

INTERFEROMETRIE

Aufgaben:

- * Wirkungsweise des He-Ne-Lasers
- * Versuche mit kohärentem Licht
 - * Interferometrische Längenmessung
 - * Interferometrische Wellenlängenbestimmung
 - * Bestimmung des spektralen Abstands benachbarter Linien
 - * Bestimmung der Kohärenzlänge

1. Zweck der Versuche

Der Laser ist in den letzten Jahren zu einem unersetzlichen Präzisionsinstrument in allen Bereichen der Forschung und Industrie geworden. Die besonderen Eigenschaften des Laserlichtes erlauben Anwendungen, die mit natürlichem Licht nur sehr schwer oder überhaupt nicht zu realisieren sind. In der Physikausbildung stellt der Laser ein Hilfsmittel dar, mit dem insbesondere die Wellennatur des Lichtes behandelt und erklärt werden kann, und zwar in einer bisher nicht bekannten Deutlichkeit, wie das mit herkömmlichen Lichtquellen nur mit großem Aufwand oder gar nicht möglich ist.

Sie sollen sich anhand dieses Praktikumsplatzes genau mit der Wirkungsweise des He-Ne-Lasers vertraut machen und mit dieser kohärenten Lichtquelle Messungen mittels eines Michelson-Interferometers durchführen. Darüber hinaus können mit dieser Versuchsanordnung wichtige Eigenschaften einer Spektrallampe bestimmt werden.

Achtung: Man informiere sich unbedingt vor Beginn des Praktikums über:

- * Wirkungsweise des He-Ne-Lasers
- * Kohärenzbedingungen für Lichtquellen
- * Allgemeines über Interferenzen von elektromagnetischen Wellen
- * Michelson-Interferometer
- * Phasen- und Gruppengeschwindigkeit
- * optische Weglänge
- * Interferenzspektroskopie (Messmethode)
- * Na -D₁- und D₂-Linie

Literatur dazu:

Demtröder Bd. 2 & Bd. 3
Skriptum zur Vorlesung 134.105 GPH II, Teil 2: Optik
Beiliegende Unterlagen

Protokoll:

Anzugeben ist

- 1) Ganghöhe der Feinverstellung der Differential-Schraube des Messtisches des verschiebbaren Spiegels inkl. Fehlerabschätzung.
- 2) Skizze des Interferogramms des Temperaturfeldes, wie es sich um einen geheizten elektrischen Widerstand ausbildet.
- 3) Bestimmung der Wellenlänge der Na-Dampf Lampe.
- 4) Abschätzung der Kohärenzlänge der Na-Dampf Lampe.

2. Technische Daten der Geräte, allgemeine Hinweise

Als Lichtquelle steht ein He-Ne-Laser 155 zur Verfügung. Für den Normalbetrieb bzw. die Justierung optischer Aufbauten ist die Strahlleistung durch ein Schaltelement mit Abschwächungsfilter auf 0,2 mW begrenzt. Die Spitzenleistung von 1 mW kann durch Schalterbetätigung freigegeben werden.

Achtung:

Der nicht aufgeweitete bzw. fokussierte Laserstrahl soll, insbesondere bei maximaler Strahlleistung **nie** direkt ins Auge fallen, da die Retina beschädigt werden kann! Ansonsten ist der leistungsschwache Laserstrahl völlig ungefährlich.

TECHNISCHE DATEN des He-Ne-Lasers 155

Wellenlänge:	632,8 nm
Begrenzte Strahlleistung:	0,2 mW
Max. Strahlleistung:	1 mW
Strahldurchmesser ($1/e^2$ -Punkte der Intensität):	0,88 mm
Strahldivergenz:	1,0 mrad
Polarisation:	unkontrolliert
Spiegelkonfiguration:	hemisphärisch, integriert
Typische Lebensdauer:	> 10000 Std

Als Interferometer-System dient ein Projektions-Michelson-Interferometer (M.-I.), das aus Bauteilen einer Mikrobank fix aufgebaut ist (Bild 1).

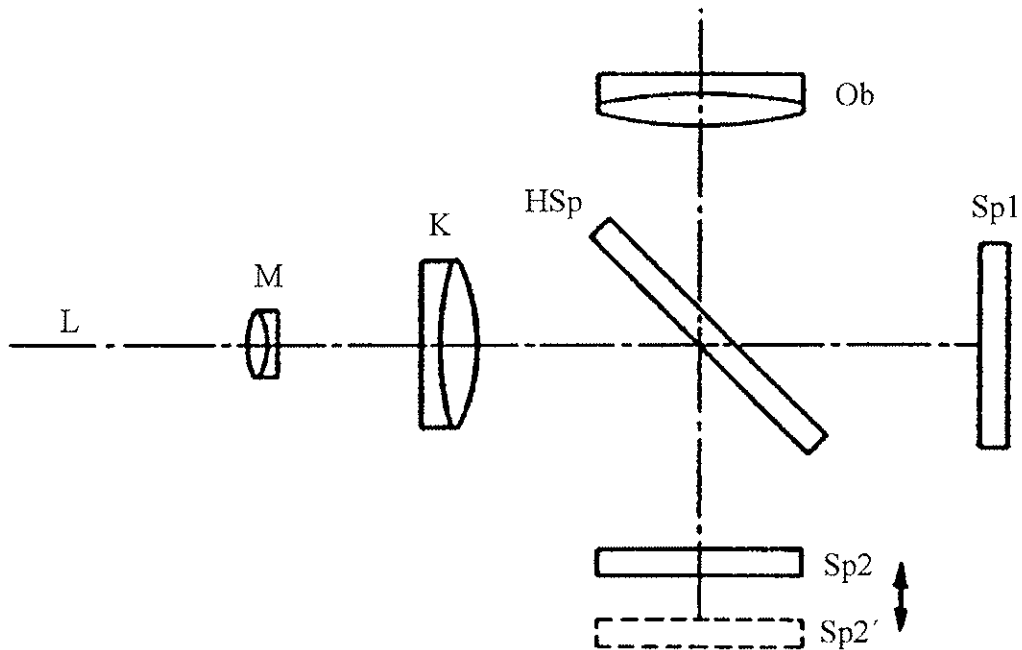


Bild 1: Der Laserstrahl L wird von dem kurzbrennweitigen Mikroskop-Objektiv M aufgeweitet und von der Kollimatorlinse K parallel gemacht. Das jetzt parallele Licht trifft auf den halbdurchlässigen Spiegel HSp, von dessen Oberfläche 50% des Lichtes auf den Planspiegel Sp2 reflektiert werden. Von dort wird es zurückgeworfen und gelangt durch den HSp in das Projektionsobjektiv Ob. Der andere Lichtanteil geht durch den HSp hindurch und fällt auf den Planspiegel Sp1. Nach dortiger Reflexion wird er ebenfalls über den HSp in das Projektionsobjektiv gespiegelt. Das Interferenzbild wird dann auf einem vor das Projektionsobjektiv gestellten Schirm beobachtet.

Die Gangunterschiede der Teilbündel verhalten sich so, als ob das von Sp1 kommende Licht von der gestrichelten Spiegelebene Sp2' herkommt, die entsteht, wenn man Sp1 in die Ebene von Sp2 schwenkt. Die beobachteten Interferenzbilder werden also gewissermaßen an einer planparallelen Luftplatte Sp2 - Sp2' erzeugt.

TECHNISCHE DATEN M.-I.

Linse	Brennweite f (mm)
M	0.65
K	80
Ob	160
weitere verwendet:	
A	200 (λ 633 nm)
Z	50
F	20

Der Spiegel Sp2 ist auf einem Messtisch mit Feinverstellung (Differential-Schraube) beweglich montiert, um die Gangunterschiede zwischen den zur Interferenz kommenden Lichtbündeln verändern zu können.

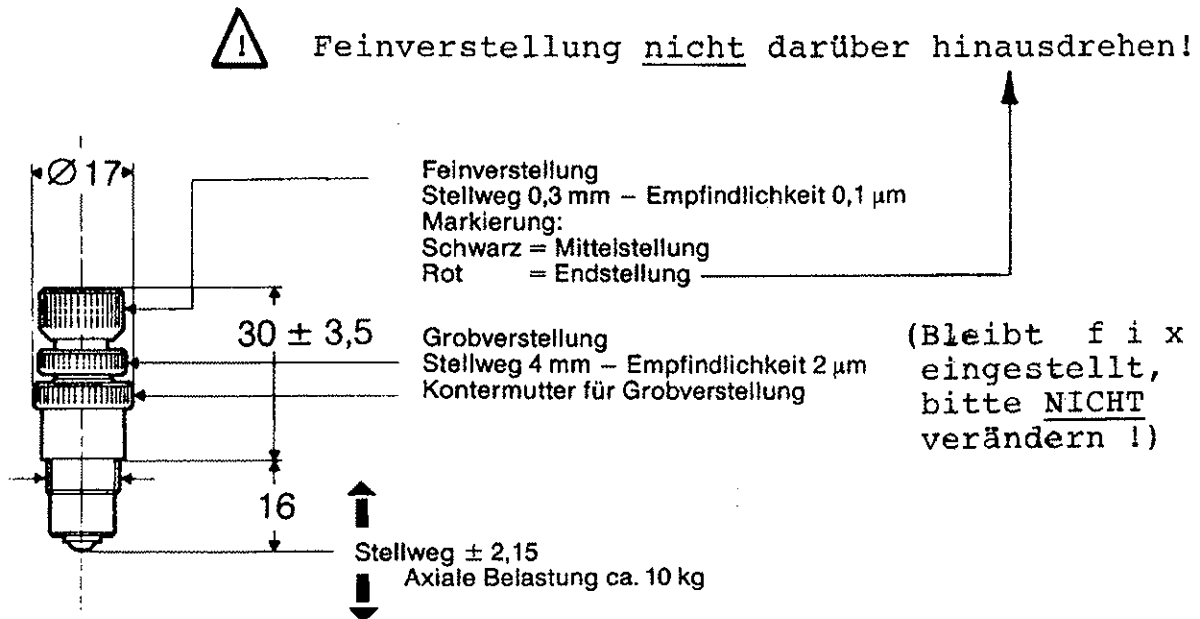


Bild 2: Differential-Schraube des Messtisches – Technische Daten.

Achtung:

Optische Geräte sauber halten und sorgsam behandeln, Justierungen genau nach Anleitung und äußerst sorgfältig und feinfühlig durchführen. Linsen, Stahlteiler und Spiegel **nicht** mit den Fingern berühren!

3. Versuchsdurchführung

1. Aufbau der Versuchsanordnung

Die Laser-Grundplatte und die M.-I.-Grundplatte werden so auf dem Lasertisch montiert, dass die Austrittsöffnung des Lasers und die Linse des Objektivs M einen Abstand von ca. 65 -70 cm haben. Die M.-I.-Grundplatte wird in Strahlrichtung fest auf dem Lasertisch verschraubt, während die Laser-Grundplatte zunächst nur lose befestigt wird, damit eine Justierung des Lasers möglich bleibt. Den Versuchsaufbau zeigt Bild 3. Der Projektionsschirm P wird in Projektionsrichtung des Objektivs Ob am Brüstungskanal des Optik-Labors eingehängt.

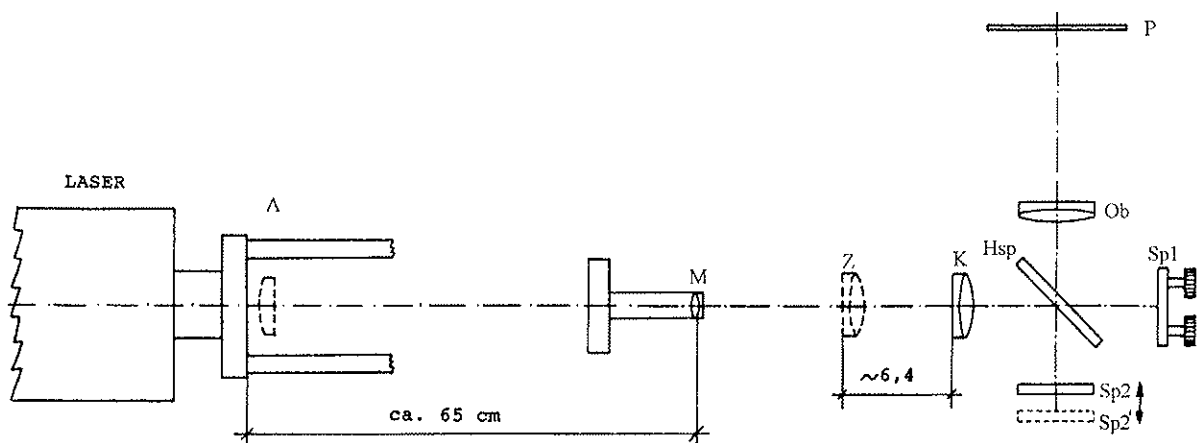


Bild 3: Schematischer Aufbau von Laser und Interferometer.

2. Vorjustierung

Gemäß dem Versuchsaufbau nach Bild 3 (ohne die Linse A und Z) wird zunächst mit der begrenzten Strahlleistung des Lasers (beam attenuator closed) der Laserstrahl mittels der Justierschrauben der Laser-Grundplatte genau in das Mikroskop-Objektiv des M.-I. justiert, sodass der Strahlteiler HSp möglichst optimal und gleichmäßig ausgeleuchtet wird. In dieser Stellung können die Befestigungsschrauben der Laser-Grundplatte dann gefühlvoll festgeschraubt werden.

3. Grobjustierung des M.-I.

Der beam attenuator des Lasers bleibt weiterhin geschlossen, der Messtisch des beweglichen Spiegels Sp2 des M.-I. wird ungefähr in Mittelstellung gebracht, sodass die beiden Armlängen des M.-I. zirka gleich groß sind. Jetzt nimmt man das Mikroskop-Objektiv M (40 L/0,65) vom M.-I. vorsichtig herunter, wodurch der Laserstrahl den halbdurchlässigen Spiegel HSp direkt trifft. Durch die Reflexionen der beiden Strahlenbündel am Spiegel Sp1 bzw. Sp2 erhält man zwei helle Punkte am Projektionsschirm P. Durch vorsichtiges Justieren des Planspiegels Sp1 mittels der beiden Justierschrauben sind diese beiden Punkte möglichst genau zur Deckung zu bringen.

4. Feinjustierung des M.-I.

Nun wird das Objektiv M wieder vorsichtig auf die beiden Führungsstangen des M.-I. bis zum vorgesehenen Anschlag aufgesteckt, wobei darauf zu achten ist, dass der aus der Aufnahmeplatte herausstehende zylindrische Teil des Objektivs zum M.-I. zeigt (vgl. Bild 3). Aufgrund der nunmehrigen Aufweitung des Laserstrahls ergibt sich wieder das große Bildfeld am Projektionsschirm.

Jetzt verwendet man die max. Strahlleistung des Lasers (beam attenuator open). Durch äußerst feinfühliges Weiterjustieren des Spiegels Spl bringt man die beiden Kreisflächen der reflektierenden Lichtbündel des M.-I. auf dem Projektionsschirm exakt zur Deckung, wobei die ersten Interferenzerscheinungen meist in Streifenform beobachtet werden können, sofern nicht schon durch die Justierung gemäß Punkt 3 Interferenzerscheinungen aufgetreten sind. Nun optimiert man auf ca. 5 -10 Interferenzstreifen im Beobachtungsfeld.

5. Ringdarstellung

Durch Einstecken der Aufweitungslinse A ($f = 200$ mm) direkt beim Austritt des Laserstrahls auf die beiden am Laser befestigten 15 cm langen Stangen (siehe Bild 3, Position A) sowie durch Aufstecken der Zwischenlinse Z ($f = 50$ mm) auf die beiden Führungsstangen des M.-I. zwischen dem Objektiv M und der Linse K im Abstand von ca. 64 mm zur Vorderkante der Linse K (siehe Bild 3, Position Z) erhält man eine schöne Darstellung von Interferenzringen am Projektionsschirm. Justieren Sie dabei die Linse A mit beiden Justierschrauben der Laserstangenhalterung auf maximale Ausleuchtung des Projektionsfeldes. Durch geringfügiges Hin- oder Herverschieben der Linse Z lässt sich die Form der Ringe etwas beeinflussen. Durch weiteres vorsichtiges Feinjustieren des Spiegels Spl lässt sich dieses Ringmuster auch zentrieren.

6. Interferometrische Längenmessung

Stellen Sie beim Ringmuster gemäß Punkt 5 etwa 5 - 10 Ringe durch geeignetes Verschieben des Messtisches ein. Nun bestimmen Sie durch das Abzählen der entstehenden (oder verschwindenden) Interferenzringe bei einer (oder mehreren) vollständigen Umdrehung(en) der Feinverstellung der Differential-Schraube des Messtisches deren Ganghöhe über die Beziehung

$$\Delta l = m \cdot \lambda / 2$$

Δl Längenänderung des Spiegelweges
 m Streifenverschiebung im Interferenzbild
 λ Wellenlänge der verwendeten Lichtquelle.

Hinweis:

Bei der Messung möglichst keine Kraft auf die Feinverstellung der Differential-Schraube aufbringen! (Am besten die Hand auf den Lasertisch legen und den Feintrieb der Differential-Schraube dabei von unten bedienen.) Bestimmen Sie das Mittel aus mindestens 5 Messungen.

7. Sichtbarmachung von Brechzahländerungen

Bei konstanter geometrischer Weglänge ℓ lassen sich vielerlei Versuche durchführen, bei denen die optische Weglänge $s = n \cdot \ell$ durch Brechzahländerungen beeinflusst wird. Da in den meisten Fällen die Brechzahl als Funktion der Temperatur, Konzentration usw. bekannt ist, lassen sich auch entsprechende Berechnungen anhand des Interferogramms durchführen.

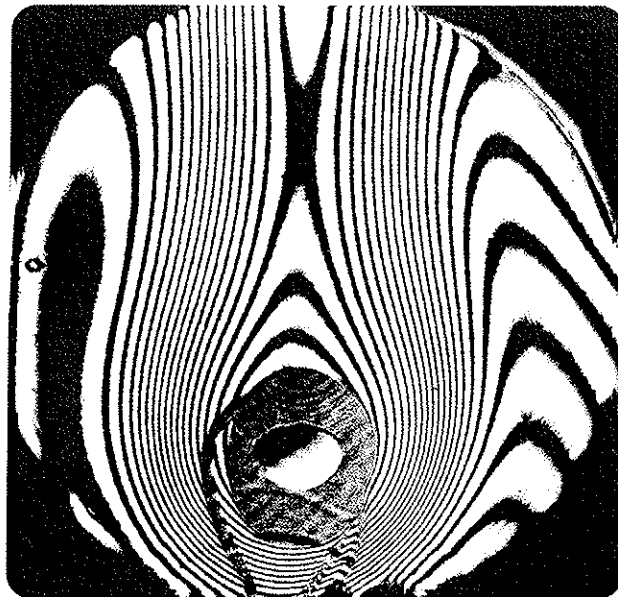


Bild 4: Interferenzbild mit beheiztem Widerstand im Strahlengang.

Bild 4 zeigt z.B. als Interferogramm das Temperaturfeld, wie es sich um eine geheizten Körper bildet. In gleicher Weise kann man Verdampfungsprozesse, Diffusionsvorgänge, Lösungsvorgänge usw. projizieren. Die zu untersuchenden Objekte werden beispielsweise in den Teilstrahlengang des beweglichen Spiegels Sp2 gebracht.

Im Rahmen dieser Praktikumsübung sollen Sie ein Interferogramm eines geheizten elektrischen Widerstands beobachten. Dazu stellen Sie nach Entfernen der Zwischenlinse Z mit dem Justierspiegel Spl ein waagrechtes Parallelstreifenmuster mit ca. 10 - 20 Interferenzlinien ein. Danach bringen Sie den Heizwiderstand (300 Ω , 4 W) in den Strahlengang des Spiegels Sp2. Man sieht dabei den geometrischen Schatten des Widerstandes, bei kaltem Widerstand jedoch keine Änderungen des Interferenzstreifenmusters. Nun legen Sie am Widerstand eine Spannung von 30 V an, wodurch sich ein Strom von ca. 0,09 A einstellt. Beobachten Sie die Änderung des Interferenzstreifenmusters während des Heizvorgangs und machen Sie eine Skizze des Interferogramms nach dem Erreichen des stationären thermischen Zustands. Durch Fächeln über dem Widerstand lässt sich schön die Bewegung der Luftschlieren (Interferenzstreifen) aufgrund der Dichteunterschiede beobachten.

Achtung:

Geheizten Widerstand nicht mit bloßen Fingern berühren ... **Verbrennungsgefahr !**

8. Interferometrische Wellenlängenbestimmung

Im Folgenden soll die Wellenlänge einer Na-Dampflampe bestimmt werden. Dabei handelt es sich um eine Gasentladungslichtquelle, wobei das Plasma aus Na-Dampf entsteht, der sich nach der Zündung z.T. erst während des Betriebs durch Verdampfen aus den Entladungselektroden bildet. Aus diesem Grund erreicht die Lampe erst nach ca. 10 Minuten ihre maximale Helligkeit.

Achtung:

Fingerabdrücke am Außenkolben der Lampe vermeiden; gegebenenfalls mit Alkohol entfernen.

Justieren Sie für diese Messung das M.-I. zunächst mit dem Laser – Anordnung wie im vorigen Punkt 7 auf 5 – 10 vertikale Interferenzstreifen. Stellen Sie den Messtisch auf etwa 10,0 mm ein. Entfernen Sie anschließend das Mikroskop-Objektiv M und positionieren Sie die Na-Dampflampe mittels der Schaumstoffunterlage liegend genau an der bisherigen Stelle des Mikroskop-Objektivs M vor die beiden Führungsstangen des M.-I..

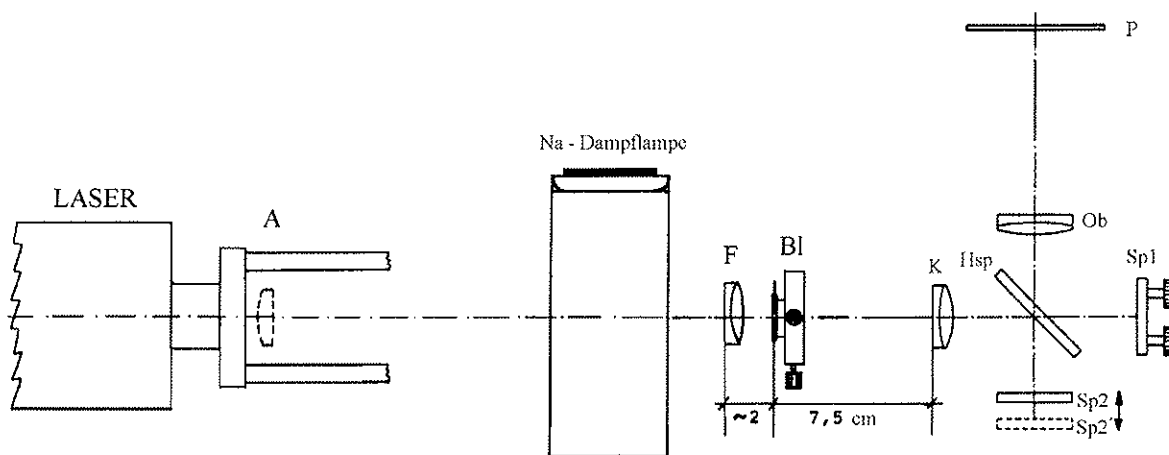


Bild 5: Schematischer Aufbau der Versuchsanordnung zur Wellenlängenbestimmung bei der Na-Dampflampe.

Stecken Sie nun gemäß Bild 5 die Irisblende Bl im Abstand von 7,5 cm zur Vorderkante der Kollimatorlinse K auf die Führungsstangen des M.-I. (= Brennebene von K), sowie 2 cm vor Bl die Fokussierlinse F ($f = 20$ mm). Schließen Sie die Irisblende auf ca. 1,5 mm \varnothing und verschieben Sie die Linse F so lange, bis das Bild der Na-Dampflampe auf der Blende Bl fokussiert ist. Zentrieren Sie dann gegebenenfalls noch die Irisblende Bl, falls ihr Mittelpunkt nicht genau in der optischen Achse des Lampenbildes liegt. Decken Sie nun mit dem schwarzen Tuch möglichst alles seitlich austretende Na-Licht ab (auch den Lüftungsschlitz am Fußende der Lampe), um das Labor bestmöglich abzudunkeln.

Achtung:

Optisch abgeschattetes Lüftungsgitter am Kopfende der Na-Dampflampe aus thermischen Gründen dabei nicht zudecken!

Durch Feinjustieren von Bl und weiteres Abblenden der Iris fast auf minimale Öffnung lässt sich ein optimaler Kontrast der Interferenzstreifen am Projektionsschirm P einstellen.

Hinweis:

Sollten die jetzt auftretenden Interferenzstreifen eher blass und unscharf sein, muss der Messtisch um etwa 0,1 bis 0,2 mm verschoben werden, bis optimale Interferenzstreifen sichtbar werden (vgl. Punkt 9).

Bestimmen Sie nun die Wellenlänge der Na-Dampflampe aus 5 Messungen durch die Messung der geometrischen Wegdifferenz, die sich bei der Feinverstellung der Differential-Schraube ergibt, wenn sich jeweils ca. 50 Interferenzstreifen im Beobachtungsfeld vorbeibewegt haben (d.h. am Bildrand jeweils entstanden oder verschwunden sind).

Hinweis:

Dabei Eichung nach Punkt 6 verwenden.

9. Bestimmung des spektralen Abstands benachbarter Linien

Für diese Messung benötigt man den unveränderten Versuchsaufbau von Punkt 8. Die Na-Dampflampe sendet im Sichtbaren praktisch nur eine gelbe Doppellinie aus. Da die Interferenzerscheinung durch Vielstrahlinterferenz zustande kommt, ist es möglich, die von den Einzellinien herrührenden Interferenzstreifensysteme ohne Überlappung zu beobachten. Bei bestimmten Abständen der Spiegel (und damit Gangdifferenzen) kann man erreichen, dass die Maxima (und damit auch die Minima) der von den Einzellinien stammenden Interferenzstreifensysteme aufeinander fallen. Exakt fällt natürlich jeweils nur ein Interferenzstreifenpaar zusammen, aber das Interferenzbild sieht so aus, als ob eine ganze Anzahl von entsprechenden Streifenpaaren aufeinander fallen würde.

Hat man einen solchen Spiegelabstand eingestellt, bei dem Streifensysteme zusammenfallen (deutliche scharfe Interferenzstreifen), so verschiebt man den auf dem Messtisch montierten Spiegel Sp2 durch Drehen der Messtisch-Mikrometerschraube (= Schraube mit schwarzem Gummi) so lange, bis sich Streifen erneut überdecken und wieder deutlich und scharf sind und liest die dazu erforderliche Verschiebung der Mikrometerspindel ab. Diese Messung kann mehrmals wiederholt werden, solange die Interferenzerscheinung noch gut beobachtet werden kann. Auf diese Weise erhält man die mittlere notwendige Verschiebung der Mikrometerspindel in mm. Daraus kann man den spektralen Abstand der beiden Linien berechnen. Die Wellenlängen der beiden Linien seien λ_1 und λ_2 , einem Zusammenfallen der Streifensysteme entspricht eine Wegdifferenz, für die gilt:

$$n \lambda_1 = m \lambda_2 \quad (n, m = \text{ganz})$$

Bei Vergrößerung des Spiegelabstands nimmt die Gangdifferenz und damit die Ordnung der Interferenz zu. Beim nächsten Zusammenfallen der Streifensysteme gilt:

$$(n + \kappa) \lambda_1 = (m + \kappa + 1) \lambda_2 \quad (\kappa = \text{ganz})$$

Aus den beiden Gleichungen erhält man schließlich:

$$\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2 = \lambda_2 / \kappa$$

Ist also λ_2 (oder entsprechend λ_1) mit genügender Genauigkeit bekannt und bedeutet κ die Anzahl der Streifen des Systems λ_1 , die zwischen dem Zusammenfallen der Streifensysteme vorbeilaufen, so kann mit der letzten Gleichung der spektrale Abstand $\Delta\lambda$ der beiden Linien berechnet werden. Bei der Durchführung des Versuches bestimmen wir allerdings nicht κ , sondern die Änderung des Spiegelabstandes in Abhängigkeit von der Einstellung der Mikrometerschraube. Ist der Spiegel Sp2 um die Strecke d verschoben worden, so gilt:

$$\kappa = 2d/\lambda_1 \quad \text{und man erhält} \quad \Delta\lambda = \lambda_1 \cdot \lambda_2 / 2d = \lambda^2 / 2d,$$

wenn man mit λ die mittlere Wellenlänge bezeichnet, die im vorigem Versuch (Punkt 8) bestimmt wurde.

10. Bestimmung der Kohärenzlänge der Na-Dampflampe

Mit dem im obigen Punkt 9 angegebenen Versuch lässt sich auch die Kohärenzlänge der Lichtquelle (Na-Dampflampe) abschätzen. Dazu verschiebt man zuerst den Messtisch in die eine Richtung, bis zum letzten Mal Interferenzstreifen sichtbar sind, geht dann zurück und bestimmt die Einstellung, bei der die Interferenzstreifen dann gerade wieder nicht mehr zu beobachten sind. Die dabei verschobene Messtischlänge ist direkt proportional zur Kohärenzlänge, wenn man berücksichtigt, dass eine Verschiebung des Messtisches um die Strecke D aufgrund des zweimaligen Lichtweges einer Wegdifferenz von $2D$ entspricht, was natürlich bei allen Messungen entsprechend zu beachten ist!

A N H A N G

1. Wirkungsweise des He-Ne-Lasers

1.1. Allgemeines

Wie jeder Laser (siehe auch Demtröder 3, Kap. 8), so besteht auch der Helium-Neon-Laser Typ 155 aus einem optischen Resonator und einem aktiven, verstärkenden Medium, das sich im Resonator befindet. Bild A1 zeigt die prinzipielle Anordnung eines He-Ne-Lasers. Der optische Resonator wird aus zwei, im Allgemeinen sphärisch gekrümmten Spiegeln gebildet. Einer der beiden Spiegel ist teildurchlässig (einige Prozent), wodurch ein Anteil der im Resonator gespeicherten Energie ausgekoppelt werden kann und als Ausgangsleistung des Oszillators zur Verfügung steht.

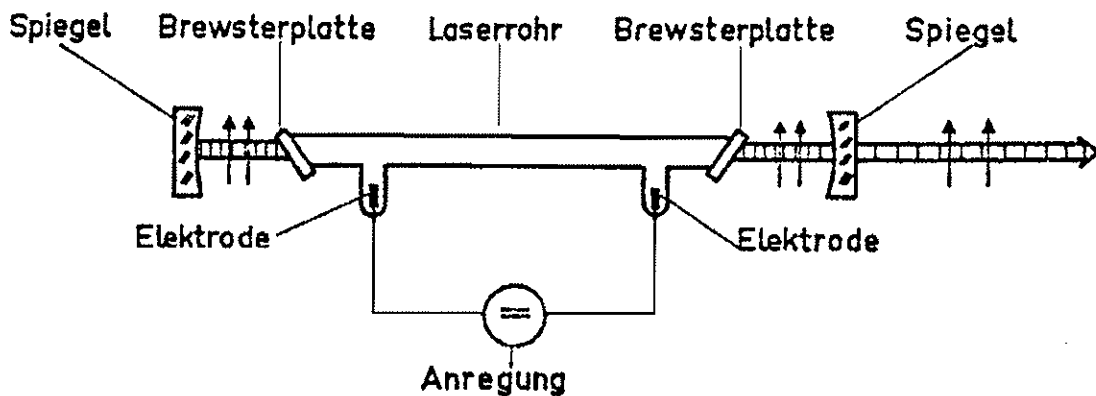


Bild A1: Prinzipielle Anordnung des He-Ne Lasers Typ 155.

1.2. Anregung des Gasmischtes

Das aktive Medium befindet sich in einem Entladungsrohr (Laserrohr) und ist ein Gemisch aus etwa 85 % Helium und 15 % Neon bei einem Gesamtdruck von etwa 1,7 Torr. An seinen Enden ist das Laserrohr unter dem Brewsterwinkel abgeschliffen und mit optisch hochwertigen Planplatten vakuumdicht abgeschlossen. Die Platten haben wegen des Neigungswinkels die Eigenschaft, dass ein parallel zur Rohrachse laufender Lichtstrahl, dessen elektrischer Vektor in der Einfallsebene schwingt (Pfeile in Bild A1), an ihren Oberflächen nicht reflektiert wird. Der beschriebene Lichtstrahl kann daher verlustfrei das so abgeschlossene Rohr passieren, sofern seine Polarisationssebene mit der Einfallsebene übereinstimmt. Das Gasmischtes wird in den meisten Fällen durch eine Gleichstromentladung angeregt.

Die zum Verständnis des He-Ne-Lasers wichtigen Energieniveaus sind im Termschema, Bild A2, eingezeichnet. Zur Kennzeichnung der Terme wird die Paschen-Bezeichnung verwendet. In der Gasentladung im He-Ne-Gemisch werden unter anderem die metastabilen 2^1S - und 2^3S -Niveaus des Heliums angeregt. Wegen der großen Lebensdauer dieser Terme ist die Dichte der angeregten Heliumatome besonders groß.

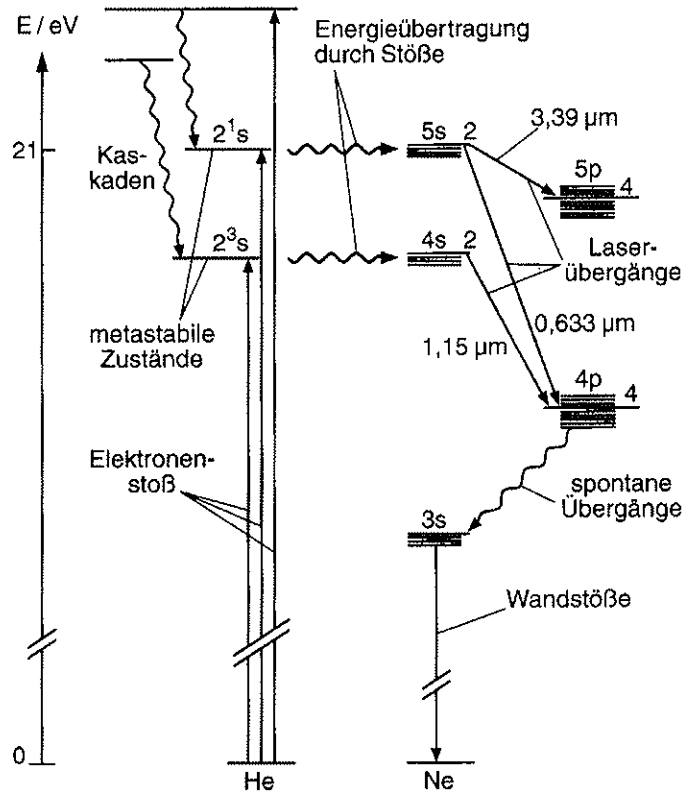


Bild A2: Termschema des He-Ne-Lasers mit drei von mehreren möglichen Laserübergängen.

Im Neon existieren zwei Gruppen von Energieniveaus, die mit 5s bzw. 4s bezeichnet werden und deren Energie nahezu gleich der der oben erwähnten Heliumniveaus ist. Deshalb kann durch "Stöße zweiter Art" eine wirkungsvolle selektive Energieübertragung von den Helium- auf die Neonatome erfolgen. Die 5s- bzw. 4s-Niveaus im Neon werden daher stärker besetzt als andere, für die keine Resonanzübertragung möglich ist. Außerdem besitzen die beiden Termgruppen im Neon ebenfalls eine relativ lange Lebensdauer (etwa 10^{-7} s), so dass sich eine Inversion der Besetzungsdichten ausbilden kann. Darunter versteht man den Zustand, bei dem ein höher liegendes Energieniveau stärker besetzt ist als ein tiefer liegendes (siehe Bild A3). Das Atomsystem mit invertierbaren Besetzungsdichten ist eine der essentiellen Voraussetzungen für die Realisierbarkeit eines Lasers.

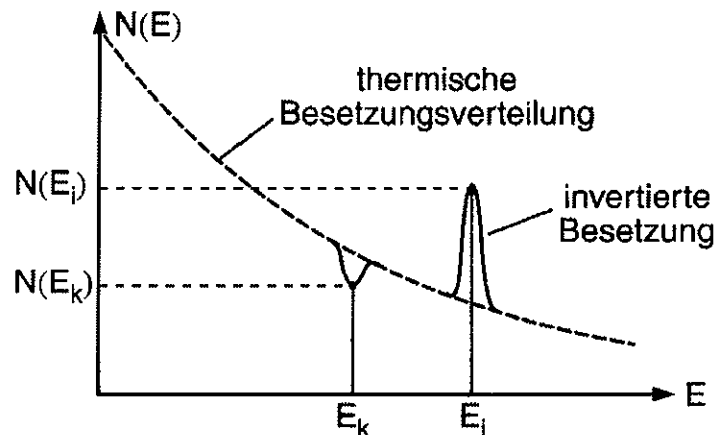


Bild A3: Selektive Besetzungsinversion ($N_i > N_k$ trotz $E_i > E_k$) als Abweichung von der thermischen Besetzungsverteilung.

Während der Zeit, in der das Atom angeregt ist, kann es dazu stimuliert werden, ein Photon zu emittieren, wenn es von einem äußeren Photon mit genau gleich großer Energie wie das, das es sonst spontan emittieren würde, getroffen wird (Bild A4). Das bedeutet, dass das ankommende Photon um eines vermehrt wird, oder anders ausgedrückt, die ankommende Welle wird verstärkt. Besonders bemerkenswert ist dabei, dass die so ausgelöste Welle phasengleich zur auslösenden emittiert wird (Erzeugung kohärenter Strahlung).

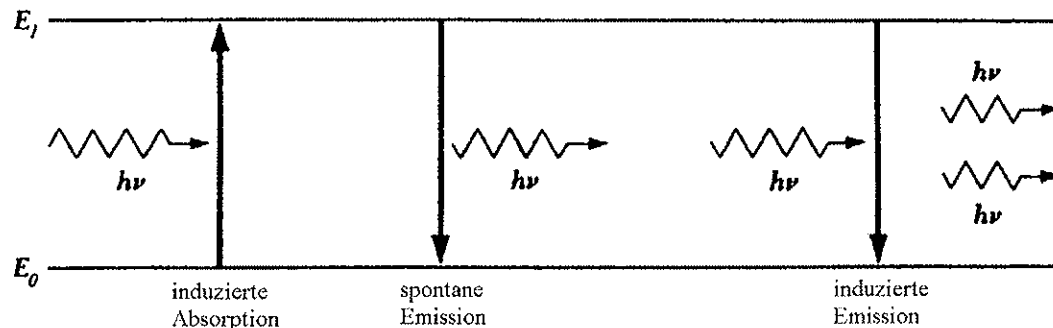


Bild A4: Übergänge zwischen zwei Energieniveaus eines Atoms können als induzierte Absorption, spontane Emission oder induzierte Emission stattfinden.

Die mit dem He-Ne-Laser üblicherweise erzeugten Laserlinien entsprechen den Übergängen $5s2-4p4$ (632,8 nm) und $4s2-4p4$ (1152,3 nm). Diese beiden Linien enden also auf einem gemeinsamen Term. Eine weitere wichtige Linie liefert der Übergang $5s2-5p4$ (3391,2 nm), sie besitzt den gleichen Ausgangsterm wie die rote Linie (632,8 nm), hat aber eine wesentlich höhere Verstärkung als diese. Sie kann daher bei relativ niedriger Resonatorgüte (schlecht reflektierende Spiegel) bereits anschwingen und entleert dabei das $5s2$ -Niveau. Zur Erzeugung einer hohen Ausgangsleistung bei der roten Linie muss daher die infrarote Linie (3391,2 nm) unterdrückt werden. Dies geschieht dadurch, dass für die Brewsterplatten das optische Glas BK7 verwendet wird, welches für die infrarote Linie 3391,2 nm eine hohe Absorption aufweist. Bei 1152,3 nm hat BK7 dieselbe geringe Absorption wie für die rote Linie.

Die Leistungsverstärkung in einem Laserrohr mit invertierten Besetzungsdichten ist proportional der Differenz $N_2 - N_1$, wobei N_2 die Dichte der Atome im oberen Laserniveau bedeutet. Die Verstärkungen betragen für die Linien $\lambda = 632,8$ nm und $\lambda = 1152,3$ nm nur wenige Prozent pro Meter, hingegen 40 dB pro Meter für die Linie $\lambda = 3391,2$ nm.

Befindet sich das angeregte Gasgemisch in einem optischen Resonator, so setzt durch die so geschaffene Rückkopplung eine starke stimulierte Emission ein und das System beginnt zu schwingen, sofern die Verstärkung die Verluste überwiegt. Da innerhalb der Verstärkungskurve eines Laserüberganges (dopplerverbreiterte Linie $\sim 1,5$ GHz breit) im Allgemeinen mehrere Resonanzstellen des optischen Resonators liegen, werden meist mehrere Frequenzen gleichzeitig erregt.

Die Schwingung erregt sich mit jener Polarisationsrichtung, die den kleinsten Verlusten entspricht, d.h. der elektrische Feldvektor des entstehenden Laserlichtes liegt in der Einfallsebene der Brewsterplatten (siehe Bild A1). Welcher der möglichen Laserübergänge erregt wird, hängt von den selektiven Reflexionseigenschaften der Resonatorspiegel ab.

1.3. Optische Resonatoren

Zur Erzielung einer starken Wechselwirkung zwischen Feld und Materie und damit einer starken stimulierten Emission muss sich das aktive Medium in einem Raum mit hoher elektromagnetischer Energiedichte befinden. Derartige Verhältnisse sind in einem Hohlraumresonator gegeben. Üblicherweise liegen die Dimensionen von Hohlraumresonatoren in der Größenordnung der Wellenlänge bei der sie verwendet werden. Bei optischen Frequenzen ist dies nicht mehr möglich und man muss Resonatoren benutzen, die sehr groß im Vergleich zur Wellenlänge sind. Die Resonanzbedingung ist immer dann erfüllt, wenn der Spiegelabstand ein ganzzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge beträgt.

1.3.1. Eigenschwingungen (Moden)

Wie bei jedem Hohlraumresonator, so wird auch beim Laser-Resonator die Art der Eigenschwingung (Mode) durch drei ganze Zahlen charakterisiert: die beiden ersten Zahlen charakterisieren die Feldstärkeverteilung in transversaler Richtung, also z.B. auf den Spiegeloberflächen, eine dritte Zahl gibt eventuell die Anzahl der Halbwellen zwischen den Spiegeln an, wird beim Gaslaser aber meist weggelassen (diese Zahl wäre einige Millionen).

Für jede derartige, als transversale Mode bezeichnete Verteilung existiert eine Folge von longitudinalen Moden, die durch die Resonanzbedingung: Spiegelabstand gleich ein ganzzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge bedingt sind, oder anders ausgedrückt, für die nach Durchlaufen eines geschlossenen Strahlenganges die Phasendifferenz ein ganzzahliges Vielfaches von 2π ist. Der Frequenzabstand Δf von longitudinalen Moden für eine gegebene transversale Mode beträgt daher

$$\Delta f = c/2d$$

wobei d der Spiegelabstand und c die Lichtgeschwindigkeit bedeuten. Dieser Sachverhalt ist im Bild A5 graphisch dargestellt: A5 zeigt schematisch die Verstärkungskurve (dopplerverbreiterte Ne-Emissionslinie) des aktiven Mediums. Die Halbwertsbreite beträgt für den bei $\lambda = 632,8$ nm liegenden Laserübergang etwa 1500 MHz.

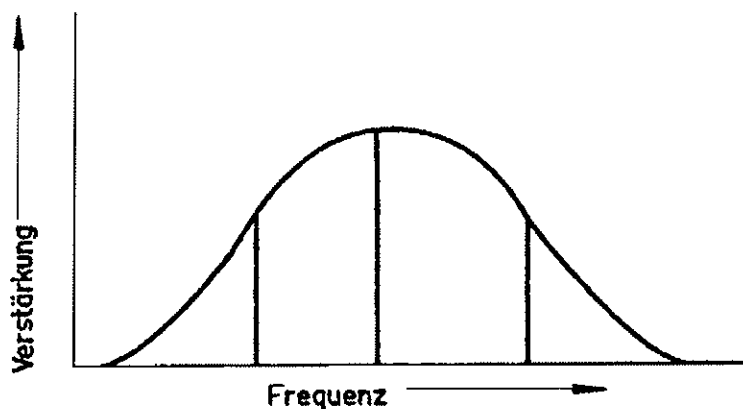


Bild A5: Verstärkungskurve mit Moden des optischen Resonators.

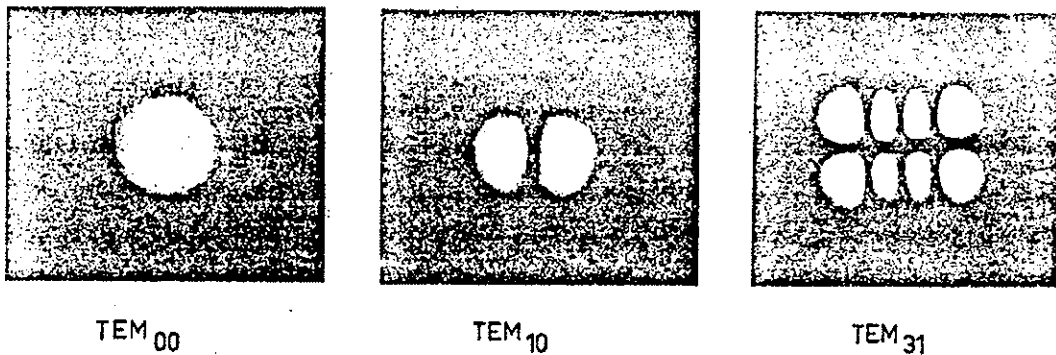


Bild A6: Beispiele für transversale Moden. Der verwendete He-Ne-Laser 155 schwingt im Grundmodus TEM_{00} .

Bild A6 zeigt photographische Aufnahmen einiger transversaler Moden, wobei TEM für eine Transversal Elektro-Magnetische Welle steht (siehe auch "stehende elektromagnetische Wellen im Hohlleiter", Demtröder 2, S. 209).

Für viele Anwendungen des Lasers ist es notwendig, dass nur der transversale Grundmodus TEM_{00} vorhanden ist. In diesem Fall ist die Feldstärkeverteilung über den Strahlquerschnitt eine Gaußsche Verteilung mit einheitlicher Phase über den gesamten Strahlquerschnitt. Bei gleich bleibendem Rohrdurchmesser steigen die Beugungsverluste für die transversalen Moden mit steigender Ordnung an. Durch geeignete Dimensionierung kann man daher erreichen, dass für alle höheren transversalen Moden die Beugungsverluste zu groß sind, um anschwingen zu können, und nur der transversale Grundmodus schwingt. Wie bereits erwähnt, schließt dies jedoch nicht aus, dass der transversale Grundmodus auf mehrere longitudinale Moden verteilt ist.

1.3.2. Spiegel für hohe Reflexion

Für die beim Laser-Resonator erforderliche hohe Güte genügen die durch Metallbedampfungen (Silber, Gold etc.) erzielbaren Reflexionswerte nicht mehr. Die Absorptions- und Streuverluste von einigen Prozent, wie sie derartige Spiegel aufweisen, sind für den Laser-Resonator bereits zu hoch. Daher verwendet man in den meisten Fällen im Vakuum aufgedampfte dielektrische Schichten der optischen Dicke $\lambda/4$ mit abwechselnd hohem und niedrigem Brechungsindex. Auf diese Weise erreicht man heute Reflexionswerte von $R = 99,9\%$ d.h. Verluste von $0,1\%$. Diese Verluste sind durch Absorption und Streuung des Lichtes bedingt, wobei bei dielektrischen Schichten der Streuverlust überwiegt.

Die Wirkung derartiger Schichten sei im Folgenden kurz erläutert: Entsprechend Bild A7 ist eine Schicht mit dem Brechungsindex n_1 und der Dicke d auf Glas mit dem Brechungsindex n_2 aufgedampft. Die optische Dicke $n_1 d$ der Schicht sei $\lambda/4$.

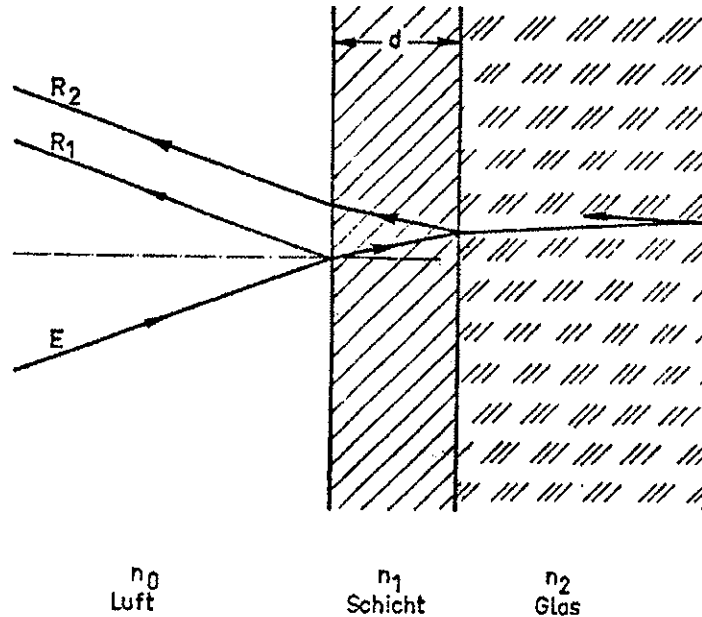


Bild A7: Reflexion an einer dielektrischen Schicht.

Ferner sei die Schicht optisch dichter als der Glasträger, d.h. $n_1 > n_2$. Der auf die Grenze Luft/Schicht auftreffende Lichtstrom E wird zum Teil als R_1 reflektiert, wobei ein Phasensprung von $\lambda/2$ auftritt (Reflexion am optisch dichteren Medium!). Der um R_1 verminderte Lichtstrom dringt in die Schicht ein und erfährt an der Grenze Schicht/Glas eine weitere Reflexion. Da hier der Lichtstrahl auf das optisch dünnere Medium auftrifft, tritt kein Phasensprung auf. Der in das erste Medium Luft zurückkehrende Strahl R_2 hat daher unter Berücksichtigung seines zurückgelegten Weges $2n_1d = \lambda/2$, eine Phasendifferenz von insgesamt λ gegenüber R_1 . Dies bewirkt infolge von Interferenz eine Verstärkung von R_1 .

Zur Erzielung der geforderten hohen Reflexionswerte reicht eine einzige Schicht nicht aus. Man lässt daher viele Schichtpaare der beschriebenen Art aufeinander folgen, wobei die Funktion des Glases durch eine Schicht mit geeignetem Brechungsindex übernommen wird. Als hoch-brechende Substanz werden Zinksulfid ($n = 2,34$) oder Zinkselenid ($n = 2,58$) und als niedrig-brechende Substanzen Kryolith ($n = 1,33$) oder Thoriumoxyfluorid ($n = 1,52$) verwendet. Die angegebenen Brechungsindizes gelten für $\lambda = 630 \text{ nm}$. Die Anzahl der Schichten kann jedoch nicht beliebig gesteigert werden, da damit auch Streuung und Absorption zunehmen.