Absorption maximal ist. Dies kann z.B. die Anregung von Resonanzfrequenzen in schwingungsfähigen Dipolen in Medien, also ein Phänomen erzwungener Schwingungen sein (im Teilchenbild ist das die Energieübertragung von Photonen auf optische

Phononen), aber auch Energieübertragung auf Exzitonen in Halbleitern oder Elektronen in den äußersten Schalen, usw.

Die Abbildung 8 ist ein Beispiel für  $n$  und  $\kappa = k/n$  als Funktion der Wellenlänge  $\lambda$ . Im Bereich der normalen Dispersion ( $dn/d\lambda < 0$ ) ist der Extinktionskoeffizient und somit die Absorption sehr klein. Der Brechungsindex bleibt real. Das Medium ist durchsichtig (z.B. Gläser, Kunststoffe,...). Anomale Dispersion ( $dn/d\lambda > 0$ ) tritt im Bereich großer Absorption auf. Der Brechungsindex wird komplex.



**Abbildung 8:** Normale und anomale Dispersion in NaCl (siehe Paus, *Physik in Experimenten und Beispielen*).

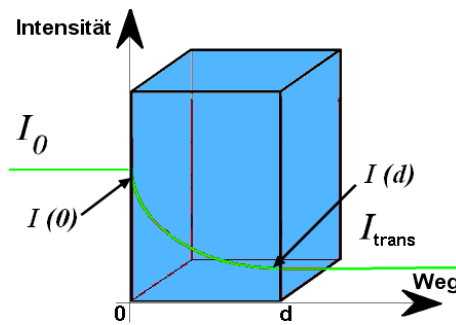
Bei Metallen führen frei bewegliche Ladungsträger des Elektronengases zu großen Absorptionskoeffizienten aufgrund der Ladungsträgerverschiebung bei Transmission.

Bei Isolatoren und Dielektrika (z.B. Salze, Gläser Kunststoffe,..) werden sehr niedrige Absorptionskoeffizienten beobachtet.

Der Absorptionskoeffizient enthält eine Vielzahl von wichtigen Informationen über die Festkörperstruktur und dessen Eigenschaften und ist daher im Bereich der Materialwissenschaften von großer Bedeutung. Die Spektroskopie ist daher eine wichtige Arbeitsmethode in der Festkörperphysik und Materialphysik.

### Absorption, Transmission, Reflexion

Wie bereits erörtert, verliert eine elektromagnetische Welle, z.B. ein Lichtstrahl, auf seinem Weg durch die Materie in seiner Ausbreitungsrichtung an Energie. Abbildung 9 zeigt anschaulich, wie die Intensität  $I$  des Lichtes (= Leistung pro Fläche, Einheit  $W/m^2$ ) beim Durchqueren einer Probe der Dicke  $d$  abnimmt.



**Abbildung 9:** Die Abnahme der Lichtintensität beim Durchgang durch Materie.

Diese Schwächung der Licht-Intensität wird durch das Lambert-Beer'sche Gesetz beschrieben:

$$I(d) = I(0) \cdot e^{-\alpha d}.$$

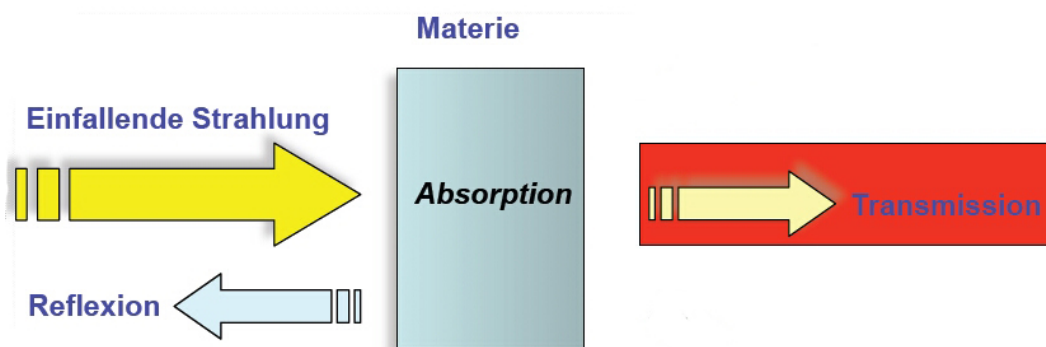
$I(0)$  und  $I(d)$  sind die Intensitäten, die das Licht am Beginn und am Ende seines Weges durch die Probe hat,  $\alpha$  der *Absorptionskoeffizient* und  $d$  ist die Dicke der Probe. Das Produkt  $A = \alpha \cdot d$  heißt *Absorbanz* oder auch *optische Dichte* „OD“ der Probe. Sie ist eine dimensionslose Größe! Durch Umformung erhält man:

$$A = -\ln \frac{I(d)}{I(0)}.$$

Einer direkten Messung zugänglich sind nur  $I_0$  vor der Probe und  $I_{trans}$  nach dem Durchqueren der Probe. Der Quotient  $I_{trans}/I_0$  aus diesen Größen, also der Anteil des Lichtes, der durch die Probe gelangt („transmittiert“) heißt *Transmission T*:

$$T = \frac{I_{trans}}{I_0}$$

Trifft elektromagnetische Strahlung auf Materie, so ist die Summe aus dem reflektierten (R), dem absorbierten (A) und dem transmittierten (T) Anteil gleich der gesamten einfallenden Strahlung (siehe schematisch in [Abbildung 10](#)).



**Abbildung 10:** Wechselwirkung von Strahlung mit Materie im Schema

Der Unterschied zwischen  $I_0$  und  $I(0)$  auf der einen Seite und  $I_{trans}$  und  $I(d)$  auf der anderen Seite kommt durch die Reflexion des Lichtes an den Grenzflächen der Probe zustande. Beim Eintritt in die Probe verliert das Licht einen bestimmten Anteil  $R$  der Intensität ( $R$  heißt *Reflexionsvermögen* der Probe) und ebenso beim Austritt. Folglich sind  $I(0) = (1 - R) \cdot I_0$  und  $I_{trans} = (1 - R) \cdot I(d)$ . Daraus folgt dann für die Transmission (Näherung für „dicke“ Proben,  $\alpha d \gg 1$ )<sup>2</sup>:

$$T = (1 - R)^2 \cdot e^{-\alpha d} = (1 - R)^2 \cdot \frac{I(d)}{I(0)}.$$

In dieser Näherung ist das Reflexionsvermögen  $R$  gegeben durch

$$R = \frac{(n - 1)^2 + k^2}{(n + 1)^2 + k^2}$$

(siehe z.B. Demtröder). Um  $A = \alpha \cdot d$  oder  $\alpha$  zu bestimmen, muss man  $T$  und  $R$  messen und die obigen Formeln anwenden. Wenn also von „Absorptionsmessung“ die Rede ist, dann bedeutet das in Wirklichkeit, dass die Transmission und die Reflexion gemessen und die Absorbanz oder der Absorptionskoeffizient ausgerechnet wird. Solche „Messungen“ von  $A$  bzw.  $\alpha$  in Abhängigkeit von  $\lambda$  heißen *Absorptionsspektrometrie* (oder *-photometrie*, wenn es sich um sichtbares Licht handelt).

Bei Absorptionsmessungen an Lösungen, wie sie häufig in Chemie, Biologie und anderen naturwissenschaftlichen Bereichen durchzuführen sind, macht man üblicherweise nur Transmissionsmessungen und vernachlässigt den Einfluss der Reflexion, d.h. man setzt in der obigen Formel für  $T$  einfach  $R = 0$ . Damit vereinfacht sich die Gleichung zu

$$T = e^{-\alpha d} = \frac{I(d)}{I(0)} = \frac{I_{trans}}{I_0}$$

und man kann für die Absorbanz schreiben:

$$A = -\ln T.$$

wobei in den genannten Naturwissenschaften statt des natürlichen auch gerne der dekadische Logarithmus ( $\lg$ ) zur Definition von  $A$  verwendet wird:  $A = -\lg T$ . Wenn die Reflexion vernachlässigt wird, genügt also eine Transmissionsmessung, um die Absorbanz zu bestimmen. Die obigen Gleichungen zeigen, dass man zur Berechnung von  $T$  zwei Messungen benötigt: eine *Referenzmessung* ohne Probe als Maß für die einfallende Intensität  $I_0$  und eine Messung mit Probe ( $I_{trans}$ ). In einem automatischen Spektrometer berechnet die Software des Gerätes aus den beiden Intensitäten zuerst  $T$  und daraus dann  $A$ .

### 2.1.3 Spektroskopische Identifikation unbekannter Substanzen

Trifft eine elektromagnetische Welle mit einer definierten Energie  $E = h \cdot \nu$  auf eine unbekannte Substanz, so können -wie bereits erörtert- verschiedene mikroskopischen Systeme

<sup>2</sup> Wenn man auch berücksichtigt, dass Licht zwischen den beiden Grenzflächen der Probe hin und her reflektiert werden kann, dann wird die Formel sehr viel komplizierter.

auf ein höheres Energieniveau angeregt werden. Im Absorptionsspektrum tritt bei jener Wellenlänge, welche dieser Energie entspricht, ein Maximum auf (im Transmissionsspektrum hingegen natürlich ein Minimum). Man erkennt also deutlich, dass der Absorptionskoeffizient  $\alpha$  und damit auch die Absorbanz  $A$  (bzw. die optische Dichte  $OD$ ) von der Wellenlänge des Lichtes abhängen.

$$\alpha = \alpha(\lambda) \quad \text{bzw.} \quad A = A(\lambda) \quad \text{bzw.} \quad OD = OD(\lambda) \quad (5)$$

Aus der Beziehung zwischen Energie und Wellenlänge  $E = h \cdot \nu$  kann mit Hilfe der Beziehung  $c = \lambda \cdot \nu$  die Wellenlänge des Lichtes bestimmt werden, das die Anregung hervorgerufen hat. Auf diese Weise kann man aus Absorptionsmessungen die (oft sehr charakteristischen) Energieniveaus in einer Substanz bestimmen, welche sozusagen den optischen „Fingerabdruck“ der Substanz darstellen, anhand dessen man sie identifizieren kann.

Alle realen Substanzen haben zahlreiche Energieniveaus, viele davon im nicht-sichtbaren Bereich des Spektrums. Sie werden - als Beispiel für die Verwendung der Spektroskopie - Messungen an Lösungen der Elemente Neodym (Nd) und Praseodym (Pr) durchführen. Diese beiden Substanzen haben ausgeprägte Absorptionsmaxima im Bereich des sichtbaren Lichtes und den angrenzenden Spektralbereichen.

**Mehr Informationen zur Einteilung und Entstehung von Spektren sowie zu naturwissenschaftlichen Anwendungen von Spektroskopie finden Sie in der Grundlagenvertiefung zu PS4.**

#### 2.1.4 Neodym und Praseodym

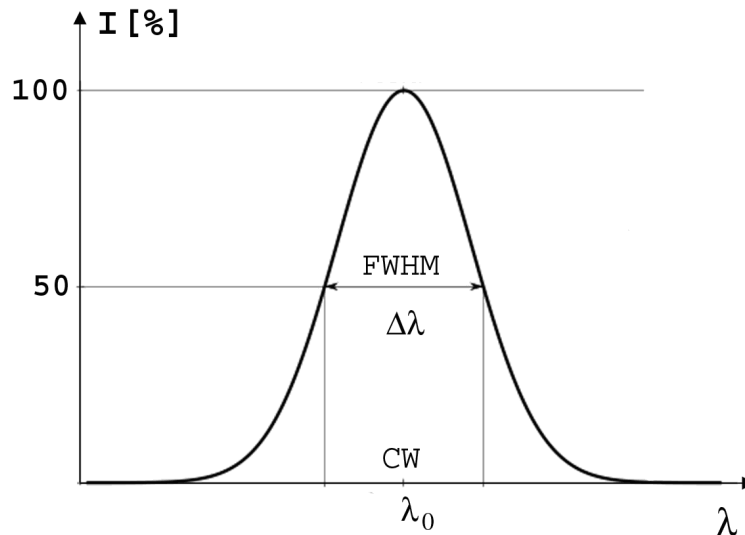
In PS4 geht es nicht in erster Linie um die Eigenschaften der beiden Elemente, sondern sie dienen lediglich als Demonstrations-Substanzen. Trotzdem sind ein paar Worte über diese wichtigen Materialien angebracht.

1841 extrahierte Carl Gustav Mosander die seltene Erde *Didym* aus Lanthanoxid. 1874 bemerkte Per Teodor Cleve, dass es sich bei Didym eigentlich um zwei Elemente handelte. 1885 gelang es **Carl Auer von Welsbach**, dem berühmten Chemiker an der Universität Wien, Didym in *Praseodym* und *Neodym* zu trennen, die beide Salze mit verschiedenen Farben bilden. Dabei verwendete er die Absorptions-Spektroskopie zum Nachweis der gelungenen Trennung der beiden Elemente. Er konnte die beiden Elemente anhand der unterschiedlichen Lage ihrer Absorptionsmaxima identifizieren.

Neodym hat große technische Bedeutung. Aus Verbindungen mit anderen Elementen, insbesondere Neodym-Eisen-Bor, entstehen extrem starke Dauermagnete, die man z.B. in den Leseköpfen von Computer-Festplatten verwendet.

### 2.1.5 Interferenzfilter

In der Optik werden Filter zur Erzeugung elektromagnetischer Strahlung bestimmter Wellenlängen oder Wellenlängenbereiche verwendet. Spektrallinien bzw. Spektralbereiche werden durch ihre Wellenlänge maximaler Intensität (CW-Central Wavelength) und durch die Halbwertsbreite (FWHM-Full Width Half Maximum) charakterisiert (siehe Abb. 11).



**Abbildung 11:** Linienprofil (Gauß) mit  $\lambda_0$  = Central Wavelength (CW) und Halbwertsbreite (Full Width Half Maximum FWHM) =  $\Delta\lambda$ .

**Farbglasfilter** bestehen sehr oft aus getöntem Glas, das vom durchlaufenden Licht im optischen Wellenlängenbereich einen relativen Anteil selektiv absorbiert. Sie sind keine schmalbandigen Filter sondern in einem relativ breitem oder sogar mehreren Wellenlängenbereichen durchlässig.

**Interferenzfilter** hingegen sind optische Filter, die elektromagnetische Wellen in einem eng definierten Wellenlängenbereich (oder Frequenzbereich) transmittieren oder reflektieren. Die restlichen Bereiche werden durch Interferenz ausgelöscht. Sie nutzen also optische Interferenzeffekte (konstruktive und destruktive Überlagerung) zur Transmission bzw. Reflexion bestimmter Spektralbereiche des Lichtes. Um die gewünschte Filtereigenschaft zu erreichen, werden mehrere dünne Schichten von Materialien unterschiedlicher Brechzahlen auf ein Substrat (Trägermaterial), meist Glas aufgebracht. Es sind im Allgemeinen dielektrisch transparente Schichten (z.B.  $Al_2O_3$ , NaF,  $MgF_2$ ,...) für die gewünschte Wellenlänge. Die Schichten haben eine Dicke von  $\lambda/2$  beiderseits gefolgt von  $\lambda/4$ -Schichten stark unterschiedlicher Brechzahl.

An der  $\lambda/2$ -Schicht (Abb. 12, „Resonator“) kommt es zu Vielstrahlinterferenz. Licht mit der Wellenlänge  $\lambda$  wird dabei in eine Richtung verstärkt. Licht wird an der Grenzfläche zwischen zwei Materialien unterschiedlicher Brechzahlen in einen reflektierten, absorbierten



und durchgelassenen Anteil aufgespalten. Der hohe Brechungsindex der Dielektrika sorgt dabei für einen Phasensprung von 0 oder  $\pi$ , je nach Durchgangsrichtung zum angrenzenden Medium. An jeder weiteren Grenzfläche finden wieder entsprechende Aufspaltungen statt. Es entstehen insgesamt sehr viele Teilstrahlen, die konstruktiv oder destruktiv miteinander interferieren.

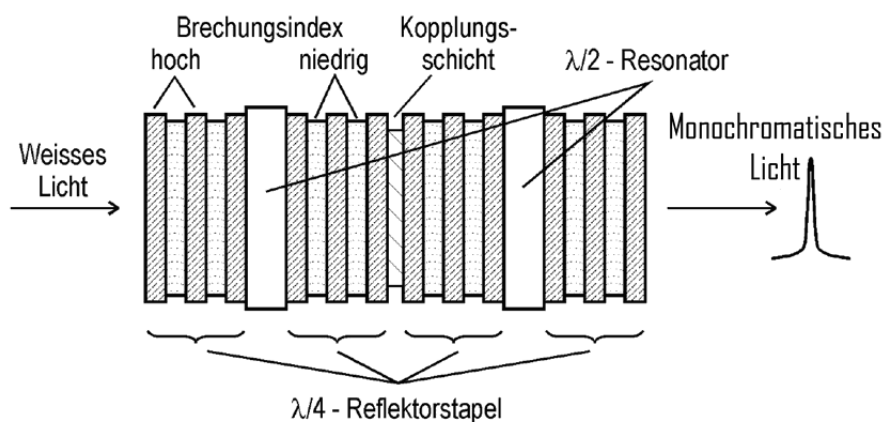
Die  $\lambda/4$  - Schichten bewirken, dass das reflektierte Licht der Wellenlänge  $\lambda$  ausgelöscht wird.

Derartige Schichtabfolgen (Abb. 12, Resonatoren flankiert von Reflektorstapel) werden mit einem optisch möglichst neutralen Material (Abb. 12, Kopplungsschicht) aneinandergereiht.

**Mehr Information zur Funktionsweise von Interferenzfiltern finden Sie in einem Link in den Zusatzinformationen zu PS4.**

Filter, die einen größeren Wellenlängenbereich abdecken bestehen aus vielen Schichten mit unterschiedlichen Dicken. Je nach verwendeten aufgedampften Metallen und dielektrischen Materialien lässt sich so eine große Vielfalt an spektralen Charakteristiken bezüglich hoher Transmission oder hoher Reflexion erzeugen.

Die Abbildung 12 zeigt allgemein schematisch den komplexen Aufbau eines Interferenzfilters.



**Abbildung 12:** Schematischer Aufbau eines Interferenzfilters.

## 2.2 Spektroskopische Bestimmung einer unbekannten Substanz

### 2.2.1 Aufgabenstellung

1. Nehmen Sie mit dem automatischen Gitterspektrometer das Absorptionsspektrum einer unbekannten Flüssigkeit A, B oder C (beim Betreuungspersonal zu erfragen) auf und bestimmen Sie die Absorptionsmaxima.
2. Bestimmen Sie den Inhalt der unbekannten Probe durch Vergleich mit den angegebenen Absorptionsmaxima für Neodym und Praseodym.

### 2.2.2 Versuchsaufbau und Durchführung

Für diesen Versuch muss der Küvetten-Aufsatz auf dem Spektrometer montiert werden (siehe Abb. 13). Stecken Sie den Aufsatz exakt und behutsam auf, die Verbindungselemente sind sehr empfindlich. Nun müssen noch die beiden Feststellschrauben festgezogen werden. Bitte ebenfalls sehr vorsichtig vorgehen und keinesfalls zu fest anschrauben!



Abbildung 13: Spektrometer mit Küvettenaufsatz

Starten Sie die Software *Spectra Suite* (siehe Abb. 14).

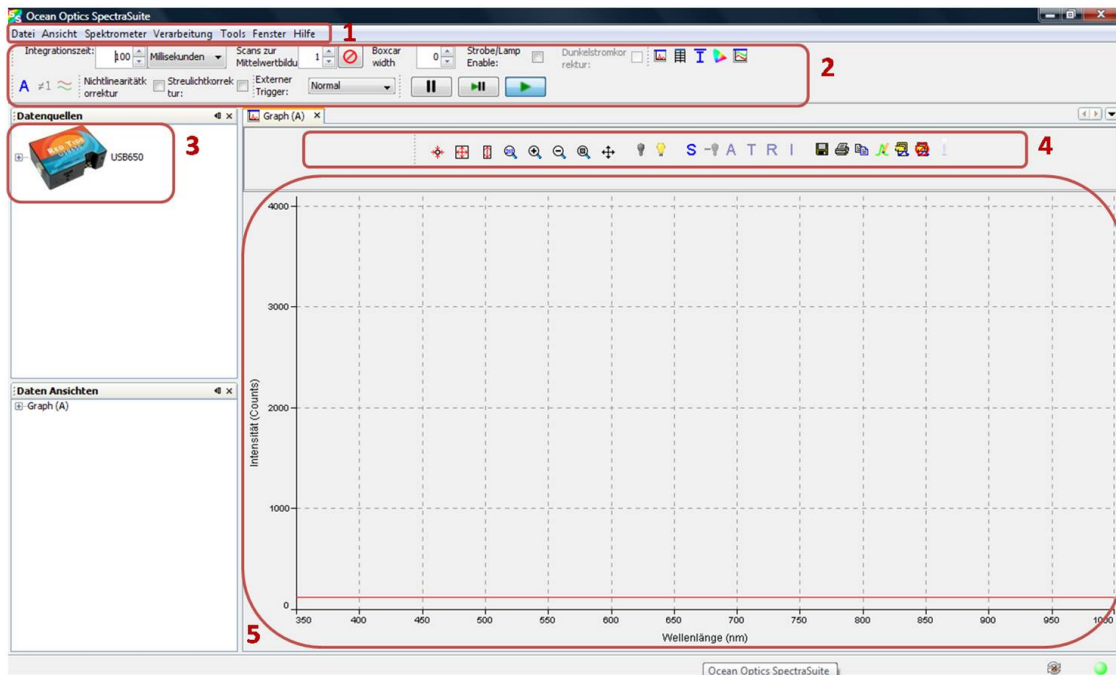


Abbildung 14: Screenshot der Software Spectra Suite

Stellen Sie die Integrationszeit im Bedienfeld Nr.2 (siehe Abb. 14, Vergrößerung in Abb. 15) auf etwa 20 ms.

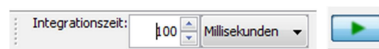


Abbildung 15: Bedienfeld „Integrationszeit“

Wenn Sie nichts sehen können, klicken Sie auf den grünen Pfeil PLAY (siehe Abb. 14, Bedienfeld Nr. 2).



Abbildung 16: Bedienfeld 4 (vgl. Abb. 14): Messung verschiedener Spektren und Kalibrierung

Kalibrieren Sie nun das Spektrometer für ein Absorptionsmessung:

- Drehen Sie die integrierte Lichtquelle auf, in dem Sie das Kontrollkästchen „Strobe/Lamp enable:“ aktivieren. Dieses befindet sich auf der Menüleiste oben in der Mitte.

- Korrigieren Sie die Integrationszeit (vgl. Abb. 15), sodass ein komplettes Spektrum sichtbar ist.
- Stellen Sie den schwarzen Quader in den Küvettenhalter und nehmen Sie ein „Dark-Spektrum“ auf (Hintergrundspektrum auf Grund von thermischem Detektorrauschen), indem Sie auf den Schalter 2 klicken (siehe Abb. 16).
- Entfernen Sie den schwarzen Quader aus dem Küvettenaufsatz und nehmen Sie das Leerproben-Spektrum (Referenzspektrum) auf, indem Sie auf den Schalter 3 klicken (siehe Abb. 16). Das dient als Referenzwert (für jede einzelne Wellenlänge) für die spätere Berechnung der Absorption (siehe Grundlagen).
- Ziehen Sie das Hintergrund-Spektrum ab, indem Sie auf den Schalter 5 klicken (siehe Abb. 16).
- Stellen Sie eine Proben-Küvette so in das Spektrometer, dass die Dicke der Probe am geringsten ist und nehmen Sie das Transmissionsspektrum auf, indem Sie auf den Schalter 4 klicken, falls dieser nicht bereits automatisch aktiviert sein sollte. Zur Aufnahme „Pause“ drücken und das Diagramm ausdrucken. (Schalter P)
- Mit der „Play“-Taste wird das Spektrum wieder aufgezeichnet. Nun wählen Sie das Absorptionsspektrum, indem Sie auf den Schalter 6 klicken (siehe Abb. 16) und nehmen dieses auf. Auf Ihrem Ausdruck können Sie die Maxima einzeichnen und beschriften. In den Diagrammen, welche die Software erstellt, ist die Absorbanz etwas ungenau als „Absorption“ bezeichnet; in Klammern steht noch OD für *optical density* (optische Dichte), was nur ein anderer Ausdruck für Absorbanz ist (siehe Grundlagen).
- Vergleichen Sie Ihre Ergebnisse mit den in Tabelle 1 angegebenen Absorptionsmaxima für Neodym und Praseodym. Um welche Substanz handelt es sich? Ist es eine Mischung aus beiden?

Neodym	$\lambda$ (nm)	Farbe
	510	grün
	522	grün
	578	gelb
	740	dunkelrot
	799	infrarot
	868	infrarot
Praseodym	$\lambda$ (nm)	Farbe
	444	blau
	468	türkisblau
	481	türkis
	590	gelborange

**Tabelle 1:** Wellenlängen der Absorptionsmaxima von Neodym und Praseodym

### 2.2.3 Hinweise zur Protokollierung

Alle Spektren müssen im Protokoll abgebildet und beschriftet sein. Fehlerrechnung kann hier entfallen.

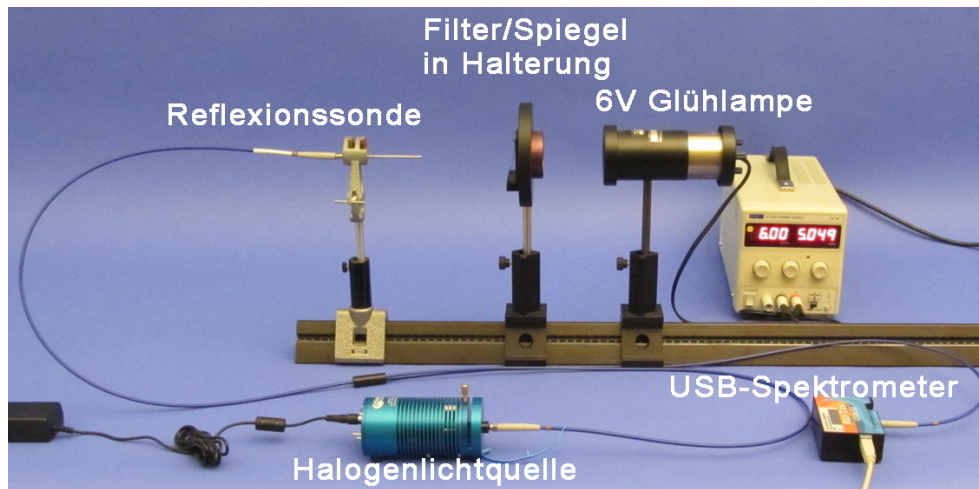
## 2.3 Spektren optischer Filter

### 2.3.1 Aufgabenstellung

1. Nehmen Sie mit dem automatischen Gitterspektrometer das Transmissionspektrum eines optischen Farbglassfilters (beim Betreuungspersonal zu erfragen) auf und bestimmen Sie die Wellenlängen der Durchlassbereiche.
2. Nehmen Sie mit dem automatischen Gitterspektrometer das Transmissionspektrum eines Interferenzfilters (beim Betreuungspersonal zu erfragen) auf. Bestimmen Sie die maximale Wellenlänge (CWL) und die Bandbreite (FWHM) der Spektrallinie.
3. Nehmen Sie mit dem automatischen Gitterspektrometer das Reflexionspektrum des gewählten Interferenzfilters auf. Messen Sie in Reflexion an beiden Oberflächen und diskutieren Sie das Spektrum (Farbe der Oberfläche in Relation zum Reflexionsspektrum).

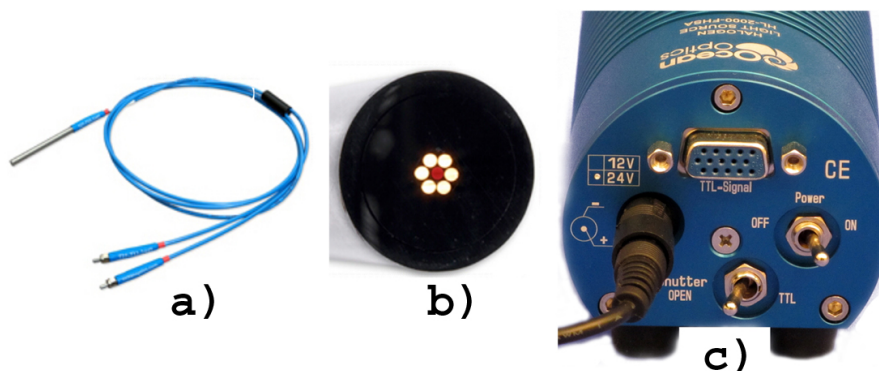
### 2.3.2 Versuchsaufbau und Durchführung

Den experimentellen Aufbau zeigt die Abbildung 17.



**Abbildung 17:** Versuchsaufbau mit Reflexionssonde

Für diesen Versuch verwenden Sie das Spektrometer mit der Reflexions-Sonde (siehe Abbildung 18a). Über die Sonde werden die Filter beleuchtet, es wird aber auch das reflektierte Licht zum Spektrometer über einen Lichtleiter geführt. Eine zentrale Lichtleiterfaser wird von einem ringförmig angeordneten Bündel von Fasern umgeben (siehe Abbildung 18b). Die Sonde wird an die Wolfram Halogen Lichtquelle HL-2000-FHSA (siehe Abbildung 18c) so angeschlossen, dass die äußeren Fasern den Filter beleuchten. Die innere Faser ist mit dem Spektrometer verbunden.



**Abbildung 18:** a) Reflexionssonde, b) Querschnitt der Lichtleiterfaser c) Halogenlampe HL-2000-FHSA

#### Messung des Transmissionsspektrums

Bei diesem Experiment verwenden Sie als Lichtquelle eine 6 Volt Glühlampe (schwarzes Gehäuse mit extern angeschlossener Spannungsversorgung). Justieren Sie die Apperatur

sehr sorgfältig: Achten Sie auf eine geradlinige horizontale Anordnung von Reflexionssonde, Filterhalterung und Lampe.

Kalibrieren Sie jetzt das Spektrum der Lichtquelle. Über die Integrationszeit (ca 20 ms) im Bedienfeld Nr 2. (siehe Abb. 14, Vergrößerung in Abb. 15) stellen Sie eine durchgängig sichtbare Intensitätskurve ein. Wenn notwendig, klicken Sie auf den grünen Pfeil PLAY (siehe Abb. 14, Bedienfeld Nr. 2). Sie sehen jetzt das Spektrum der Lichtquelle.

Kalibrieren Sie nun das Spektrometer für die Transmissionsmessung.

- Dunkeln Sie den Sensor ab (Lampe ausschalten und schwarzen Quader vor Lichtleiter halten) und nehmen Sie ein „Dark-Spektrum“ auf. (Schalter 2)
- Schalten Sie die Lampe wieder ein und nehmen Sie das Leerproben-Spektrum (Referenzspektrum) auf (Schalter 3, siehe Abb. 16).
- Ziehen Sie das Hintergrund-Spektrum ab. (Schalter 5)
- Positionieren Sie den Filter in die Halterung (siehe Abb. 19a) und nehmen Sie das Transmissionsspektrum auf, indem Sie auf den Schalter 6a klicken, falls dieser nicht bereits automatisch aktiviert sein sollte. Zur Aufnahme „Pause“ drücken und das Diagramm ausdrucken. (Schalter P)
- Mit der „Play“-Taste wird das Spektrum wieder aufgezeichnet. Auf Ihrem Ausdruck können Sie die Maxima einzeichnen und beschriften.

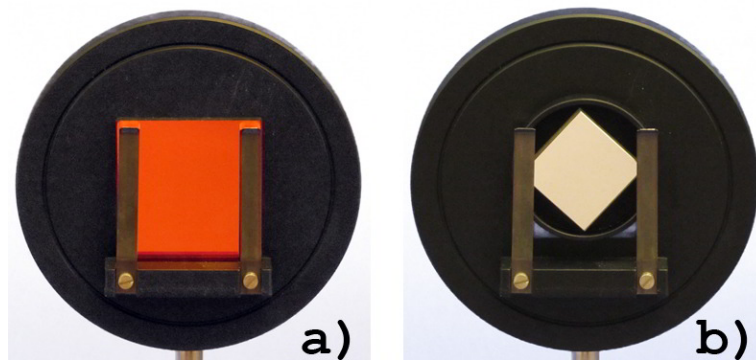


Abbildung 19: a) Interferenzfilter, b) Spiegel

### Messung des Reflexionsspektrums

Bei dieser Messung verwenden Sie die Wolfram Halogen Lichtquelle (HL-2000-FHSA).

Jetzt kalibrieren Sie das Spektrometer zur Messung des Reflexionsspektrums.

- Nehmen Sie erneut das Hintergrundspektrum auf. (Schalter 2)



- Montieren Sie den Spiegel in die Filterhalterung (siehe Abb. 19b). Schalten Sie die Lampe (HL-2000-FHSA) wieder ein und nehmen Sie das Leerproben-Spektrum (Referenzspektrum) auf (Schalter 3, siehe Abb. 16).
- Ziehen Sie das Hintergrund-Spektrum ab. (Schalter 5)
- Das Reflexionsspektrum sollte jetzt im gesamten Wellenlängenbereich den Wert 100 % anzeigen. Überprüfen Sie das in dem Sie auf den Schalter 6b klicken.
- Positionieren Sie den Filter in die Halterung (siehe Abb. 19a) und nehmen Sie das Reflexionsspektrum auf, indem Sie auf den Schalter 6b klicken. Zur Aufnahme „Pause“ drücken und das Diagramm ausdrucken. (Schalter P)
- Mit der „Play“-Taste wird das Spektrum wieder aufgezeichnet. Auf Ihrem Ausdruck können Sie die Maxima einzeichnen und beschriften.

Diskutieren Sie die Spektren im Rahmen der Aufgabenstellung.

### 2.3.3 Hinweise zur Protokollierung

Alle Spektren müssen im Protokoll abgebildet und beschriftet sein. Fehlerrechnung kann hier entfallen.

## 2.4 Literaturangaben

- Paus, *Physik in Experimenten und Beispielen*, Hanser Verlag, München 1987



## 3 Michelson-Interferometer

### 3.1 Grundlagen

#### 3.1.1 Begriffe

Kohärenz, Interferenz, Wellenoptik, Interferometer, optische Weglänge, Interferenzen gleicher Neigung (Haidinger'sche Ringe)

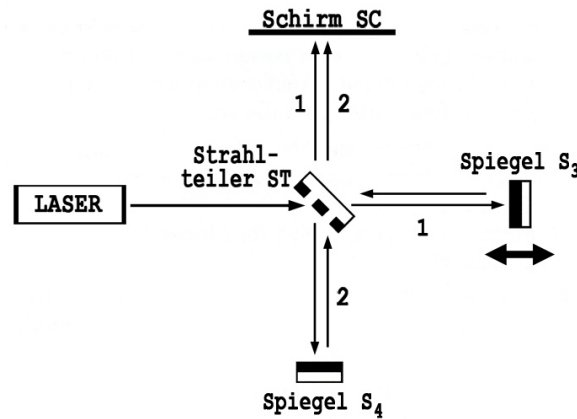
#### 3.1.2 Interferometrie

Interferenzerscheinungen entstehen, wenn zwei (oder mehrere) Wellensysteme zusammentreffen, wobei ungestörte Überlagerung stattfindet (d.h. jedes Wellenfeld breitet sich so aus, als ob das andere nicht vorhanden wäre). Das resultierende Wellenfeld wird an jeder Stelle dadurch erhalten, dass man die Feldstärke vektoriell addiert. (Beachte: Die Lichtintensitäten sind durch die Quadrate der Feldstärken gegeben, d.h. diese überlagern sich daher nicht additiv.) Interferenz kann man nur dann gut beobachten, wenn die sich überlagernden Wellen gleiche Frequenz besitzen und kohärent sind (kohärent heißt, dass eine feste Phasenbeziehung besteht, siehe auch Grundlagen zu PW8).

Interferometrie ist eine Methode zur Messung von Längen oder Brechungsindizes. Sie wird angewandt, wenn die herkömmlichen mechanischen oder optischen Messmittel nicht mehr ausreichen, um den Anforderungen an Genauigkeit und Empfindlichkeit gerecht zu werden. Interferometrische Messungen beruhen auf folgendem Prinzip: Der von der Lichtquelle kommende Strahl wird durch einen Strahlteiler in zwei Teilstrahlen aufgespalten. Bei einem dieser Teilstrahlen wird nun die optische Weglänge, d.h. das Produkt aus Brechzahl und geometrischem Weg, geändert. Er erfährt dabei eine Phasenverschiebung gegenüber dem ungestörten Strahl, mit dem er schließlich wieder überlagert wird. Aus dieser Phasenverschiebung erfolgt eine Änderung des Interferenzbildes, aus der sich dann eine der beiden Größen, Brechzahl oder geometrischer Weg, ermitteln lässt, wenn die andere bekannt ist. Wird z.B. die Brechzahl konstant gehalten, so sind Differenzen des geometrischen Weges bestimmbar, z.B. die Ausdehnung von Materialien, die Krümmung von Oberflächen, die Dicke von Schichten usw. Messungen dieser Art werden vornehmlich mit dem Michelson-Interferometer vorgenommen.

Der prinzipielle Strahlengang in einem Michelson Interferometer ist in Abbildung 20 dargestellt. Der genaue Aufbau im Versuch selbst ist in Abschnitt 3.3 erklärt.

**Beachten Sie die Applets und Links auf der eLearning Seite zu PS4.**



**Abbildung 20:** Strahlengang im Interferometer: Dargestellt sind der Strahlteiler ST, die Spiegel  $S_3$  und  $S_4$ , sowie der Schirm SC um das Interferenzbild aufzufangen. Alternativ wird oft auch eine Photodiode verwendet.

Die Teilstrahlen eines Lasers mit der Wellenlänge  $\lambda$  legen im Interferometer die Wege zwischen Strahlteiler und jeweiligem Spiegel zurück. Sind die Wege nicht gleich lang, so ergibt sich bei konstanter Brechzahl ein Wegunterschied  $\Delta l$ . Bei Überlagerung der Teilstrahlen am Schirm weisen diese daher eine Phasendifferenz  $\delta$  auf:<sup>3</sup>

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta l \quad (6)$$

### 3.2 Aufgabenstellung

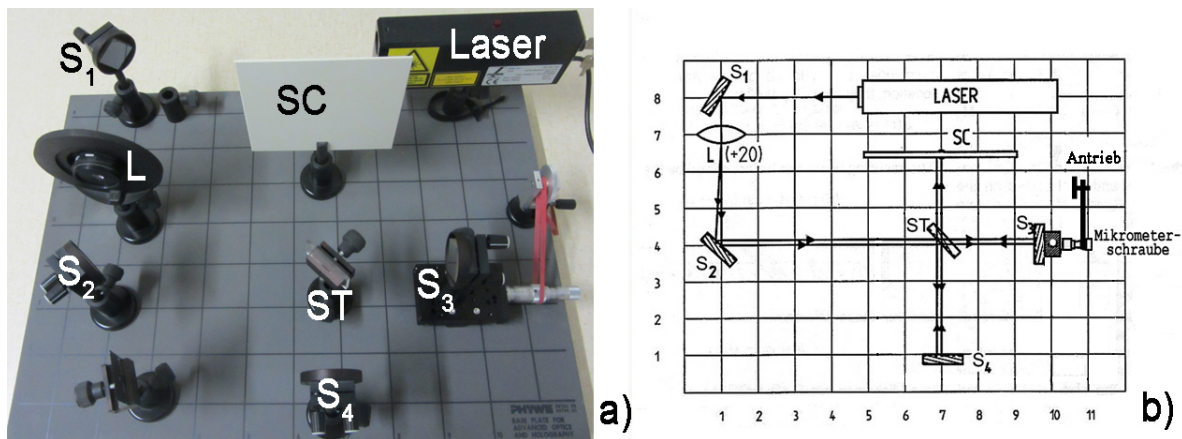
1. Stellen Sie ein Michelson Interferometer auf und justieren Sie es.
2. Messen Sie die Wellenlänge des verwendeten Laserlichts.

### 3.3 Versuchsaufbau und Durchführung

**ACHTUNG ! Nicht direkt in den Laserstrahl schauen !**

<sup>3</sup>Für einen exakten Aufbau müsste zwischen Strahlteiler und Spiegel 4 der Abbildung 20 eine Kompensatorplatte eingebracht werden, die in Brechzahl, Dicke und Ausrichtung dem Strahlteiler entspricht.

## 3.3.1 Aufstellen und Justieren



**Abbildung 21:** Aufbau des Michelson Interferometers:  $S_1$ - $S_4$  ... Spiegel, ST ... Strahlteiler, SC ... Schirm, L ... Linse.

Im Regelfall ist der Aufbau messfertig vorjustiert. Nur für den Fall, dass kein Interferenzbild sichtbar ist, halten Sie sich bitte genau an die folgenden Hinweise:

Sie sollen sämtliche optische Komponenten immer nur am zugehörigen Magnetsockel, oder der Haltestange angreifen, oder verschieben. Dadurch vermeiden Sie es, empfindliche und nicht belastbare Teile (etwa den Strahlteiler) zu beschädigen!

Wir empfehlen Ihnen sich vor dem Justieren mit der Funktionsweise der einzelnen Justierkomponenten vertraut zu machen. Merken Sie sich welche der Stellschrauben auf der Rückseite der optischen Komponenten die horizontale bzw. die vertikale Verkipfung bewirkt. So vermeiden Sie schon justierte Elemente durch falsches "Nachjustieren" wieder zu verstellen.

*Alle Justierschrauben mit Bedacht handhaben. Sie können nur einen gewissen Bereich abdecken!* Große Winkeländerungen, bzw. Wegänderungen können und sollen nur durch Verdrehen bzw. Verschieben der zugehörigen Magnetsockel bewirkt werden! Am besten stellen Sie alle Justierschrauben vor dem Beginn der Arbeit ca. in die Mittellage. Dann können Sie davon ausgehen genügend Spielraum beim Einstellen des Experimentes zu haben.

Der Aufbau und die ungefähre Position der einzelnen optischen Komponenten ist in Abbildung 21a dargestellt. Der Raster und die Zahlen auf der Grundplatte dienen der besseren Orientierung.<sup>4</sup> Prinzipiell sollten Sie alle optischen Komponenten so aufstellen, dass der Laserstrahl diese etwa in der Mitte trifft.

Für eine gute Aufstellung des Interferometers ist es wesentlich, dass der Laserstrahl parallel zur Grundplatte verläuft. Die Höhe des Lasers über der Grundplatte sollte ca 13 cm

<sup>4</sup>Hinweis: Ist der Fuß eines Magnetsockels über einem Kreuzungspunkt des Rasters zentriert, ist z.B. die vordere Fläche des Spiegels *nicht* auf diesem Kreuzungspunkt, sondern liegt davor.

betragen. Nehmen Sie das Maßband als Hilfe für alle Höheneinstellungen. Als Justierhilfe hat sich eine Lochblende auf einem Magnetsockel bewährt (Höhenjustierung und besonders Justierung Spiegel  $S_3$ ). Deren Loch wird Anfangs auf die Höhe des Lasers eingestellt.<sup>5</sup>

Für die Aufstellung des Michelson-Interferometers werden folgende Schritte empfohlen, wobei der Strahlengang der Abbildung 21b zu entnehmen ist. Justieren Sie dabei eine Komponente nach der anderen, wobei Sie Höheneinstellung und seitliche Ausrichtung getrennt einstellen.

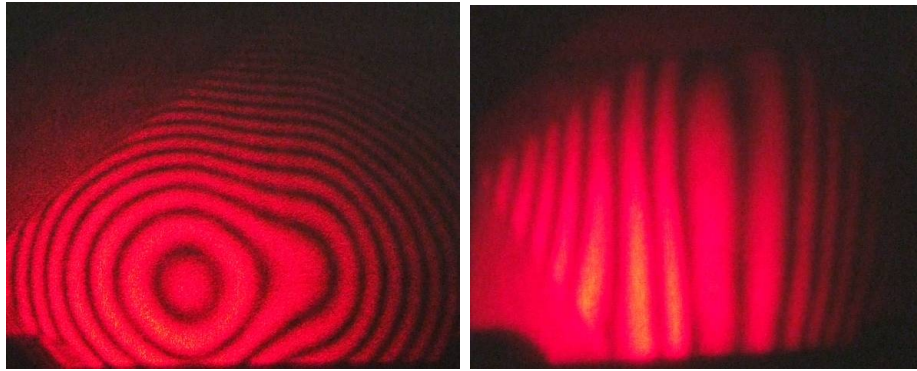
1. Stellen Sie nacheinander die Spiegel  $S_1$ ,  $S_2$  so ein, dass der Laserstrahl parallel zur Bodenplatte und etwa entlang der entsprechenden Rasterlinie verläuft.
2. Dann setzen Sie Spiegel  $S_3$  mit dem Verschiebetisch und der integrierten Differenzial-Messschraube (Mikrometerschraube) und den Schirm SC auf die Grundplatte.
3.  $S_3$  sollte den Laserstrahl vorerst in sich selbst reflektieren.
4. Setzen Sie nun nacheinander Strahlteiler ST und Spiegel  $S_4$  so ein, dass die Reflexe am Schirm SC nahezu überlagert sind. Achten Sie dabei darauf, dass die Strecken  $S_4$  - ST und  $S_3$  - ST möglichst gleich lang sind (Maßband!).
5. Justieren Sie Spiegel  $S_4$  so, dass die zwei Reflexe oder Reflexgruppen, die jetzt am Schirm sichtbar sind vollständig zur Deckung gebracht werden.
6. Bringen Sie jetzt erst die (+20)-Linse L in den Strahlengang. Achten Sie darauf, dass das aufgeweitete Laserlicht den Strahlteiler ST auf der selben Stelle trifft, wie zuvor der Laserstrahl.
7. Auf dem Schirm sollte jetzt ein konzentrisches Ringsystem, oder ein ähnliches Streifenmuster zu sehen sein, dass bei leichter Vibration des Tisches sofort verschwimmt. Durch leichtes Nachjustieren an den Spiegelstellschrauben des Spiegels  $S_4$  können Sie das Interferenzbild optimieren. Ideal ist ein kreisrundes oder elliptisches Ringsystem, dessen Zentrum in der Mitte des Bildes liegt, wie etwa in Abbildung 22.

#### **Vibrationen der Bauelemente zerstören das Interferenzbild.**

Sollte durch das Feinjustieren oder durch einen Unfall das Interferenzbild verloren gehen reicht es meist Strahlteiler ST und Spiegel  $S_4$  neu zu justieren.

---

<sup>5</sup>Hilfreich ist auch ein Stück Papier mit glatter Kante, mit dem etwa die Seitliche Ausrichtung des Laserstrahles (entlang einer Rasterlinie) überprüft werden kann.



**Abbildung 22:** Interferenzbilder: Links sauber justiertes Ringsystem mit kleiner Verzerung. Rechts Streifensystem durch schlechtes Justieren. Beide sind zentriert und folglich für eine Bestimmung der Wellenlänge des Lasers geeignet.

Das Interferenzbild ist oft mit anderen Interferenzen oder Interferenz-ähnlichen Mustern überlagert die von Unreinheiten und Unebenheiten der optischen Komponenten kommen. Ein wirkliches Ringsystem ergibt sich dann, wenn die Wege in beiden Armen des Interferometers gleich lang sind.<sup>6</sup>

### 3.3.2 Wellenlängenmessung

Wenn der Spiegel  $S_3$  mit dem Feintrieb der Differenzialmessschraube verschoben wird, ändert sich der Wegunterschied der beiden interferierenden Strahlen und damit auch das Interferenzbild. Je nach der Richtung der Bewegung kommen neue Interferenzringe aus der Mitte heraus, oder verschwinden in ihr. Die starre Verbindung zwischen Mikrometerschraube und Verschiebetisch führt jedoch dazu, dass jede Erschütterung und jedes Zittern durch die menschliche Hand zu einem Verkippen oder Schwingen des Spiegels  $S_3$  führt und das Interferenzbild verschwindet. Deswegen wird der Feintrieb der Differenzialmessschraube mit einem Gummiband über ein Übersetzungsrad gedreht. So werden alle Vibrationen gedämpft und es können kleinere Drehungen besser ausgeführt werden. Die Auflösung der Differenzialmessschraube beträgt  $0,5\mu\text{m}$ .

Zur Bestimmung der Wellenlänge wird der Spiegel  $S_3$  um eine bekannte Entfernung  $\Delta l$  verschoben und die Anzahl  $N$  der entstehenden oder verschwindenden Intensitätsmaxima bzw. Intensitätsminima gezählt. Aus den Messwertpaaren  $\Delta l$  und  $N$  lässt sich mit Formel 7 die Wellenlänge des Laserlichts bestimmen.

$$2 \cdot \Delta l = \lambda \cdot N \quad (7)$$

Führen Sie drei Messungen durch indem Sie  $\Delta l$  für mindestens 100  $N$  bestimmen. Berechnen Sie jeweils die resultierende Wellenlänge  $\lambda$  und die dazugehörige Messunsicherheit.

<sup>6</sup>Der Radius des Ringsystems ist abhängig von dem Wegunterschied zwischen den Armen. So kann es auch vorkommen, dass nur noch Streifen sichtbar sind.

Diskutieren Sie die Ergebnisse und mögliche Fehlerquellen.

### 3.4 Literaturangaben

- Gerthsen, Kneser, Vogel, *Physik*, Springer 1977
- Bergmann-Schaefer, *Experimentalphysik III, Optik*, de Gruyter 1987
- Klein, Furtak, *Optik*, Springer 1988
- Möller, *Optics*, University Science Book 1988
- Auszug aus E. Hecht., *Optik*, Addison-Wesley 1989
- W. Demtröder, *Experimentalphysik II*, Springer
- R.P. Pohl, *Optik und Atomphysik*, Springer