
Inhalt

1.	Einleitung	3
2.	Die Erzeugung von Licht	5
2.1	Vorstellungen vom Atom	5
2.2	Wechselwirkung zwischen Atomen und Photonen	6
2.2.1	Absorption	7
2.2.2	Spontane Emission	8
2.2.3	Stimulierte Emission	9
2.3	Linienbreite	11
2.4	Lichtverstärkung durch Inversion	12
3.	Der Laser	15
3.1	Der Laseroszillator	15
3.2	Moden.....	18
3.2.1	Longitudinale Moden	18
3.2.2	Transversale Moden	19
4.	Eigenschaften des Laserlichts	21
4.1	Kohärenz	21
4.1.1	Zeitliche Kohärenz	21
4.1.2	Räumliche Kohärenz	22
4.2	Ultrakurze Lichtimpulse	23
4.2.1	Die Güteschaltung	23
4.2.2	Modenkopplung	24
5.	Lasersysteme	26
5.1	Der HeNe-Laser	26
5.2	Der Rubinlaser	28
5.3	Halbleiterlaser	30
5.3.1	Bändermodell	30
5.3.2	Injektionslaser	31
6.	Anwendung des Laser	34
6.1	Das Michelson-Interferometer	34
6.2	Bestimmung der Brechungsindizes von Polymerlösungen	39
6.3	Holografie	46
7.	Literaturverzeichnis.....	50
8.	Anhang	51

1. Einleitung

Der Startschuss zum Wettlauf um den Bau des ersten Lasers fiel 1958: Im Dezember des Jahres 1958 druckte die amerikanische Fachzeitschrift „Physical Review“ einen Artikel zweier Physiker der Bell Laboratories, Charles H. Townes und Arthur L. Schawlow, mit dem Titel „Infrared and Optical Masers“ ab. Darin legten die beiden, die sich vor allem mit der Verstärkung von Mikrowellen durch Maser beschäftigten, die theoretische Grundlage zum Bau eines optischen Masers – dem Laser.

Nachdem ihr Artikel in der „Physical Review“ erschienen war, machten sich Forscher in aller Welt daran, einen solchen Laser zu realisieren. [nach: 1]

Der Wettlauf war 1960 beendet, als die amerikanische Zeitschrift „Electronic Design“ am 3. August 1960 schrieb: „If he has what he thinks he has, he most certainly has a laser.“ [2] (Wenn er hat, was er glaubt, dass er hat, hat er höchstwahrscheinlich einen Laser.)

Er – das war Theodore Harold Maiman, ein Physiker aus Kalifornien, USA. Drei Tage später veröffentlichte Maiman in „Nature“ einen selbstverfassten Bericht über seine Entwicklung: Ihm war es als Erstem gelungen, einen funktionsfähigen Laser zu entwickeln. Das Foto (Abb. 1) zeigt Maiman mit dem weltweit ersten Exemplar eines Lasers – einem Rubin-Laser.

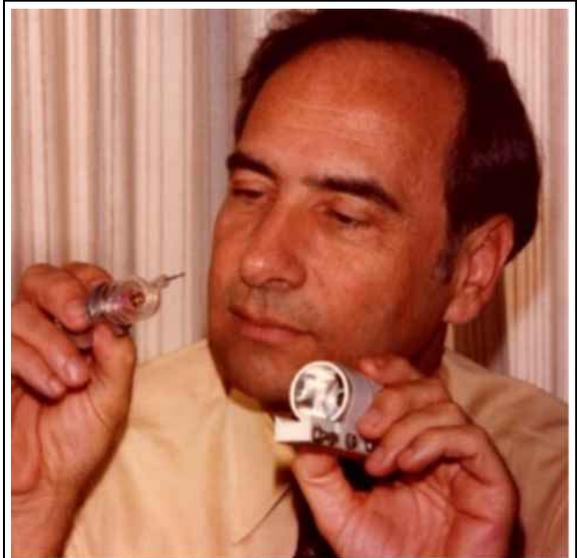


Abb. 1: Theodore H. Maiman mit dem weltweit ersten Laser [3]

Seitdem wurden und werden zahlreiche neue Lasersysteme entwickelt, die längst nicht mehr aus unserem Leben wegzudenken sind. Mittlerweile haben sie ihren festen Platz in Bereichen der Medizin, der naturwissenschaftlichen Forschung, der Materialbearbeitung und vielem mehr. Aber auch im Alltag begegnen wir Lasern, wenn wir uns beispielsweise eine CD anhören oder die Kassiererin im Supermarkt die Preise unseres Einkaufs über den Strichcode ausliest.

Doch was ist eigentlich ein Laser?

Das Wort Laser, ein Akronym, setzt sich zusammen aus den englischen Worten „*L*ight *A*mplification by *S*timulated *E*mission of *R*adiation“ und steht für „Lichtverstärkung durch stimulierte Emission von Strahlung“. Die deutsche Übersetzung liefert bereits erste Hinweise auf die Antwort: Ein Laser verstärkt demnach Licht – also elektromagnetische Wellen.

Die Lichtverstärkung kann bei einigen Lasern sogar so stark sein, dass die von ihnen ausgehende Lichtleistung bis zu ein Petawatt (1 Petawatt = 10^{15} Watt) erreicht. Das entspricht der 300-fachen Leistung aller Elektrizitätswerke der Erde. (vgl. [4])

2. Die Erzeugung von Licht

Um zu verstehen, wie Licht verstärkt wird, ist es zunächst notwendig, uns klar zu machen, wie Licht entsteht. Lichtquanten – auch Photonen genannt – sind die Träger des Lichts. Sie besitzen die Energie $E = h\nu$ und werden von Atomen oder Molekülen erzeugt. Dabei bezeichnet h das Plancksche Wirkungsquantum und ν die Frequenz des Lichtquants.

2.1 Vorstellungen vom Atom

Niels Bohr entwickelte im Jahr 1913 ein Atommodell, demzufolge Atome aus einem positiv geladenen Kern bestehen, der von einem oder mehreren Elektronen umkreist wird. Durch die elektrische Anziehungskraft zwischen dem positiv geladenen Kern und den negativ geladenen Elektronen auf der einen Seite und durch die Zentrifugalkraft auf der anderen Seite werden die Elektronen auf ihrer Bahn gehalten.

Allerdings können die Elektronen nicht auf beliebigen Radien r um den Kern kreisen, sondern nur auf ausgewählten Bahnen, die „bestimmten Bahnenergien entsprechen“ [6 / S. 6].

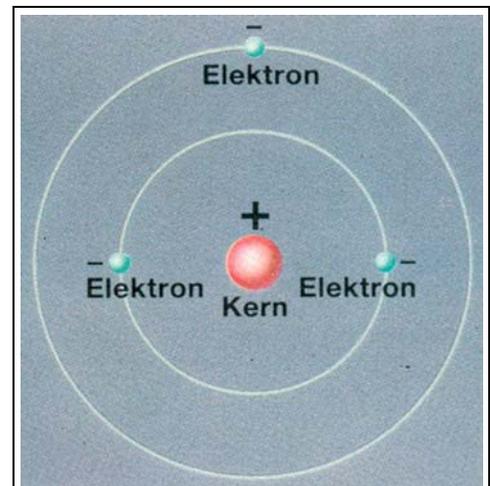


Abb. 2: Ein einfaches Atommodell nach Niels Bohr [5; S. 26]

Die Energien sind abhängig von der so genannten Hauptquantenzahl n :

$$E_n = -\frac{E_o}{n^2}$$

Folglich besitzt die innerste Bahn, der die Hauptquantenzahl $n = 1$ entspricht, die geringste Energie. Um das Elektron auf eine höhere Bahn zu heben, muss Energie zugeführt werden. Umgekehrt muss es Energie abgeben, um von einer höheren Bahn auf eine niedrigere Bahn zu gelangen.

Gruppieren sich nun mehrere solcher Atome aufgrund ihrer elektrischen Anziehungskraft, bezeichnet man diese Ansammlung als Molekül.

Präzisiert wurde das Bohrsche Atommodell später durch die Quantentheorie. An die Stelle von festen Elektronenbahnen trat nun eine Wellenfunktion Ψ , welche die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen an einem bestimmten Ort im Raum angibt.

Doch beide Theorien sagen übereinstimmend aus, dass nur diskrete Energiewerte für das Atom erlaubt sind. Solche Energiewerte lassen sich in einem Energieniveau- oder Term-Schema darstellen.

Für dieses Kapitelt verwendete Literatur:

[6; S.6f] und [7; S. 26f.]

2.2 Wechselwirkung zwischen Atomen und Photonen

Eben diese Energiewerte – oder genauer: der Übergang von einem Energiewert zu einem anderen – sind für die Entstehung von Licht verantwortlich. Geht ein Atom von einem energiereichen in einen energiearmen Zustand über, gibt es an seine Umgebung die Energiedifferenz ab. Umgekehrt können auch Atome von einem energetisch niedrigen Zustand durch Energiezufuhr in einen Zustand mit höherer Energie gebracht werden. Man sagt: Sie werden angeregt.

Kenntnis um diese Prozesse ist erforderlich, um das Prinzip der Lichtverstärkung zu verstehen, auf dem ein Laser basiert.

Albert Einstein war es, der 1917 durch die Einführung des Begriffs der stimulierten beziehungsweise induzierten Emission, die Grundlage der Laserphysik schuf. Alles in allem können „bei der Wechselwirkung von Licht und Atomen bzw. Molekülen drei unterschiedliche Prozesse auftreten“ [8; S. 16]: die stimulierte oder induzierte Emission, die spontane Emission und die Absorption.

Für dieses Kapitel verwendete Literatur:

[8; S. 16]

2.2.1 Absorption

Wird ein Atom, das sich in dem unteren Energiezustand E_1 befindet, von einem Photon getroffen, so ist es möglich, dass das Atom die gesamte Energie des Lichtquants aufnimmt, das heißt absorbiert, und das Photon auf diese Weise vernichtet. Durch die aufgenommene Energie geht das Atom in einen höheren Energiezustand E_2 über.

Die Wahrscheinlichkeit für diesen Vorgang steigt mit wachsender Übereinstimmung der Energie des Photons $E = h\nu$ mit der Energiedifferenz ΔE_{12} der beiden atomaren Zustände E_2 und E_1 [nach: 9; S. 40]:

$$\Delta E_{12} = E_2 - E_1$$

Demnach ist die Absorptionswahrscheinlichkeit genau dann am größten, wenn die Energie des Photons gleich dieser Energiedifferenz ΔE_{12} ist. Dies ist der Fall, wenn das Lichtquant die Resonanzfrequenz ν_{21} des Atoms besitzt [nach: 9; S. 27]:

$$\nu_{21} = \frac{\Delta E_{12}}{h}$$

Darüber hinaus hängt die Wahrscheinlichkeit für einen Absorptionsprozess von der Anzahl N_1 der im unteren Energieniveau befindlichen Atome und der spektralen Energiedichte $\rho(\nu_{21})$ (Energie pro Volumen- und Frequenzeinheit bei der Resonanzfrequenz) ab. Die spektrale Energiedichte bezeichnet die „Energiedichte des Strahlungsfeldes in der Umgebung der Resonanzfrequenz“ [9; S. 40]

Wenn wir nun die Zahl der Atome, die pro Zeiteinheit ein Photon absorbieren und in das Energieniveau E_2 übergehen, betrachten, ergibt sich für deren Übergangsrate $\frac{dN_1}{dt}$ [9; S. 41]:

$$\frac{dN_1}{dt} = -B_{12} N_1 \rho(\nu_{21})$$

wobei es sich bei B_{12} um einen vom betrachteten System abhängigen Proportionalitätsfaktor handelt. Er heißt Einstein-Koeffizient der induzierten Absorption. Das negative Vorzeichen in der Gleichung erklärt sich aus der Tatsache, dass durch Absorption die Atome angeregt werden und daher das untere Energieniveau verlassen.

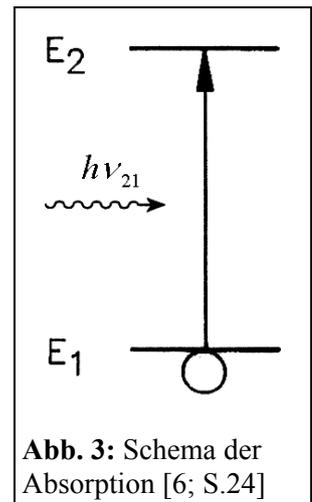


Abb. 3: Schema der Absorption [6; S.24]

Für dieses Kapitel verwendete Literatur:

[9; S. 40f.]

2.2.2 Spontane Emission

Als Umkehrung dieses Prozesses kann man die spontane Emission ansehen. Während nämlich bei der Absorption ein Photon verloren ging, wird bei der spontanen Emission ein Photon erzeugt. Befindet sich ein Atom in einem angeregten Zustand, in unserem Beispiel in dem oberen Energieniveau E_2 , kehrt es nach einer bestimmten Zeit ohne äußeren Einfluss, spontan, in den energiearmen Zustand E_1 zurück. Die dadurch frei gewordene Energie ΔE_{12} wird in Form eines Lichtquants derselben Energie $\Delta E_{12} = h\nu_{21}$ [9; S. 41] in eine beliebige Richtung emittiert. Es ist unmöglich für ein einzelnes Atom vorherzusagen, wie lange es im angeregten Zustand E_2 verweilt. Bei einer hinreichend großen Anzahl lässt sich allerdings ein für das System charakteristischer Mittelwert τ angeben. Meist liegt dieser Mittelwert im Bereich von 10^{-8} Sekunden.

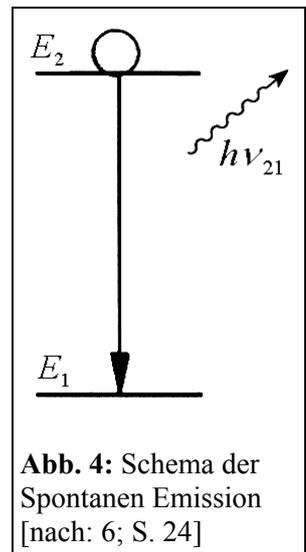


Abb. 4: Schema der Spontanen Emission [nach: 6; S. 24]

Für die Übergangsrate $\frac{dN_2}{dt}$ gilt [9; S. 41]:

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{1}{\tau_{21}} N_2$$

Den Kehrwert der mittleren Lebensdauer $\frac{1}{\tau_{21}}$ bezeichnet man auch mit dem Buchstaben A_{21} , dem Einstein-Koeffizienten der spontanen Emission.

Für dieses Kapitel verwendete Literatur:

[9; S. 41] und [7; S.28f.]

2.2.3 Stimulierte Emission

Die dritte Möglichkeit der Wechselwirkung von Photonen und Atomen ist die wohl für die Lichtverstärkung bedeutendste: die induzierte oder stimulierte Emission.

Trifft nämlich ein Photon, dessen Energie möglichst genau mit der Energiedifferenz ΔE_{12} der beiden Energiezustände E_1 und E_2 übereinstimmt, auf ein bereits im Energieniveau E_2 befindliches Atom, so zwingt es dieses in den energetisch niedrigeren

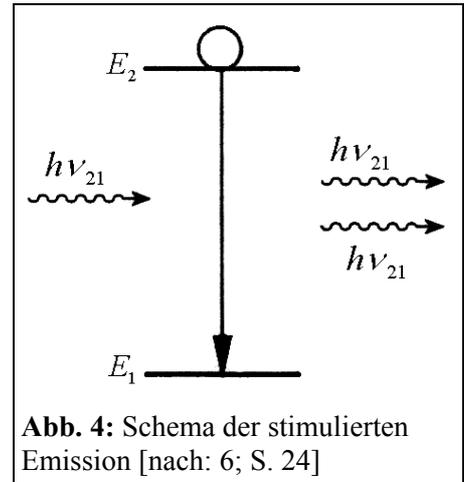


Abb. 4: Schema der stimulierten Emission [nach: 6; S. 24]

Zustand E_1 . Dadurch wird – wie bei der spontanen Emission – ein weiteres Photon freigesetzt. Im Gegensatz zur spontanen Emission stimmt die Richtung des emittierten Photons mit der des einfallenden überein. Ergebnis sind demnach zwei Lichtquanten gleicher Richtung und Frequenz. Da die stimulierte Emission wie die Absorption von der Zahl der Atome im energetisch höheren Zustand E_2 und der spektralen Energiedichte $\rho(\nu_{21})$ abhängt, ergibt sich analog zur Absorption für die Übergangsrate

$\frac{dN_2}{dt}$ vom Zustand E_2 zu E_1 [9; S. 42]:

$$\frac{dN_2}{dt} = -B_{21}N_2\rho(\nu_{21})$$

B_{21} heißt Einstein-Koeffizient der induzierten Emission. Bei nicht entarteten Zuständen – und davon gehen wir im Weiteren aus – ist er ebenso groß wie der Einstein Koeffizient der induzierten Absorption. (vgl. [9; S. 44])

Mit der stimulierten Emission ist die Grundvoraussetzung für die Lichtverstärkung und somit für den Laser geschaffen. Während also die induzierte Emission einen einfallenden Lichtstrahl verstärkt, bewirkt die Absorption das genaue Gegenteil: Sie schwächt den Lichtstrahl, indem sie einen Teil seiner Photonen vernichtet.

Betrachten wir deshalb ein abgeschlossenes System, in dem sich N Atome befinden. Davon seien N_1 Atome in einem energiearmen und N_2 Atome in einem energiereichen Zustand. Breitet sich nun eine Lichtwelle mit der spektralen Energiedichte $\rho(\nu_{21})$ in diesem System aus, kommt es auf der Wegstrecke dz durch stimulierte Emission zu einer Verstärkung und durch Absorption zu einer Schwächung der Welle.

Aufgrund der Tatsache, dass sich die Welle mit der Lichtgeschwindigkeit c fortpflanzt, gilt für das Zeitintervall dt [9; S. 47]:

$$dt = \frac{dz}{c}$$

Für die Zahl dN_2 , der durch induzierte Emission abgeregten Atome, folgt daher [9; S. 47]:

$$dN_2 = B_{21}N_2\rho(\nu_{21})\frac{dz}{c}$$

Es entstehen dadurch dN_2 neue Photonen.

Zugleich absorbieren dN_1 Atome ein Photon. Es gilt [9; S. 47]:

$$dN_1 = B_{12}N_1\rho(\nu_{21})\frac{dz}{c}$$

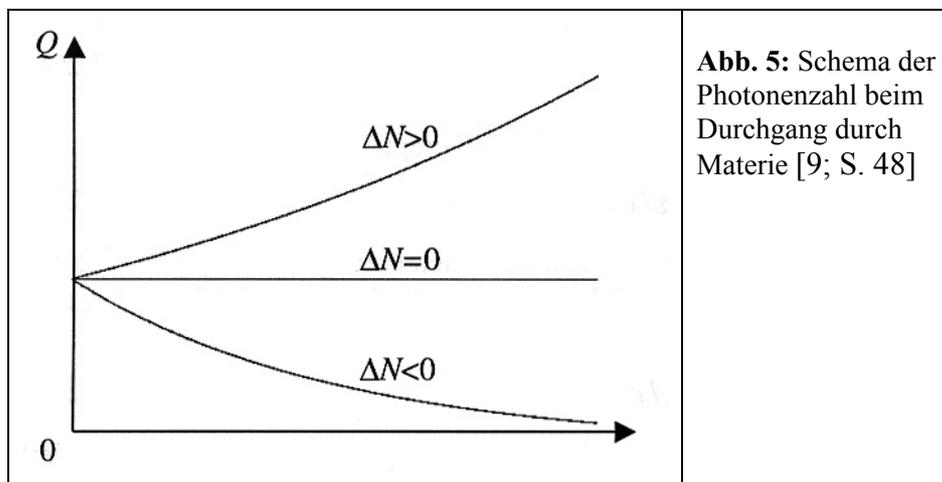
Die Welle verliert dN_1 Photonen.

Aus diesen beiden Gleichungen ergibt sich für die Änderung der Photonenzahl dQ auf der Strecke dz folgende Formel, wenn wir den Term $(N_2 - N_1)$ durch ΔN ersetzen [9; S. 47]:

$$\frac{dQ}{dt} = B_{21}\Delta N\rho(\nu_{21})\frac{1}{c}$$

Für die Änderungsrate sind 3 Fälle denkbar:

- Wenn $\Delta N < 0$ überwiegt die Absorption die induzierte Emission und das Licht wird geschwächt.
- Ist $\Delta N = 0$, so ist die Zahl der Emissionsprozesse gleich der Zahl der Absorptionsprozesse. In diesem Fall spricht man von Transparenz, da die Lichtwelle unbeeinflusst bleibt.
- Falls jedoch $\Delta N > 0$, wird die Lichtwelle verstärkt, da die induzierte Emission dominiert. Man spricht hier von Inversion.



Für dieses Kapitel verwendete Literatur:

[9; S. 42; S. 48] und [8; S. 17f.]

2.3 Linienbreite

Es muss jedoch festgestellt werden, dass zwei Energieniveaus wie E_1 und E_2 nie völlig scharf sind, sondern dass sie eine gewisse Unschärfe zueinander aufweisen. Somit können auch die Absorptions- und Emissionsfrequenzen nicht auf die eine Frequenz ν_{12} begrenzt sein. Man verwendet deshalb den Begriff der Linienbreite.

Grundsätzlich existieren zwei Arten der Linienverbreiterung: zum einen die homogene, zum anderen die inhomogene Linienverbreiterung.

Bei einer für alle Atome gleichartigen Verbreiterung, handelt es sich um eine homogene Linienverbreiterung. Die natürliche Linienbreite, eine homogene Linienverbreiterung, die sich aus der Unschärfe der beiden Energieniveaus E_1 und E_2 ergibt, hängt von der Lebensdauer τ_1 und τ_2 der Energieniveaus ab. Denn aufgrund der Heisenbergschen Unschärferelation ergibt sich für ein Energieniveau mit der Lebensdauer τ die Unschärfe ΔE [6; S. 30]:

$$\Delta E = \frac{h}{2\pi\tau}$$

Für die so genannte Bandbreite $\Delta\nu_n$ einer Linie erhalten wir aus der Beziehung $h\nu_{12} = E_1 - E_2$ [6; S. 30]:

$$\Delta\nu_n = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} \right)$$

Meist ist diese natürliche Linienbreite durch elastische Stöße zwischen Gasteilchen oder andere Effekte (Temperatur) homogen verbreitert. Die Bandbreite $\Delta\nu_n$ gibt den Frequenzbereich an, in dem die Absorptions- beziehungsweise Emissionswahrscheinlichkeit mindestens 50 % des Wertes bei der Resonanzfrequenz ausmacht.

Ein Beispiel für eine inhomogene Linienverbreiterung ist die so genannte Doppler-Verbreiterung: Hier hat jedes Teilchen eine andere Geschwindigkeit und damit verschiedene Absorptions- und Emissionsfrequenzen.

Für dieses Kapitel verwendete Literatur:

[6; S. 29f.] und [9; S.40; S. 70]

2.4 Lichtverstärkung durch Inversion

Für die Lichtverstärkung in einem Laser muss, wie wir im Kapitel über die induzierte Emission erfahren haben, die Zahl der Atome im energiereicheren Zustand größer sein, als deren Anzahl im energetisch niedrigeren. Der Inversionszustand muss herrschen.

Die Inversion ist jedoch in einem thermodynamischen Gleichgewicht nicht zu erreichen, da sich entsprechend der Boltzmann-Statistik folgendes Verhältnis zwischen der Zahl der energiereichen Atome N_2 und der Anzahl N_1 der energiearmen einstellt [9; S. 48]:

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{E_1-E_2}{kT}}$$

(T gibt die Temperatur in Grad Kelvin an und bei k handelt es sich um die Boltzmann-Konstante.)

Selbst bei unendlich großen Temperaturen ($T \rightarrow \infty$) ließe sich bestenfalls Transparenz erreichen.

Zum Bau eines Lasers muss man also einen anderen Weg gehen: Das bisher zur Vereinfachung betrachtete 2-Niveau-System, bei dem die Atome lediglich einen energiearmen Zustand E_1 und einen höheren E_2 besitzen, lässt keine Inversion zu. Denn induzierte Emission und Absorption hemmen sich hier gegenseitig.

Für einen Laser muss man also ein Material, das so genannte aktive Medium, verwenden, dessen Atome mindestens drei Energieniveaus besitzen.

Ein solches 3-Niveau-System, wie es in der Abbildung 6 dargestellt ist, eignet sich zur Erzeugung des Inversionszustandes: Das Energieband 3 fasst eine große Zahl angeregter Zustände zusammen. Weiter nehmen wir an, dass die Zustände 2 und 3 thermisch unbesetzt seien, das heißt, dass sich in der Regel alle Atome im Grundzustand 1 aufhalten. Um nun die Atome aus ihrem Grundzustand in das

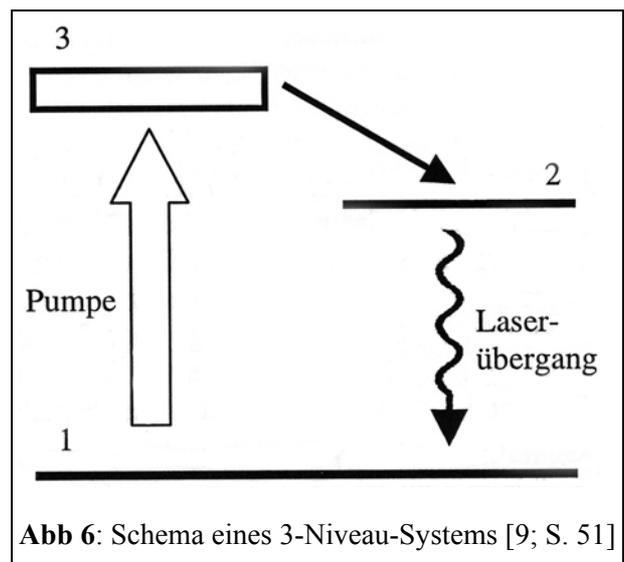


Abb 6: Schema eines 3-Niveau-Systems [9; S. 51]

Energieband zu heben, führen wir dem System von außen Energie zu. So fließt die Energie in Richtung des Systems und das thermodynamische Gleichgewicht ist aufgehoben. Dieser Vorgang wird in der Laserphysik Pumpen genannt. Von dem

Energieband 3 sollen die Atome strahlungsfrei zu dem Energieniveau 2 übergehen. Damit die Atome vorher nicht durch spontane oder induzierte Emission von dem Energieband sofort wieder in den Grundzustand zurückkehren, muss die Übergangswahrscheinlichkeit von 3 nach 2 möglichst groß sein, wobei der Übergang strahlungslos geschehen soll. Den Inversionszustand erreicht man, wenn die mittlere Aufenthaltsdauer τ der Atome im Zustand 2 sehr groß ist und so viele Atome in diesem Zustand angehäuft werden können. Einen solchen angeregten Zustand mit einer großen Lebensdauer τ nennt man metastabil. Die Lebensdauer eines solchen metastabilen Zustandes ist etwa 10.000-mal bis 100.000-mal so groß wie bei gewöhnlichen Energiezuständen. (vgl. [7; S. 31])

Lassen wir die Zahl der Atome im Energieband wegen dessen großer Übergangswahrscheinlichkeit außer Acht, lautet die Inversionsbedingung in 3-Niveau-Systemen [nach: 9; S. 51]:

$$N_2 > \frac{N_1 + N_2}{2}$$

Es müssen sich also mehr als 50 Prozent aller Atome im Zustand 2 befinden. Da die Entleerung des Niveaus 2 durch stimulierte Emissionsprozesse erfolgt, nennt man den Übergang aus dem Zustand 2 in den Grundzustand auch Laserübergang.

Da es schwierig ist, mehr als die Hälfte aller Atome in den metastabilen Zustand 2 zu bringen, um Inversion herzustellen, empfiehlt sich ein 4-Niveau-System.

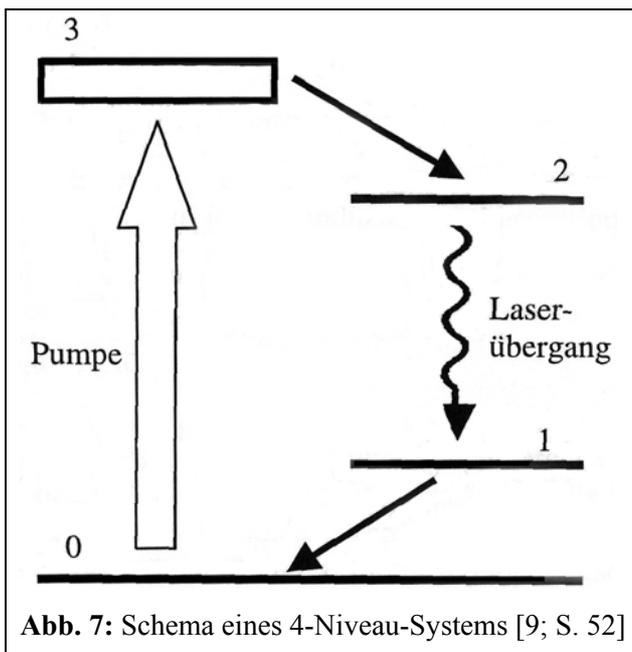


Abb. 7: Schema eines 4-Niveau-Systems [9; S. 52]

Ähnlich wie beim 3-Niveau-System werden die Atome aus dem Grundzustand, in dem Schema mit 0 gekennzeichnet, durch einen Pumpmechanismus in das Energieband 3 gehoben und fallen auf das metastabile Niveau 2. Von dort sollen die Atome durch induzierte Emission aber nicht in den Grundzustand 0 zurückkehren, sondern auf einen weiteren angeregten Zustand 1 übergehen. Dieses

zusätzliche Niveau sollte so kurzlebig sein, dass die Atome möglichst schnell in den

Grundzustand übergehen. Auf diese Weise lässt sich relativ einfach Inversion zwischen den angeregten Zuständen 2 und 1 herstellen. Ist letzterer thermisch nicht besetzt, können wir die Niveaus 1 und 3 wegen ihrer hohen Übergangswahrscheinlichkeit als unbesetzt ansehen.

Der Inversionszustand wird demnach schon durch wenige Atome im Zustand 2 erzielt. Deshalb basieren nahezu alle Laser auf einem solchen 4-Niveau-System.

Für dieses Kapitel verwendete Literatur:

[9; S. 49-53]

3. Der Laser

3.1 Der Laseroszillator

Nachdem wir nun gesehen haben, durch welche Prozesse Licht verstärkt wird, können wir uns nun mit dem prinzipiellen Aufbau eines Lasers befassen.

„Jeder Laser besteht im Prinzip aus zwei Komponenten: dem optischen Verstärker und dem optischen Resonator.“ [9; S. 37] Als optischer Verstärker dienen die Atome im Inversionszustand, die das so genannte aktive Material oder aktive Medium bilden.

Das Eingangssignal des Verstärkers kann schon ein einziges Photon bilden, das im aktiven Material spontan emittiert wird. Dort löst es dann geradezu eine „Photonenlawine“ aus, indem es durch stimulierte Emission die Abstrahlung neuer Photonen erzwingt, welche auf dieselbe Weise weitere Lichtquanten erzeugen.

Wird eine solche Photonlawine bei nur einmaligem Durchlauf des aktiven Mediums so sehr verstärkt, dass man ein intensives und stark gebündeltes Licht sieht, spricht man von Superstrahlung. Superstrahler stellen eine sehr einfache Form eines Lasers dar.

Aber in den meisten Fällen ist die Verstärkung bei einmaligem Durchgang viel zu gering, als dass man von Superstrahlung sprechen kann.

Was wäre also näher liegend, als den Lichtstrahl mehrmals durch das verstärkende Medium zu lenken?

Das wird erreicht, indem man das aktive Medium zwischen zwei, im Abstand L befindliche, parallele Spiegel bringt, die den Lichtstrahl reflektieren und ihn so wieder und wieder durch den Verstärker schicken. So werden Lichtstrahlen, die sich senkrecht zu den Spiegeln ausbreiten, stetig verstärkt. Eine solche Spiegelanordnung nennt man Fabry-Perot-Resonator.

Der Laserstrahl, wie wir ihn kennen, kommt dadurch zu Stande, dass einer der beiden Spiegel teildurchlässig ist und ein Teil des Lichtstrahls aus der Spiegelanordnung ausgekoppelt wird. Der Reflektionsgrad R und der Transmissionsgrad T beschreiben den Anteil des reflektierten beziehungsweise durchgelassenen Lichts. Je nach Lasertyp liegt der Reflektionsgrad R_1 des teildurchlässigen Spiegels bei normalerweise 50% bis 99%. Der zweite Spiegel sollte nach Möglichkeit das gesamte auftreffende Licht reflektieren ($R_2 = 1$). In der Praxis ist es jedoch nicht möglich, einen solchen Spiegel zu konstruieren.

Doch betrachten wir die Verstärkung genauer: Nehmen wir an, die Intensität der Lichtwelle im Resonator wird bei jedem Durchgang durch den Verstärker um den Faktor V_0 vergrößert. Gleichzeitig wird durch den teildurchlässigen Spiegel Licht mit der Intensität I_{aus} ausgekoppelt, so dass nur der reflektierte Anteil in der Spiegelanordnung verbleibt. Von einer tatsächlichen Lichtverstärkung kann man also nur dann sprechen, wenn die Verstärkung im aktiven Medium größer ist, als der Verlust am auskoppelnden Spiegel. Die Schwellenbedingung hierfür lautet [nach: 9; S. 67]:

$$RV_0 > 1$$

Dabei ist R der geometrische Mittelwert, der sich aus den Reflexionsgraden der beiden Spiegel ergibt [6; S. 36]:

$$R = \sqrt{R_1 R_2}$$

Analog folgt für den geometrischen Mittelwert T der Transmissionsgrade [6; S. 36]:

$$T = \sqrt{T_1 T_2}$$

Ist diese Anschlagbedingung erfüllt, so ist das Ausgangssignal um ein Vielfaches größer als das ursprüngliche Eingangssignal, das ja nur ein einziges, spontan emittiertes Photon war. (vgl. [9; S. 67])

Das Verhältnis von I_{aus} und der Intensität des Eingangssignals I_{ein} wird als Gesamtverstärkung V bezeichnet [9; S. 64]:

$$\frac{I_{\text{aus}}}{I_{\text{ein}}} = V$$

Eine genauere mathematische Betrachtung der Gesamtverstärkung ergibt [9; S. 64]:

$$V = \frac{I_{\text{aus}}}{I_{\text{ein}}} = \frac{V_0 T^2}{(1 - V_0 R)^2 + 4V_0 R \sin^2\left(\frac{\omega L}{c}\right)}$$

wobei ω die Kreisfrequenz ist.

Die Gesamtverstärkung ist demnach dann am größten, wenn das Argument des Sinus (im Nenner) ein ganzes Vielfaches der Kreiszahl π ist. Das ist genau dann der Fall, wenn

$$\omega = q \frac{c\pi}{L} \quad q = 1, 2, 3, \dots \quad [9; S. 60]$$

Man spricht in diesem Fall von der Eigenkreisfrequenz ω_q des Resonators.

Doch wie wird diese erreicht?

Setzen wir zunächst die Eigenkreisfrequenz mit der allgemeinen Formel der Kreisfrequenz $\omega = 2\pi\nu$ gleich, so ergibt sich:

$$2\pi\nu = q \frac{c\pi}{L} \quad q = 1, 2, 3, \dots$$

Weiter können wir aufgrund der Beziehung $c = \lambda\nu$ die Lichtgeschwindigkeit c durch das Produkt von Frequenz ν und Wellenlänge λ ersetzen. Lösen wir schließlich nach der Resonatorlänge L auf, erhalten wir die Formel [9; S. 60]:

$$L = q \frac{\lambda}{2} \quad q = 1, 2, 3, \dots$$

Die Kreiseigenfrequenz des Resonators wird also erreicht, wenn seine Länge ein ganzes Vielfaches der halben Wellenlänge beträgt. Weshalb bei diesen Resonatorlängen die Gesamtverstärkung maximal ist, erklärt sich dadurch, dass sich genau dann eine stehende Lichtwelle im Resonator ausbildet. Somit wird von dem teildurchlässigen Spiegel ebenfalls eine kontinuierliche Welle ausgekoppelt. Derartige Laser, die ständig Licht aussenden, arbeiten im kontinuierlichen oder stationären Betrieb und heißen deshalb Dauerstrichlaser oder „continuous wave“- bzw. „cw“-Laser.

Unter dieser Bedingung arbeitet der Laser wie ein rückgekoppelter Verstärker. Denn ähnlich wie bei der Meißnerschen Rückkopplungsschaltung, die wir schon in der 12. Klasse kennen gelernt haben, wird dem Verstärker, dem aktiven Material, periodisch und phasenrichtig Energie zugeführt.

Die Gesamtverstärkung wird im Fall der Eigenkreisfrequenz durch die Formel

$$V = \frac{V_0 T^2}{(1 - V_0 R)^2} \quad [9; S. 65]$$

berechnet.

Der Wert der Verstärkung V_0 ist jedoch nicht konstant. Sie nimmt mit jedem Resonatordurchlauf ab, bis sich ein Sättigungswert einstellt. Denn je mehr Photonen im aktiven Material die Aussendung neuer Lichtquanten hervorrufen, desto stärker „werden die oberen Niveaus [...] entleert“ [6; S. 34]. Daher bezeichnet man zur besseren Unterscheidung die Verstärkung V_0 bei kleinen Intensitäten auch als Kleinsignalverstärkung V_{KS} und als Schwellenverstärkung V_{Schw} , sobald sich ein konstanter Wert für V_0 eingestellt hat.

Wird die Sättigung erreicht, gilt [nach: 9; S. 68]:

$$V_{Schw}R = 1 < V_{KS}R$$

Gelten also $V_0R = 1$ und $\omega = q \frac{c\pi}{L}$ so geht die Gesamtverstärkung gegen Unendlich.

Deshalb bezeichnet man diese beiden Bedingungen als Laserbedingungen. Sind beide Bedingungen erfüllt, wird der rückgekoppelte Verstärker zu einem Sender, da er ohne

äußeres Eingangssignal ein Ausgangssignal liefert. Man sagt: „Der rückgekoppelte Verstärker wird instabil.“ [9; S. 66]

Einen solchen Sender bezeichnet man als Laseroszillator oder kurz: Laser.

Für dieses Kapitel verwendete Literatur:

[9; S. 37; S. 53; S. 57; S. 60; S. 64-68], [6; S.35-37] und [7; S. 33-38]

3.2 Lasermoden

3.2.1 Longitudinale Moden

Entsprechend der Formel für die Eigenkreisfrequenz ω „besitzt ein Resonator im Prinzip unendlich viele Eigenkreisfrequenzen“ [9; S. 68], deren Abstand jeweils $\Omega = c\pi/L$ beträgt.

Da meist nur eine geringe Bandbreite, das heißt eine geringe Differenz zwischen größter und kleinster Frequenz, erwünscht ist, sollten nur wenige – im Idealfall gar nur eine einzige – Eigenschwingungen des Lasers angeregt sein. An Stelle des Begriffs Eigenschwingung ist in der Laserphysik der Ausdruck Mode gebräuchlich. Moden, die sich in dem Wert des Faktors q der Eigenkreisfrequenz unterscheiden, heißen axiale oder longitudinale Moden.

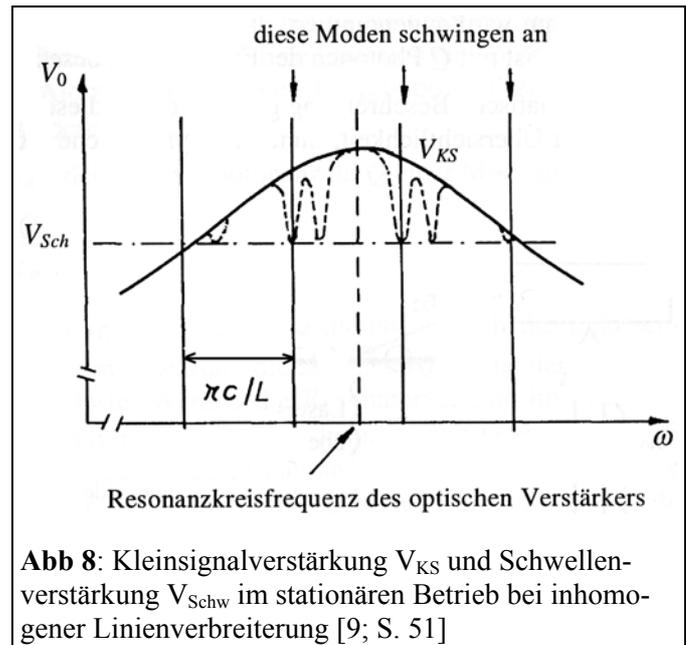
Anschwingen können die Moden, für welche die Kleinsignalverstärkung größer als die Schwellenverstärkung ist. Deren tatsächliche Zahl ist abhängig vom verwendeten Verstärkermedium: Bei homogener Linienverbreiterung schwingt nur eine Mode, da hier die Kleinsignalverstärkung gleichmäßig abgesenkt wird, bis nur noch die Mode mit der größten Kleinsignalverstärkung die Laserbedingung erfüllt.

Bei inhomogener Linienverbreiterung jedoch kann jede Mode anschwingen, welche die Schwellenbedingung erfüllt, weil nur ein Teil der Atome des Verstärkermediums mit den Moden wechselwirkt. Im Bereich der Eigenfrequenz der jeweiligen Moden wird die Verstärkung auf den Wert der Schwellenverstärkung V_{Schw} abgesenkt. Da dabei regelrecht „Löcher“ in das Verstärkungsprofil „gebrannt“ werden, bezeichnet man diesen Prozess als „hole burning“.

Für dieses Kapitel verwendete

Literatur:

[9; S. 70f.] [6; S. 229f.]



3.2.2 Transversale Moden

Neben den longitudinalen Moden gibt es auch so genannte transversale Moden. Da die Resonatorspiegel nur eine begrenzte Oberfläche haben, wird die auftreffende Lichtwelle bei jeder Reflexion durch Beugung verändert. Die Beugung führt zu einer Änderung der Intensitätsstruktur der Lichtwelle. Anfänglich, nach wenigen Resonatorumläufen, ist diese Änderung nur schwer zu beschreiben. Doch nach einer gewissen Zeit stellt sich schließlich eine Intensitätsverteilung ein, die sich bei jeder Reflexion nur noch um einen konstanten Faktor ändert.

Diese sich einstellende Intensitätsverteilung nennt man transversale Grundmode. Sie ist rotationssymmetrisch, das heißt, sie besitzt ihre maximale Intensität entlang der optischen Achse. Mit wachsendem Abstand von der optischen Achse nimmt auch die Lichtintensität ab. Folglich ist die Intensität eines Laserstrahls nicht gleichmäßig über den Strahlquerschnitt verteilt.

Auch bei höheren transversalen Moden stellt sich eine stabile Intensitätsverteilung ein, deren Form gleich bleibt. Im Vergleich zur transversalen Grundmode sind die Beugungsverluste bei höheren Moden größer. Diese entstehen bei der Einstrahlung unsymmetrischer Feldverteilungen in den Laserresonator. Bei höheren transversalen Moden treten durch Interferenzeffekte so genannte Knoten quer zur Strahlrichtung auf, wo die Intensität gleich Null ist.

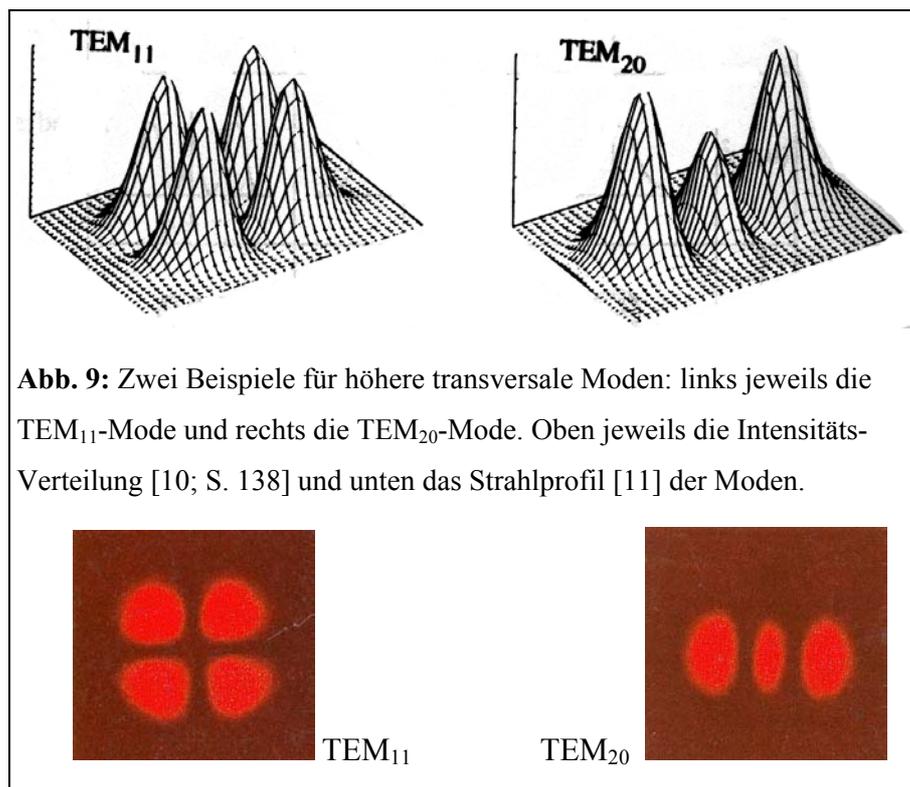
Für die unterschiedlichen transversalen Moden gebraucht man Abkürzungen der Art TEM_{mn} , wobei m und n „[...]“ die Zahl der Nullstellen der Feldstärkeverteilung auf den Spiegeln [...]“ [6; S. 229] angeben.

Da der Resonator, wie wir eben gesehen haben, auch durch Beugung Energie verliert, müssen wir unsere Formel für die Anschlagbedingung auf folgende Weise modifizieren [nach: 9; S. 99]:

$$V_0RL > 1$$

Der Faktor L stellt hier die Abnahme der Intensität bei einmaligem Resonatorumlauf dar.

Abschließend ist noch zu erwähnen, dass es in der Praxis relativ schwierig ist, die beiden ebenen Spiegel im Laser exakt parallel einzustellen. Ferner sind die Beugungsverluste einer solchen Anordnung verhältnismäßig groß. Deshalb werden häufig sphärisch gekrümmte Spiegel oder eine Kombination aus einem gekrümmten und einem ebenen Spiegel verwendet.



Für dieses Kapitel verwendete Literatur:

[9; S. 97-99], [10; S. 138], [7; S. 38f.]

4. Eigenschaften des Laserlichts

4.1 Kohärenz

Das Licht eines Lasers zeichnet sich durch eine Reihe von Eigenschaften aus, in denen es sich vom Licht einer herkömmlichen Lichtquelle, wie der Sonne oder einer Glühlampe, unterscheidet. Die hervorragendste Eigenschaft des Laserlichts ist seine große räumliche und zeitliche Kohärenz. Der Begriff Kohärenz beschreibt die Fähigkeit des Lichtes zu interferieren.

4.1.1 Zeitliche Kohärenz

Nach der Anschwingphase hat sich im Laser bekanntlich eine stehende Lichtwelle ausgebildet. Zudem werden Verluste durch den ausgekoppelten Strahl und Beugung kompensiert durch die Verstärkung des aktiven Mediums. Das hat zur Folge, dass es sich bei dem ausgekoppelten Lichtstrahl um eine Sinuswelle mit konstanter Amplitude handelt. In diesem Fall besitzt die Lichtwelle eine fast exakt definierte Frequenz und somit eine einzige Farbe. Deshalb bezeichnet man Laserlicht auch als einfarbig oder monochromatisch.

Doch in der Realität kann ein Laser einen solchen, monochromatischen und zeitlich kohärenten Wellenzug nicht erzeugen. Denn auch nach dem Einschwingen emittieren einige Atome spontan Photonen, die nicht mit dem bereits bestehenden Strahlungsfeld übereinstimmen. Diese „statistische Störung“ [7; S. 65] überlagert sich mit der regelmäßigen Sinuswelle, so dass sich schließlich der reale Wellenzug gegen den idealen verschiebt. Als Maß für die zeitliche Kohärenz dient die Kohärenzzeit τ_c . Sie bezeichnet die Zeitdauer, nach welcher die Verschiebung eine halbe Wellenlänge beträgt und sich noch Interferenz beobachten lässt. (vgl. [7; S.65]) Da sich die Welle mit der Lichtgeschwindigkeit c ausbreitet, nennt man das Produkt von Kohärenzzeit und Lichtgeschwindigkeit Kohärenzlänge l_c [10; S.28]:

$$l_c = c\tau_c$$

Kohärenzzeit und -länge lassen sich mit Hilfe des Michelson-Interferometers bestimmen, das wir später noch kennen lernen werden. Ein Laser kann jedoch getrost als nahezu zeitlich kohärent angesehen werden, da die Kohärenzlänge je nach Lasertyp mehrere hundert Kilometer betragen kann, während herkömmliche Lichtquellen Kohärenzlängen im Millimeterbereich besitzen (z.B. Taschenlampe: $l_c = 0,5 \mu\text{m}$).

Der Kehrwert der Kohärenzzeit gibt ungefähr die spektrale Bandbreite an. Bei völliger zeitlicher Kohärenz wäre die Kohärenzzeit $\tau_c = \infty$, was aber aufgrund der Heisenbergschen Unschärferelation nicht möglich ist.

Für dieses Kapitel verwendete Literatur:

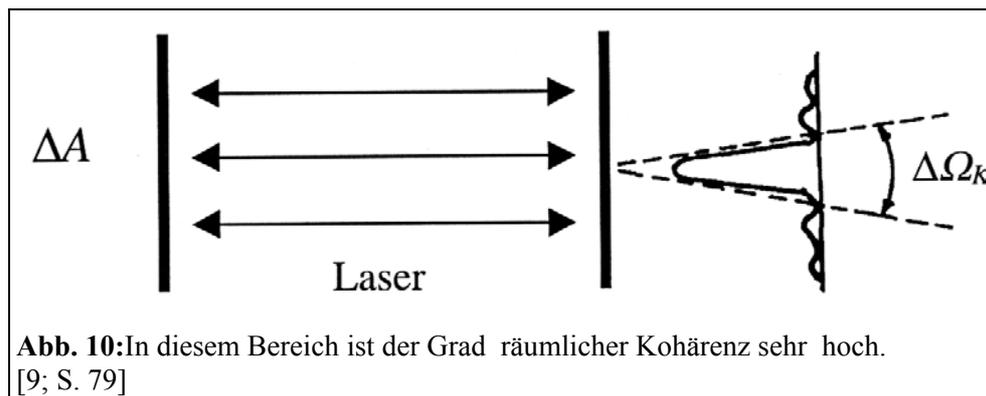
[7; S. 64f.], [10; S. 28], [9; S. 19-21] und [12; S. 9f.]

4.1.2 Räumliche Kohärenz

Des Weiteren weist der Laserstrahl nur eine sehr geringe Divergenz auf, da im Laserresonator nur die zur optischen Achse parallel verlaufenden Wellenzüge verstärkt werden. Durch Beugung wird der Strahl allerdings geringfügig aufgeweitet. Schwingt der Laser nur mit einer axialen Mode, so sind alle Punkte in dem Beugungskegel räumlich kohärent. Denn jeder Punkt kann dann als Sender eines Sinuswellenzuges betrachtet werden. In diesem Fall stehen die Wellenzüge in einer festen Phasenbeziehung zueinander. Beim Youngschen-Doppelspalt-Versuch werden die Lichtwellen zweier solcher Punkte überlagert: Es ergibt sich ein typisches Interferenzmuster.

Bezeichnet man die Fläche der Resonatorspiegel mit ΔA und die Wellenlänge, die der Laser emittiert, mit λ , so erhält man für den Öffnungswinkel des Beugungskegels $\Delta\Omega_K$:

$$\Delta\Omega_K \approx \frac{\lambda^2}{\Delta A}$$



Für dieses Kapitel verwendete Literatur:

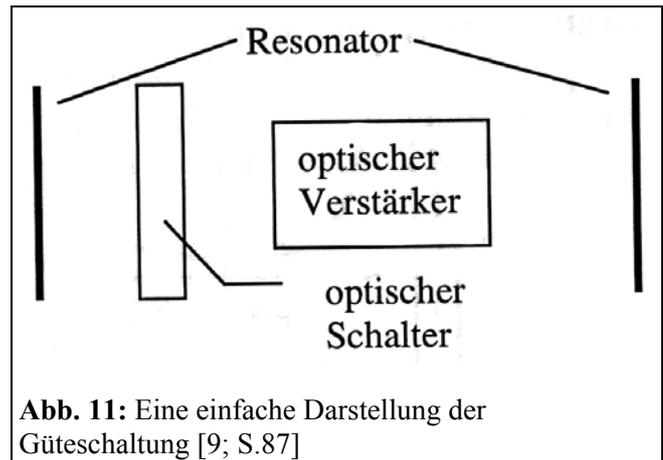
[9; S. 25-27; S. 78f.], [7; S.67-69] und [12; S. 12]

4.2 Ultrakurze Lichtimpulse

4.2.1 Die Güteschaltung

Laser zeichnen sich nicht nur als Quellen monochromatischer und kohärenter Strahlung im stationären Betrieb aus, sondern eignen sich auch zur Erzeugung extrem kurzer und äußerst intensiver Lichtpulse. Diese Pulse sind so kurz, dass man eigentlich nicht mehr von einer Lichtwelle sprechen kann.

Die einfachste Art kurze Laserpulse zu generieren heißt Güteschaltung oder Q-Switch: Hierbei befindet sich im Laserresonator ein optischer Schalter. Bei geschlossenem Schalter ist kein Laserbetrieb möglich, da der Schalter dann lichtundurchlässig ist und so einen Spiegel verdeckt. Dabei kann sich



im aktiven Medium bei genügender Pumpleistung maximale Besetzungsinversion aufbauen, da keine Atome durch induzierte Emission abgeregt werden. Der Inversionszustand wird nur durch spontane Emissionsprozesse begrenzt. Öffnet sich der Schalter, sobald maximale Inversion und somit ein maximaler Verstärkungsgrad erreicht ist, schwingt der Laser an und erzeugt einen Lichtblitz, weil sehr viele Atome mittels induzierter Emission Photonen aussenden.

Schließt sich der Schalter daraufhin, steigt wiederum die Zahl der angeregten Atome. Wiederholt sich dieser Schaltvorgang periodisch, sind kurze, intensive Lichtpulse, so genannte Riesenpulse, von circa 10^{-8} Sekunden Dauer die Folge. Natürlich ist die vom Laser abgegebene Leistung im zeitlichen Mittel nicht größer als im stationären Betrieb. Im einfachsten Fall handelt es sich bei einem solchen Schalter um eine rotierende Lochscheibe. Gebräuchlicher sind jedoch elektrooptische Schalter oder sättigbare Absorber.

Für dieses Kapitel verwendete Literatur:

[12; S. 197f.; S. 204], [10; S. 90f., [9; S. 87f.]und [7; S. 72-74]

4.2.2 Modenkopplung

Noch kürzere und intensivere Lichtpulse lassen sich mittlerweile durch die Kopplung mehrerer axialer Moden, englisch „mode locking“, erzielen.

Wir wissen bereits, dass in einem Laser bei hinreichender Verstärkung mehrere longitudinale Moden simultan angeregt sein können und dass sich die Eigenkreisfrequenzen benachbarter Moden um $\Omega = c\pi/L$ unterscheiden. Bei N angeregten Moden bilden sich im Resonator N stehende Wellen aus. Gemäß dem Superpositionsprinzip ergibt sich für die Gesamtfeldstärke E [9; S. 90]:

$$E = E_1 + E_2 + E_3 + \dots + E_N$$

wobei $E_q = A_q \sin(\omega t + \varphi_q)$ $q = 1, 2, 3, \dots, N$, wenn A_q die Amplitude der Welle ist.

[nach: 13; S. 1118]

„Die Phasenwinkel φ_q bestimmen den Wert der einzelnen Feldstärken zur Zeit $t = 0$.“ [9; S. 90] Große Intensitäten lassen sich demnach erreichen, wenn die Teilwellen zeitgleich ihr Feldstärkenmaximum annehmen.

Betrachten wir hierzu zunächst zwei Wellen mit gleicher Amplitude, somit gleicher Intensität I_0 , und dem gleichen Phasenwinkel 0. Weiter sollen sich ihre Kreisfrequenzen um Ω unterscheiden. Daraus ergibt sich für die Intensität der resultierenden Welle nach einigen mathematischen Umformungen [9; S. 90]:

$$I = 4I_0 \cos^2\left(\frac{\Omega t}{2}\right)$$

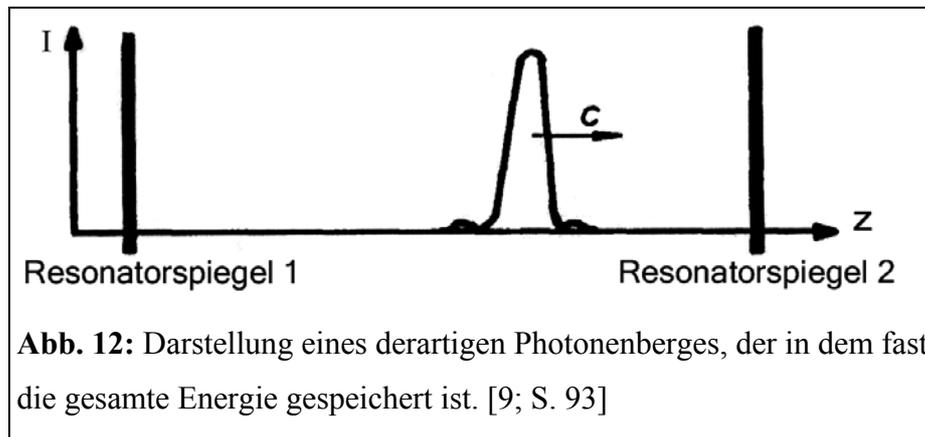
Deren Intensität ist maximal viermal größer als die Intensität I_0 der ursprünglichen Wellen. Man sagt: „Die Intensität ist [...] mit der Differenzkreisfrequenz Ω moduliert.“ [9; S. 90] Der zeitliche Abstand zweier Maxima beträgt folglich [9; S. 90]:

$$T = \frac{2\pi}{\Omega} = \frac{2L}{c}$$

Der Zeitraum, in dem die Intensität mehr als die Hälfte der maximalen Intensität besitzt, heißt Halbwertsbreite ΔT . Gelingt es, viele Wellen gleicher Amplitude und Phase zu überlagern, steigt die maximale Intensität und die Halbwertsbreite sinkt. Unverändert bleibt jedoch der Kreisfrequenzabstand benachbarter Moden und T, der Abstand zweier Maxima, da T die Zeit für einen Resonatorumlauf beschreibt und diese durch Lichtgeschwindigkeit und Resonatorlänge bestimmt ist.

Koppelt man nun N Moden steigt die Intensität um N^2 und ΔT vermindert sich um $\frac{1}{N}$.

Ziel bei der Modenkopplung ist es also, dass sich möglichst viele Moden in einem kleinen Raumbereich des Resonators konstruktiv überlagern und sich im übrigen Bereich auslöschen. Dann wandert nämlich ein riesiger „Photonenberg“ [10; S. 208] von Resonatorspiegel zu Resonatorspiegel, in dem nahezu die gesamte Feldenergie gespeichert ist.



Eine Möglichkeit, derartige Photonenberge zu erzeugen, ist die Verwendung enorm schneller optischer Schalter: sättigbare Absorber. Eine dünne Schicht eines solchen sättigbaren Absorbers, meist eine Farbstofflösung, wird in einer dünnen Schicht direkt auf einen der Resonatorspiegel aufgetragen. Die Modenkopplung wird dadurch erreicht, dass ein modengekoppelter Lichtpuls den Farbstoff leicht auszubleichen vermag und so nur wenige Photonen absorbiert werden, wohingegen Moden mit anderen Phasenbeziehungen starke Verluste erfahren, wenn die Absorption des Farbstoffs richtig abgestimmt ist. Voraussetzung bei dieser Art der Modenkopplung ist, dass der Absorber seine volle Absorptionsfähigkeit annimmt, bevor der Photonenberg den Spiegel mit dem Absorber wieder erreicht.

Mit Hilfe der Modenkopplung lassen sich Lichtpulse im Bereich von Piko- bis Femtosekunden erreichen.

Für dieses Kapitel verwendete Literatur:

[9; S. 89-94] und [10; S. 205-209]

5. Lasersysteme

Wir haben bisher die Prozesse kennen gelernt, die für die Erzeugung von Laserlicht notwendig sind. In diesem Kapitel soll nun an drei konkreten Beispielen gezeigt werden, wie Laser aufgebaut sind und auf welche Weise sie Licht verstärken.

5.1 Der Helium-Neon-Laser

Beginnen wir mit dem Helium-Neon-Laser. Er ist wohl der bekannteste Laser. Er gehört zur Gruppe der Gaslaser, deren aktives Medium dampf- oder gasförmig ist. Bei Helium-Neon-Lasern handelt es sich um ein Gasgemisch aus Helium (He) und Neon (Ne). Das Verhältnis von Helium zu Neon beträgt für gewöhnlich etwa 6:1.

Wie bei den meisten Gaslasern wird auch bei He-Ne-Laser der Inversionszustand durch elektrische Gasentladung erzeugt. Dabei werden – wie beim Franck-Hertz-Versuch – Elektronen in einem elektrischen Feld beschleunigt, die ihre Energie bei Stößen auf die Gasatome übertragen. Hierbei werden vorwiegend die in großer Zahl vorhandenen Helium-Atome angeregt. Auf ihrem Weg zurück in den Grundzustand, sammeln sich viele Atome jedoch in den metastabilen Zuständen 2^1S und 2^3S mit einer Lebensdauer von $5 \mu s$ beziehungsweise $100 \mu s$. Der 2^1S -Zustand entspricht ziemlich genau dem $3s$ -Zustand des Neons. Gleiches gilt für den 2^3S -Zustand des Heliums und den $2s$ -Zustand des Neons. Deshalb können bei Kollisionen von angeregten He-Atomen mit Ne-Atomen die He-Atome neben der kinetischen Energie auch ihre Anregungsenergie auf die Ne-Atome übertragen. Man spricht in diesem Fall von Stößen 2. Art. Dadurch wird im Ne-Atom gegenüber tiefer liegenden Zuständen ein Inversionszustand aufgebaut. Zahlreiche Laserübergänge sind von dort möglich. Aufgrund der Tatsache, dass die He-Atome nur zur Erzeugung der Besetzungsinversion der Ne-Atome dienen, selbst aber keine Laserstrahlung emittieren, wird Helium auch als Pumpgas bezeichnet.

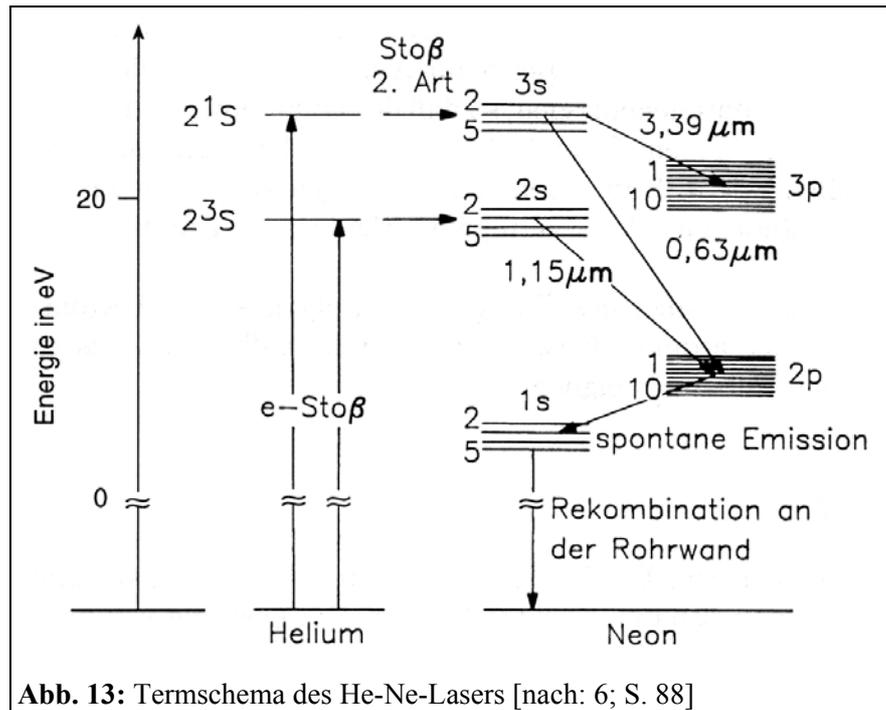
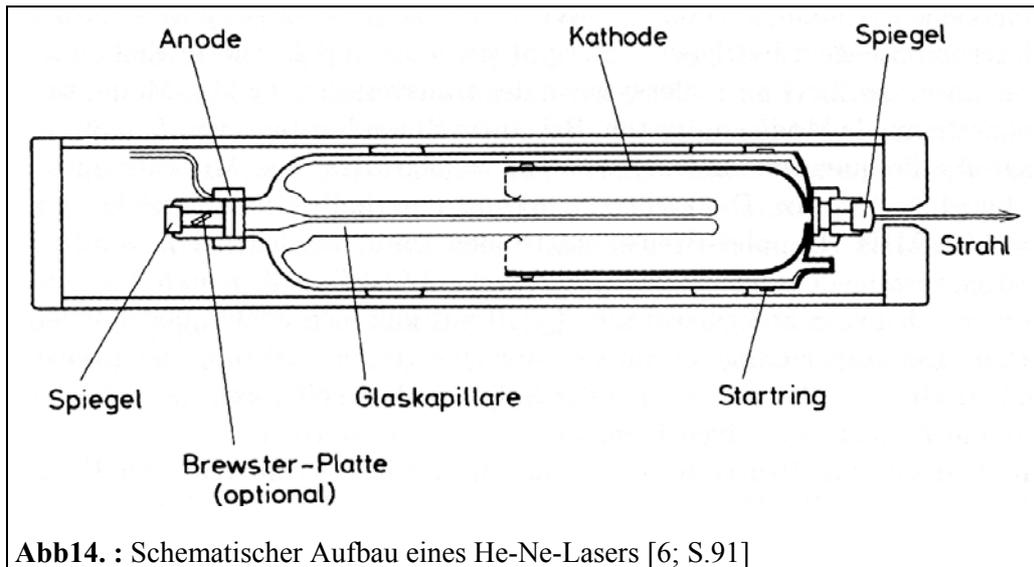


Abb. 13: Termschema des He-Ne-Lasers [nach: 6; S. 88]

Die bekannteste Wellenlänge, die das Lasergas Neon emittiert, entsteht beim Übergang von 3s zu 2p. Sie liegt bei 632,8 nm. Das untere Laserniveau 2p zerfällt anschließend in den langlebigen 1s-Zustand. Aus diesem könnten die Atome durch Elektronenstöße wieder in das untere Laserniveau zurückkehren und so die Inversion reduzieren. Der Abbau des 1s-Zustandes kommt durch unelastische Stöße mit der Wand der Entladungsröhre zustande, weshalb deren Durchmesser möglichst klein zu wählen ist.

Da sich die Energieniveaus 2s, 3s, 2p und 3p des Neons in eine Vielzahl von Unterniveaus aufgliedern, sind noch zahlreiche weitere Laserübergänge möglich. Von diesen seien noch die Übergänge von 2s zu 2p und von 3s zu 3p zu erwähnen. Hier liegen die Wellenlängen bei 1152,3 nm beziehungsweise 3391,3 nm.

Der schematische Aufbau eines He-Ne-Lasers ist in Abbildung 14 dargestellt. Kernstück bildet die 10 cm lange Glasröhre, die Entladungsröhre. Ihr Durchmesser beträgt nur wenige Millimeter. Darin befindet sich das He-Ne-Gasgemisch. An den Enden der Röhre befinden sich die Resonatorspiegel. Der teildurchlässige Spiegel reflektiert etwa 98% des auftreffenden Lichts. Die angelegte Spannung beträgt 1 bis 2 kV. Meist befindet sich in dem Strahlengang noch eine Brewster-Platte, um die Strahlung zu polarisieren. Die Ausgangsleistung des He-Ne-Lasers liegt im Bereich von einem bis 100 Milliwatt. Doch schon diese geringen Ausgangsleistungen genügen, um die Netzhaut des Auges dauerhaft zu schädigen, falls man ungeschützt und direkt in den Strahl blickt.



Für dieses Kapitel verwendete Literatur:

[6; S. 87-92], [12; S. 235- 240] und [9; S. 115-118]

5.2 Der Rubin-Laser

Der erste Laser, Theodore Maimans Rubin-Laser, verwendet einen synthetischen Rubin-Kristallstab als Verstärkermedium und gehört damit zu den Festkörperlasern.

Der Kristall besteht aus Saphir (Al_2O_3), der seine charakteristische rote Farbe durch einen geringen Anteil ($\approx 0,05$ Gewichtsprozent) an Chrom-Ionen (Cr^{3+}) enthält.

Durch optisches Pumpen mit einer Blitzlampe, die meist mit Xenon oder Krypton gefüllt ist, wird ein großer Teil der Chrom-Ionen auf die Absorptionsbänder E_3 und E_3' angehoben. Nach weniger als 1 ns erreichen die Cr^{3+} -Atome das obere Laserniveau E_2 , indem sie einen Teil ihrer Energie strahlungslos an den Kristall abgeben, der sich dadurch erwärmt. Das Niveau E_2 gliedert sich in zwei Zustände, die sich in ihrer Energie nur geringfügig voneinander unterscheiden und auch annähernd gleich stark besetzt sind. Mit einer Lebensdauer von 3 ms kann man beide als metastabil bezeichnen. In der Regel erfolgt der Laserübergang von dem unteren der beiden Zustände in den Grundzustand, da die Verstärkung für diesen Übergang größer ist. Dabei wird rotes Licht der Wellenlänge 694,3 nm (bei Kühlung des Kristalls auf 77 Kelvin: 693,4 nm) ausgesandt. Für den Übergang aus dem oberen Zustand des Niveaus E_2 ergibt sich eine Wellenlänge von 692,8 nm.

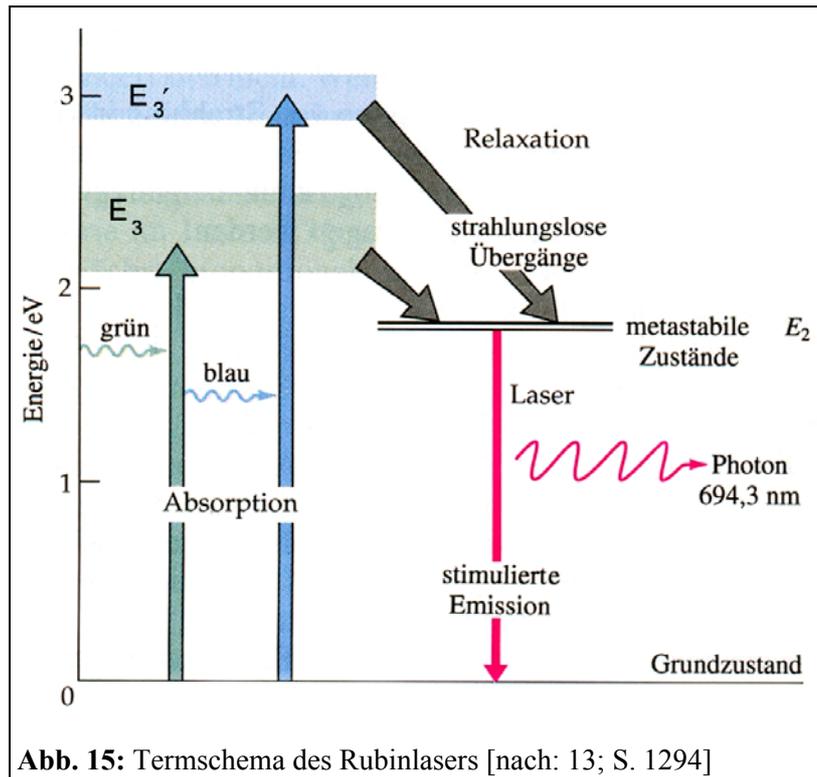


Abb. 15: Termschema des Rubinlasers [nach: 13; S. 1294]

Der Rubin-Laser basiert folglich auf einem 3-Niveau-System, bei dem mehr als die Hälfte aller Cr^{3+} -Ionen in das obere Laserniveau gepumpt werden müssen, um Inversion zu erzeugen. Das ist möglich, da dieses Energieniveau äußerst langlebig ist. Für gewöhnlich arbeiten Rubin-Laser im Pulsbetrieb mit Pulsdauern von 10 ps bis 0,5 ms mit Spitzenleistungen von einigen Gigawatt bis 100 Kilowatt.

Die verwendeten Rubin-Kristalle haben eine Länge von bis zu 30 cm und einen Durchmesser bis zu 2,5 cm. Der Kristall wird von einer spiralförmigen, gasgefüllten Blitzlampe umgeben, deren Blitzdauer 0,5 ms beträgt. Durch Verspiegelung der Innenwände des Lasergehäuses werden die Lichtblitze noch besser genutzt. Die Stirnflächen des Kristalls sind ebenfalls verspiegelt und bilden den Resonator. Der Auskopplungsspiegel reflektiert nur 90% des auftreffenden Lichts.

Rubin-Laser finden heute Verwendung in der Messtechnik und der Holografie oder werden zum Pumpen von anderen Lasern eingesetzt.

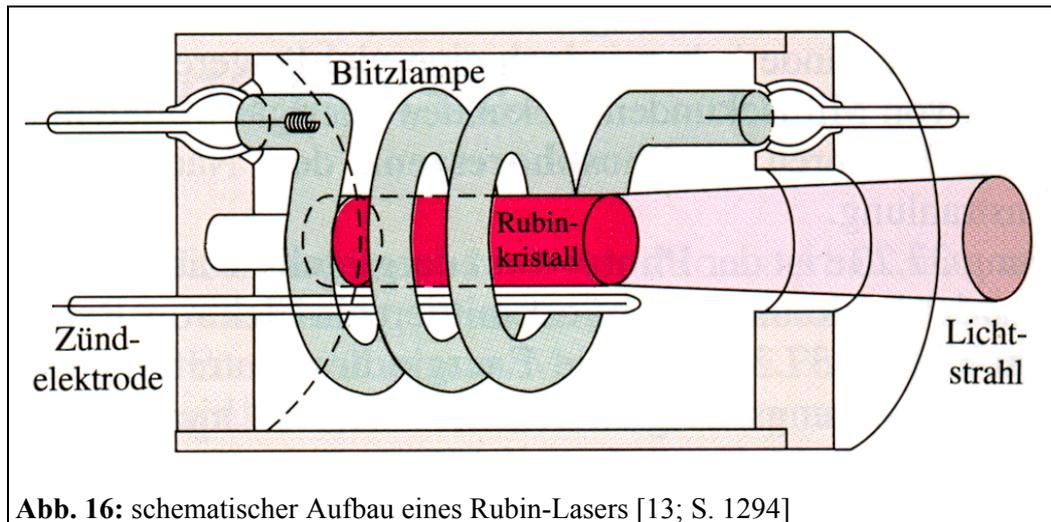


Abb. 16: schematischer Aufbau eines Rubin-Lasers [13; S. 1294]

Für dieses Kapitel verwendete Literatur:

[13; S. 1294], [12; S. 335-340], [6; S. 124-128] und [9; S. 125f.]

5.3 Halbleiterlaser

Halbleiterlaser, auch Laserdioden oder Dioden-Laser genannt, haben mittlerweile große Bedeutung erlangt. Dank ihrer langen Haltbarkeit, einem hohen Wirkungsgrad von mehr als 50 Prozent und einer geringen Größe ermöglichen sie ein weites Anwendungsspektrum: Sie arbeiten in CD-Playern, Laserdruckern und werden in der Nachrichtentechnik eingesetzt, um nur einige Anwendungsbereiche zu nennen.

(vgl. [14; S. 39])

5.3.1 Bändermodell

Die diskreten Energieniveaus der Elektronen einzelner Atome in lassen sich in Kristallen, also Festkörpern, nicht mehr beobachten, da dort die Elektronen so nahe beieinander liegen, dass sie sich nicht eindeutig einem Atom zuordnen lassen. Doch aufgrund des Pauli-Prinzips dürfen diese Elektronen nicht länger den gleichen Zustand besitzen. Deshalb spalten sich die vormals gleichen Zustände in eng benachbarte Energieniveaus auf, weshalb man diese Niveaus auch als Energiebänder bezeichnet. Die Zahl dieser Energieniveaus entspricht der Zahl der Kristallatome.

Das energiereichste, vollständig besetzte Band, trägt die Bezeichnung Valenzband. Darüber liegt das Leitungsband, dessen Niveaus am absoluten Temperaturnullpunkt bei Halbleitern unbesetzt sind. Aus diesem Grund verhalten sich Halbleiter bei tiefen Temperaturen wie Isolatoren, deren Leitungsband stets unbesetzt ist. Doch bei Halbleitern ist die Differenz ΔE_B zwischen der Energie des Valenzbandes und der

Energie des Leitungsbandes so gering, „dass bei Zufuhr thermischer Energie Elektronen aus dem Valenz- in das Leitungsband gehoben werden können“ [9; S.129]. Dabei verbleiben auf dem Valenzband so genannte Löcher, die ähnliche Eigenschaften wie positive Elektronen aufweisen. Löcher und Leitungselektronen bestimmen die elektrische Leitfähigkeit des Kristalls. Um eine höhere Leitfähigkeit zu erzielen, werden Halbleiterkristalle gezielt verunreinigt, das heißt dotiert. Dabei werden Fremdatome in das Kristallgitter eingebaut, die sich in der Zahl ihrer Valenzelektronen von dem Halbleiter unterscheiden.

Ist dabei die Zahl der Valenzelektronen des eingebauten Atoms kleiner als bei den Atomen des Halbleiters, entstehen im Valenzband Löcher. Dieser Prozess wird p-Dotierung genannt. P-dotierte Halbleiter nennt man deshalb auch p-Leiter, da bei ihnen der Ladungstransport durch Löcher gewährleistet wird. Ist jedoch die Zahl der Valenzelektronen des eingebauten Atoms größer werden die überschüssigen Elektronen an das Leitungsband abgegeben. Weil dadurch die Anzahl negativer Ladungsträger steigt, spricht man von einer n-Dotierung. Analog dazu spricht man von n-Leitern.

Für dieses Kapitel verwendete Literatur:

[8; S. 46-50], [9; S. 129-130] und [17; S. 439]

5.3.2 Injektionslaser

Aber auch durch die Absorption von Licht können Valenzelektronen in das Leitungsband gehoben werden, wenn für die Frequenz ν der absorbierten Photonen gilt [nach: 9; S. 131]:

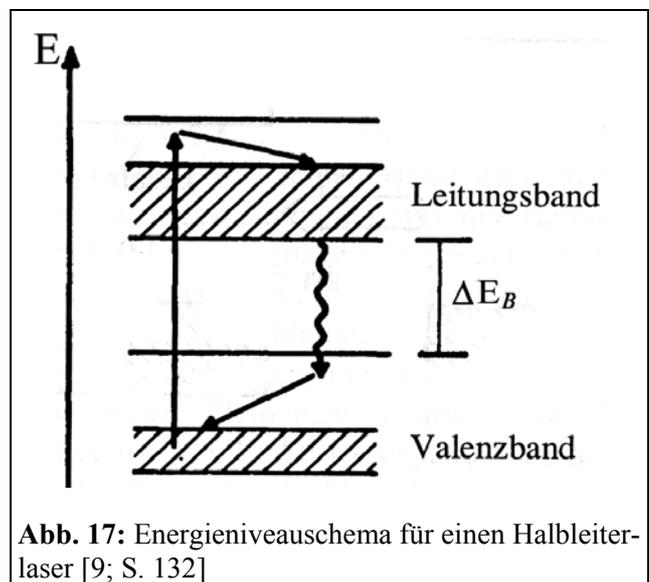
$$\nu = \frac{\Delta E_B}{h}$$

Die Umkehrung dieses Prozesses wird bei Halbleiterlasern zur Verstärkung von Licht genutzt: Geht nämlich ein Elektron aus dem Leitungsband in das Valenzband über, kann es ein Photon der Energie ΔE_B entweder durch spontane oder durch induzierte Emission aussenden. Die Wahrscheinlichkeit induzierter Emissionsprozesse steigt mit der Anzahl an Elektron-Loch-Paaren.

Die wichtigsten Halbleiterlaser sind Injektionslaser: Im Mittelpunkt steht eine in Durchlassrichtung betriebene Halbleiterdiode. „Eine Halbleiterdiode erhält man, wenn p-leitende und n-leitende Gebiete in einem Kristall aneinandergrenzen.“ [9; S.132]

Durch die Wanderung von Elektronen in das p-leitende Gebiet und Löchern in das n-leitende Gebiet bildet sich an diesem pn-Übergang eine Kontaktspannung, die ein elektrisches Feld erzeugt und so ein weiteres Wandern von Ladungsträgern verhindert. Legt man von außen eine Spannung an, welche die Kontaktspannung aufhebt, so können fortwährend Elektronen vom n- in das p-leitende Gebiet und Löcher vom p- in das n-leitende Gebiet ungehindert wandern. In die Kontaktzone werden in diesem Fall ständig Elektronen und Löcher bewegt, was einen Stromfluss zur Folge hat. Durch diesen Strom, den Injektionsstrom, „werden ständig Elektronen und Löcher in die Kontaktzone injiziert.“ [9; S.133] Ist der Strom und damit die Zahl der Elektronen und Löcher in der Kontaktzone groß genug, setzt Lasertätigkeit ein.

Wie in der Darstellung zu sehen, werden Elektronen aus dem Valenzband in die unbesetzten Niveaus des Leitungsbandes gepumpt. Von dort zerfallen sie strahlungslos in die energetisch tiefsten, noch unbesetzten Zustände des Leitungsbandes. Geht nun das Elektron aus diesem Zustand in den mit einem Loch besetzten Zustand des Valenzbandes über, sendet es ein



Photon mit der Energie ΔE_B aus. Dieser Vorgang wird Rekombination genannt. Schließlich kehrt es strahlungslos in einen energiearmen und unbesetzten Zustand des Valenzbandes zurück. Da die Zone nur rund $1 \mu\text{m}$ breit ist, divergiert der Laserstrahl sehr stark. Die emittierten Wellenlängen liegen je nach Kristallart in einem Bereich von 320 nm bis 3200 nm. Wegen der hohen Brechungsindizes der Halbleiterkristalle ist eine Verspiegelung der Endflächen nicht unbedingt notwendig.

Für Halbleiterlaser eignen sich besonders gut Mischkristalle, die aus einem Element der dritten Hauptgruppe des Periodensystems und einem Element der fünften Hauptgruppe bestehen. Am weitesten verbreitet ist unter diesen Mischkristallen Galliumarsenid (GaAs).

Abbildung 18 zeigt einen Homostruktur-Laser. Licht, das schräg zur aktiven Schicht verläuft wird vom Kristall absorbiert, was die Lichtleistung schwächt. So genannte Doppel-Heterostrukturlaser besitzen zudem noch zwei weitere Schichten mit kleineren Brechungsindizes, wodurch die Lichtabsorption, wie sie in Homostruktur-Lasern stattfindet, verhindert wird.

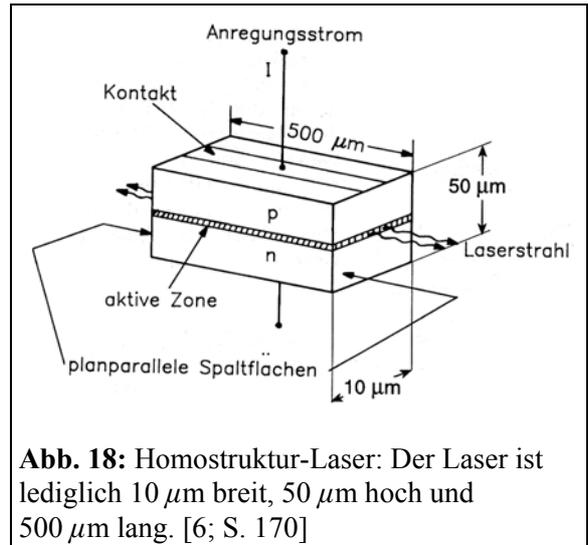


Abb. 18: Homostruktur-Laser: Der Laser ist lediglich $10\ \mu\text{m}$ breit, $50\ \mu\text{m}$ hoch und $500\ \mu\text{m}$ lang. [6; S. 170]

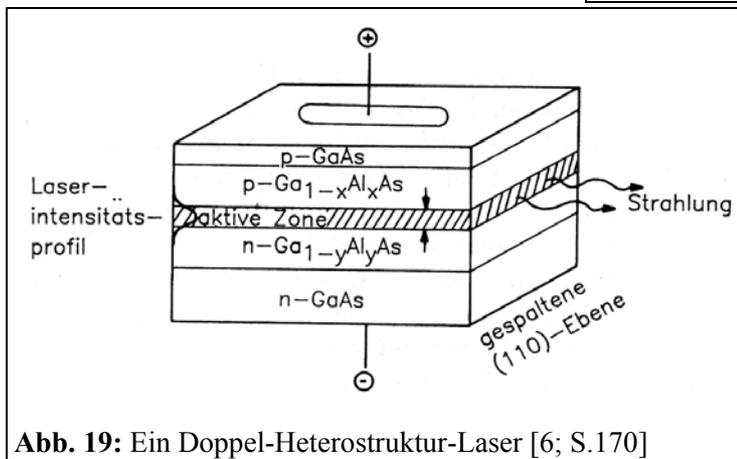


Abb. 19: Ein Doppel-Heterostrukturlaser [6; S.170]

Für dieses Kapitel verwendete Literatur:

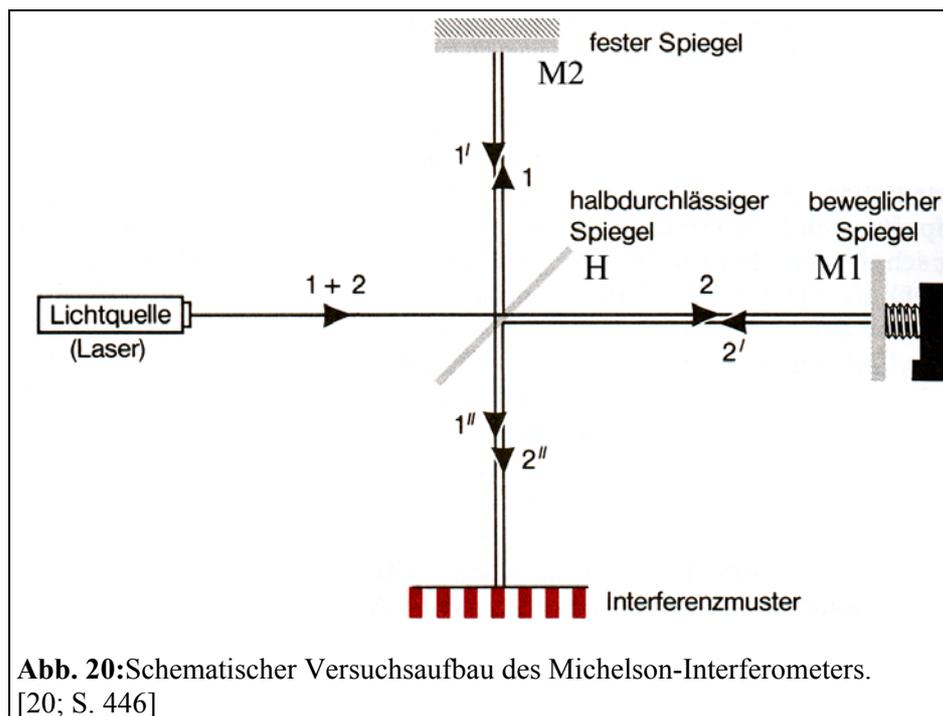
[6; S.170], [9; S. 131-135] und [8; S. 46-50]

6. Anwendung des Lasers

Ebenso vielfältig wie die einzelnen Laserarten, sind auch ihre Anwendungsgebiete. Es würde daher zu weit führen, die mannigfaltigen Aufgaben von Lasern in Medizin, Materialbearbeitung, Forschung und vielen anderen Gebieten aufzuzeigen. Drei Beispiele sollen im Folgenden die Anwendungsmöglichkeiten eines Lasers demonstrieren.

6.1 Das Michelson-Interferometer

Die Interferenzeigenschaften von Laserlicht lassen sich wie bereits erwähnt mit dem Michelson-Interferometer zeigen. Benannt ist es nach seinem Entwickler und Nobelpreisträger Albert A. Michelson (1852 – 1931). Dabei wird ein Laserstrahl auf einen halbdurchlässigen Spiegel gerichtet. Strahl und Spiegel sollen zusammen einen Winkel von 45° einschließen. Durch den halbdurchlässigen Spiegel H mit einem Durchmesser von 8 cm wird der Strahl in zwei Teilstrahlen aufgespaltet, von denen sich einer geradlinig weiterbewegt und senkrecht auf den vollständig reflektierenden Spiegel M1 (Durchmesser: 4 cm) trifft. Der zweite Teilstrahl wird von dem halbdurchlässigen Spiegel um 90° gegen seine ursprüngliche Ausbreitungsrichtung abgelenkt und trifft ebenfalls senkrecht auf einen weiteren vollständig reflektierenden Spiegel M2, der ebenfalls einen Durchmesser von 4 cm besitzt und sich 20 cm von H entfernt befindet.



Beide Teilstrahlen werden reflektiert und verursachen auf dem Beobachtungsschirm SC zwei Lichtpunkte. Dadurch wird ein Weglängenunterschied und so auch eine Phasendifferenz zwischen den zwei Teilstrahlen erzeugt, falls die Entfernung der Spiegel M1 und M2 zu dem teildurchlässigen Spiegel H unterschiedlich ist. Abbildung 20 zeigt den schematischen, Abbildung 21 den realen Versuchsaufbau.

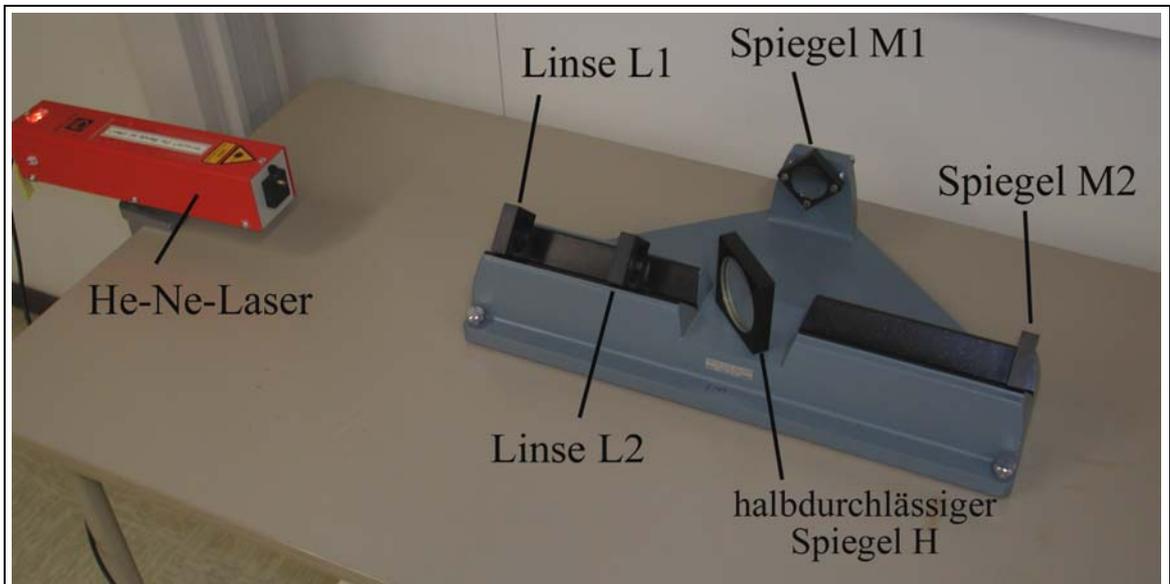


Abb. 21: Der reale Versuchsaufbau am Otto-Hahn Gymnasium

Der Strahlengang wurde auf dem Foto durch Zigarettenrauch sichtbar gemacht:

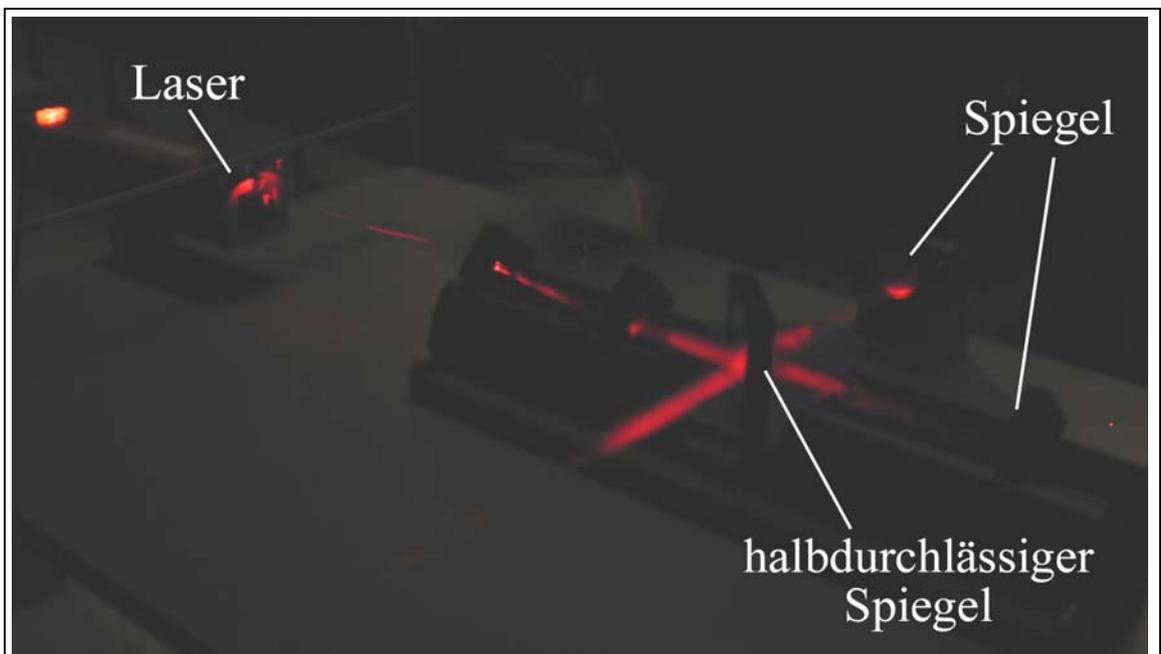
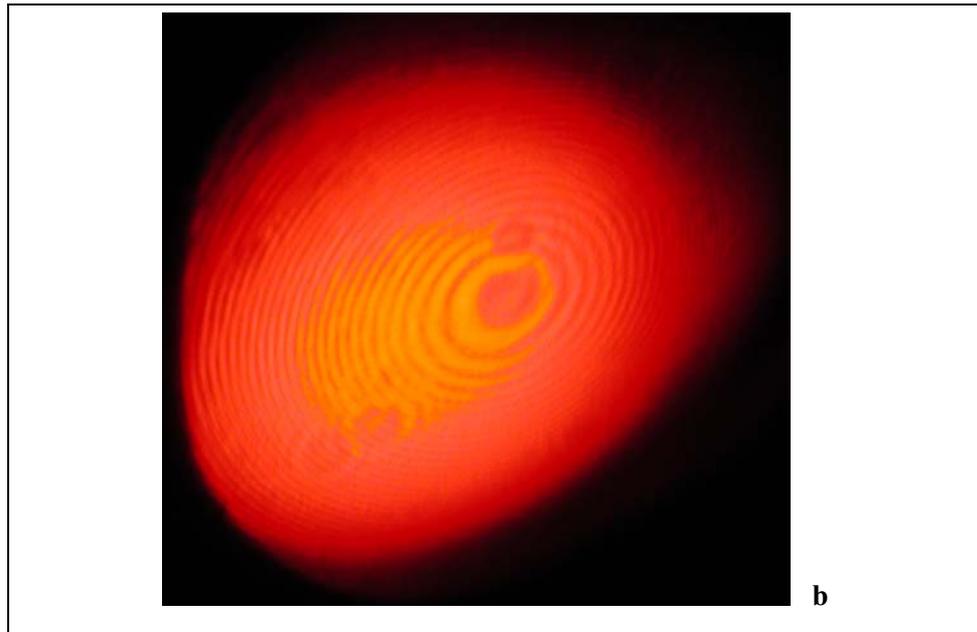


Abb. 22: Das Foto zeigt deutlich den vom Laser ausgesandten Lichtstrahl, der am halbdurchlässigen Spiegel in zwei Teilstrahlen aufgespaltet wird, und den intensiven Strahl, der sich aus der Vereinigung der beiden Teilstrahlen ergibt.

Durch drehen der Justierschrauben an dem Spiegel M1 konnten die beiden Lichtpunkte zur Deckung gebracht werden. Da der Durchmesser des Lichtpunktes auf dem Schirm, der aus der Vereinigung der Lichtpunkte der zwei Teilstrahlen entstanden war, wegen der geringen Divergenz des Laserstrahls sehr klein war, ließ sich ein Interferenzmuster schlecht beobachten. Deshalb brachte ich zwei Linsen L1 (Brennweite = 5,72 mm) und L2 (Brennweite $L2 = 150$ mm) in den Strahlengang zwischen Laser und teildurchlässigen Spiegel, die den Strahl auf einen Durchmesser von etwa 4 cm aufweiteten. Folge war eine deutlich sichtbare und leicht erkennbare Interferenzfigur, wie sie auf den Fotos zu erkennen ist:



Abb. 23a und b: Die Fotos zeigen die Interferenzringe, wie sie sich nach Überlagerung der beiden Interferenzstrahlen auf dem Beobachtungsschirm einstellen. Die Flecken in den Ringen kommen durch Verunreinigungen der verwendeten Linsen zustande.



Das Interferenzmuster hat folgende physikalischen Grundlagen: Da beide Teilstrahlen von der gleichen Lichtquelle, einem He-Ne-Laser der Ausgangsleistung 1 mW, erzeugt wurden, besitzen sie dieselbe Frequenz und eine Wellenlänge von $\lambda = 632,8$ nm. Auch ihre Amplituden A_0 sind gleich, weil beide Teilstrahlen eine identische Spiegelanordnung durchlaufen. Doch bei unterschiedlichem Spiegelabstand von M1 beziehungsweise M2 zu dem halbdurchlässigen Spiegel H sind sie um den Phasenwinkel δ gegeneinander verschoben. Für die Feldstärken der Teilstrahlen ergibt sich [13; S.1118]:

$$E_1 = A_0 \sin(\omega t) \text{ und } E_2 = A_0 \sin(\omega t + \delta)$$

Daraus ergibt sich durch Überlagerung eine resultierende Feldstärke von [13; S.1118]:

$$E = E_1 + E_2 = A_0 \sin(\omega t) + A_0 \sin(\omega t + \delta)$$

Eine trigonometrische Umformung dieser Gleichung liefert für die Amplitude der resultierenden Welle [13; S. 1118]:

$$2A_0 \cos\left(\frac{1}{2}\delta\right)$$

Für die Intensität I der Lichtwelle ergibt sich deshalb aus der Beziehung $I \sim A^2$ [13; S. 1118]:

$$I = 4I_0 \cos^2\left(\frac{1}{2}\delta\right)$$

Die maximale Intensität $4I_0$ wird demnach angenommen, wenn das Argument des Kosinus ein ganzes Vielfaches von 2π ist.

Wird der wirkliche Spiegel M2, wie es in der Grafik dargestellt ist, durch sein virtuelles Bild M2', das durch Reflexion am halbdurchlässigen Spiegel entsteht, ersetzt, erscheint ein Punkt P des Lasers als die Punkte P' und P'' der virtuellen Lichtquelle L1 und L2. Daraus

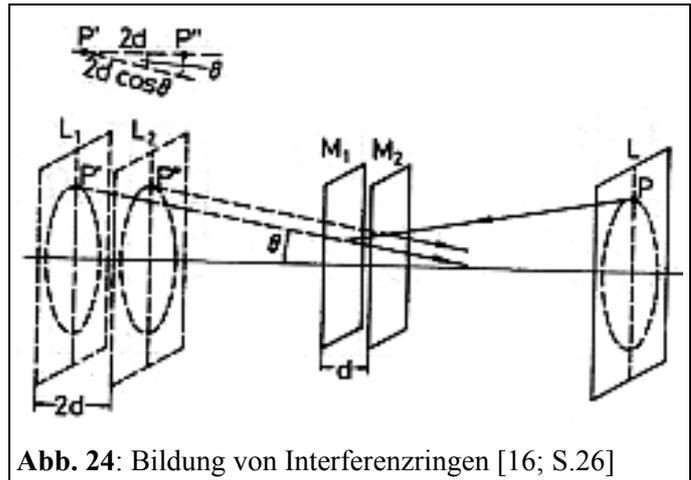


Abb. 24: Bildung von Interferenzringen [16; S.26]

ergibt sich wegen der unterschiedlichen Lichtwege für die Phasendifferenz δ [16; S.27]:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} 2d \cos \theta$$

Durch Veränderung des Abstandes eines Spiegels wird auch die Interferenzfigur verändert. Vergrößert man nämlich die Distanz zwischen dem verschiebbaren Spiegel M1 und dem halbdurchlässigen Spiegel H um $\frac{\lambda}{4}$ und verlängert so die Wegdifferenz um $\frac{\lambda}{2}$, weil dieser Weg vom Laserstrahl zweimal durchlaufen wird, werden alle dunklen Ringe im Interferenzring hell und alle hellen Ringe dunkel. Sind die Spiegel nicht parallel zueinander, entstehen Streifenmuster, welche die nachfolgenden Bilder zeigen.

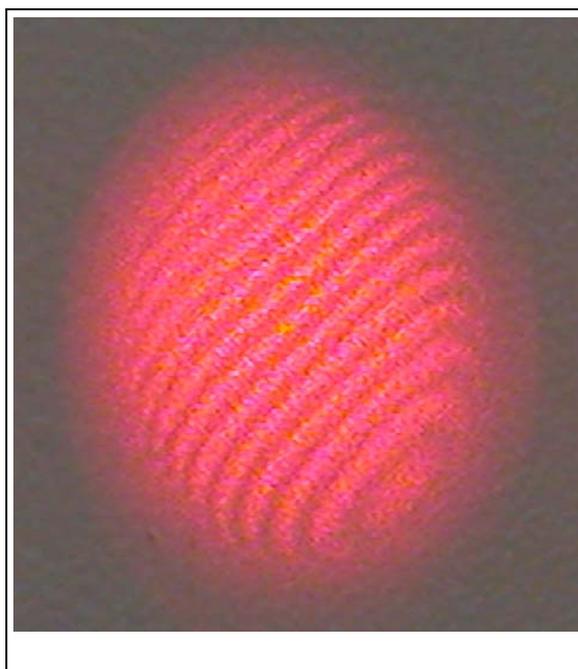
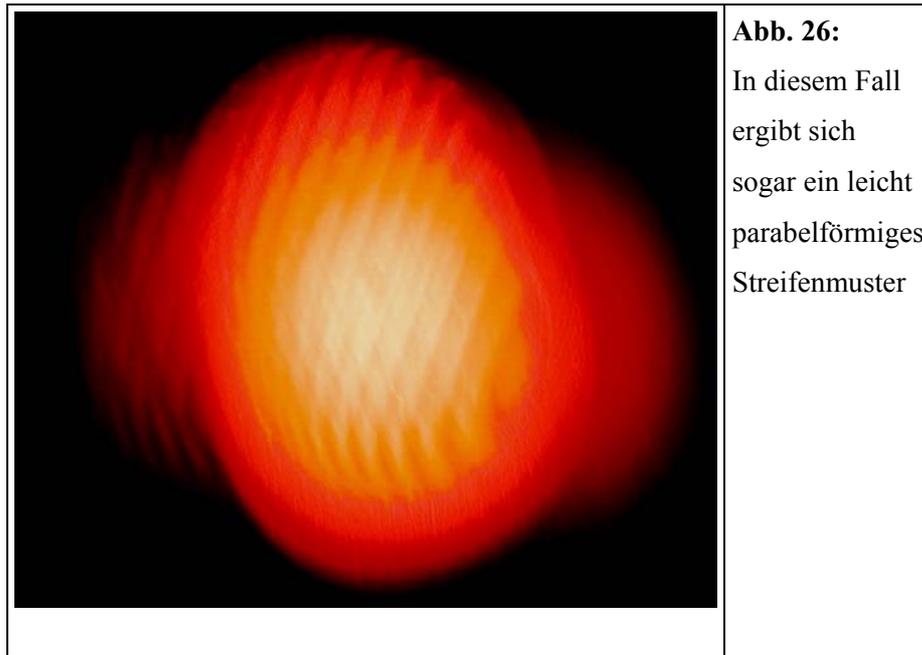


Abb. 25: Sind die Spiegel, an denen die beiden Teilstrahlen reflektiert werden, nicht parallel, ergibt sich nebenstehendes Streifenmuster.



Mit einem ganz ähnlichen Versuchsaufbau gelang es Michelson und Edward Morley die Existenz eines Weltäthers, einem Medium in dem sich elektromagnetische Wellen ausbreiten sollten, zu widerlegen.

Für dieses Kapitel verwendete Literatur:

[13; S. 1118], [16; S.27f.] und [7; S. 66]

6.2 Bestimmung der Brechungsindizes von Polymerlösungen

Doch das Michelson-Interferometer ist nach wie vor Mittel physikalischer Forschung: An der Universität Bayreuth setzt man momentan Michelson-Interferometer zur Bestimmung der Brechungsindizes von Polymerlösungen ein, da sich andere Methoden für dieses Vorhaben nicht eignen.

Hierzu muss der Versuchsaufbau aus dem vorangegangenen Kapitel nur geringfügig abgewandelt werden: In den Strahlengang zwischen dem Strahlteiler und einem der voll reflektierenden Spiegel bringt man eine Glasküvette, welche die Polymerlösung enthält, deren Brechungsindex zu ermitteln ist. Diese Küvette befindet sich auf einem computer-gesteuerten Motor, der sie pro Halbschritt um 9 Winkelsekunden gegen den auftreffenden Strahl drehen kann. An die Stelle des Beobachtungsschirmes aus dem vorangegangenen Versuch tritt eine Photodiode, welche die Intensität des einfallenden

Lichts misst. Die Photodiode ist an einen Analog-Digital-Wandler angeschlossen, der das Messsignal zur Auswertung an einen Computer überträgt. Die Verschiebung der Interferenzstreifen an der Photodiode und somit die Veränderung der gemessenen Intensität kommt durch das Drehen der Glasküvette zustande, wodurch sich der optische Weg des Strahls zwischen Strahlteiler und Spiegel ändert.

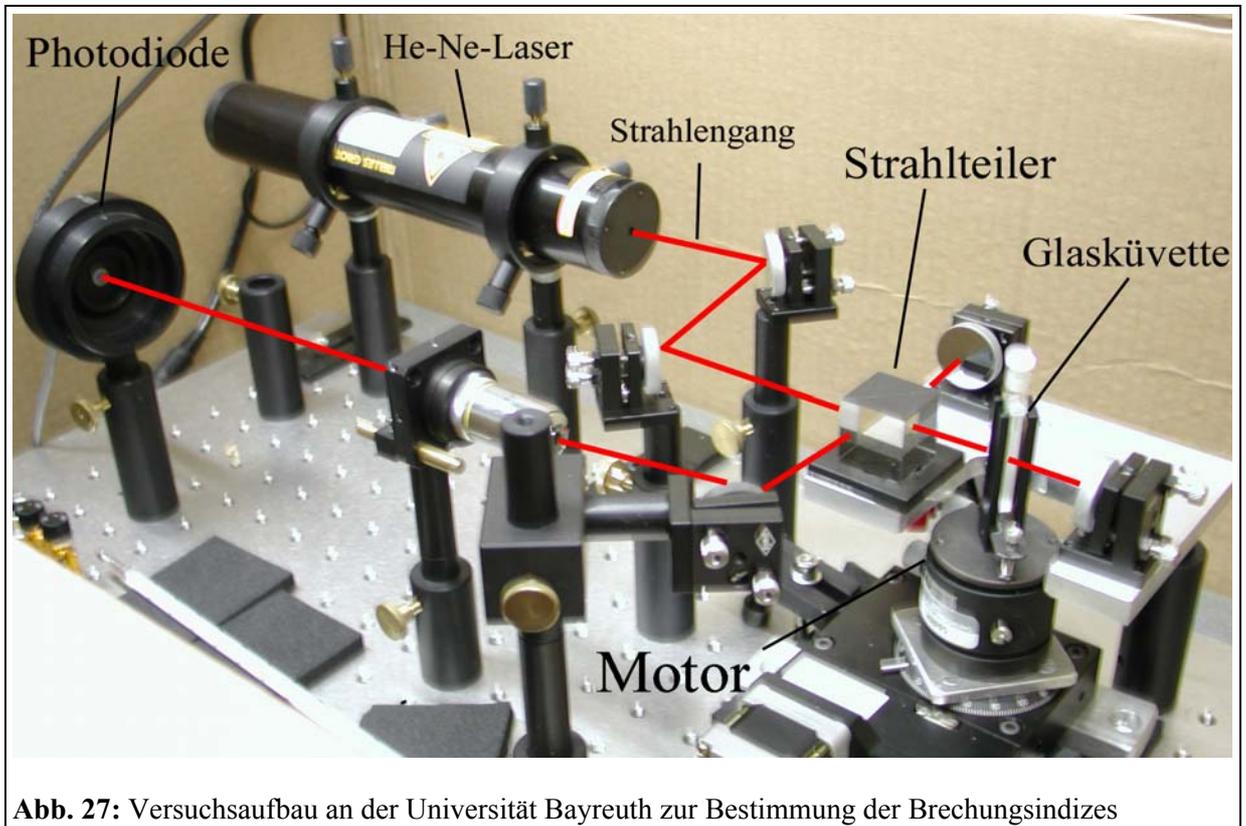


Abb. 27: Versuchsaufbau an der Universität Bayreuth zur Bestimmung der Brechungsindizes

Als Vorüberlegung betrachten wir einen Glasblock mit dem Brechungsindex n , auf den zunächst senkrecht ein Lichtstrahl fällt und anschließend um den Winkel γ gedreht wird.

Ein senkrecht auftreffender Strahl durchläuft die Strecke \overline{AD} vollständig im Glas. Bei Drehung der Platte um den Winkel γ wird allerdings nur die Strecke \overline{AB} in Glas durchlaufen. Die Strecke \overline{CD} durchläuft der Strahl wieder in Luft, was die Änderung des optischen Weges bedingt.

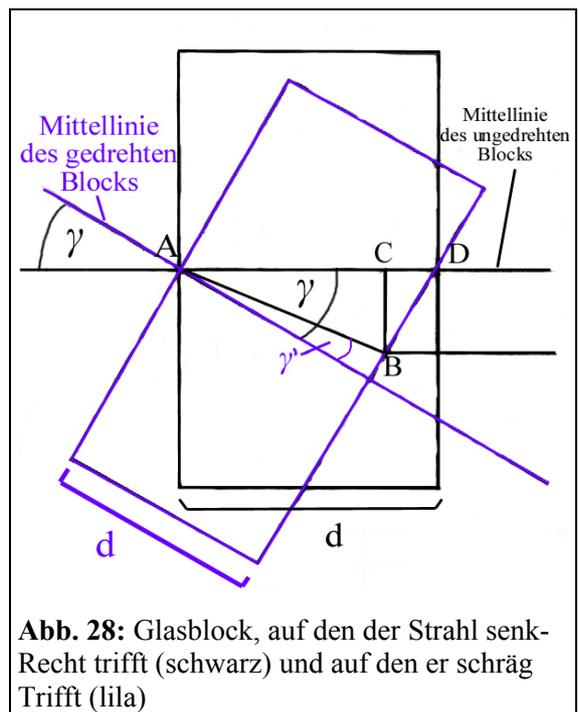


Abb. 28: Glasblock, auf den der Strahl senkrecht trifft (schwarz) und auf den er schräg trifft (lila)

Die Strecke \overline{AB} berechnet sich mit der Formel:

$$\overline{AB} = \frac{d}{\cos \gamma'} = d \frac{1}{\sqrt{1 - \sin^2 \gamma'}}$$

Mit dem Brechungsgesetzes kann man diese Gleichung zu

$$\overline{AB} = d \frac{n}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \gamma}}$$

umformen. Für die Strecke \overline{CD} ergibt sich:

$$\begin{aligned} \overline{CD} &= d - \cos(\gamma - \gamma') \overline{AB} = d - \frac{d}{\cos \gamma'} (\cos \gamma \cos \gamma' + \sin \gamma \sin \gamma') = \\ &= d - d \left(\cos \gamma + \frac{n}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \gamma}} \frac{\sin^2 \gamma}{n} \right) = \overline{CD} \end{aligned}$$

Da die Küvette von dem Laserstrahl zweimal durchlaufen wird, berechnet sich die Wegdifferenz Δl zwischen den beiden Teilstrahlen zu:

$$\begin{aligned} \Delta l &= 2(n \overline{AB} + \overline{CD} - n \overline{AD}) = 2 \left\{ \frac{n^2 d}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \gamma}} + \left[d - d \left(\cos \gamma + \frac{\sin^2 \gamma}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \gamma}} \right) \right] - nd \right\} = \\ &= 2d \left(\frac{n^2 - \sin^2 \gamma}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \gamma}} + 1 - \cos \gamma - n \right) = 2d \left[(1 - n) - \cos \gamma + \sqrt{n^2 - \sin^2 \gamma} \right] \end{aligned}$$

Doch ehe man den Brechungsindex n einer Polymerlösung bestimmen kann, ist es notwendig, die Wanddicke der verwendeten Glasküvette zu ermitteln, da der optische Weg des Laserstrahls auch von der Strecke abhängt, die er im Glas der Küvette zurücklegt. Dazu bringt man die leere Küvette in den Strahlengang. Betrachten wir dann die beiden Küvettenwände als eine einzige Glasplatte, ergibt sich deren Dicke d aus der Summe der Dicke der beiden Wände d_1 und d_2 .

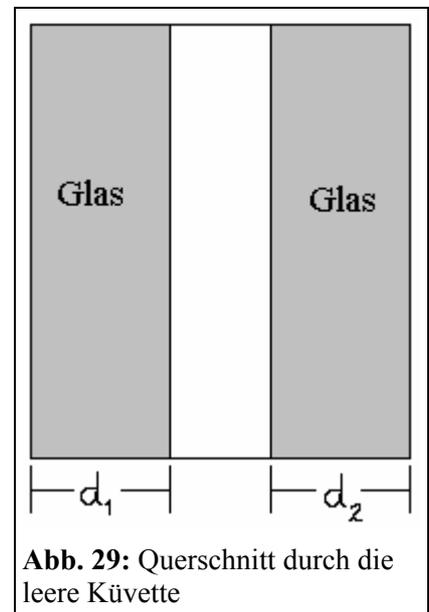
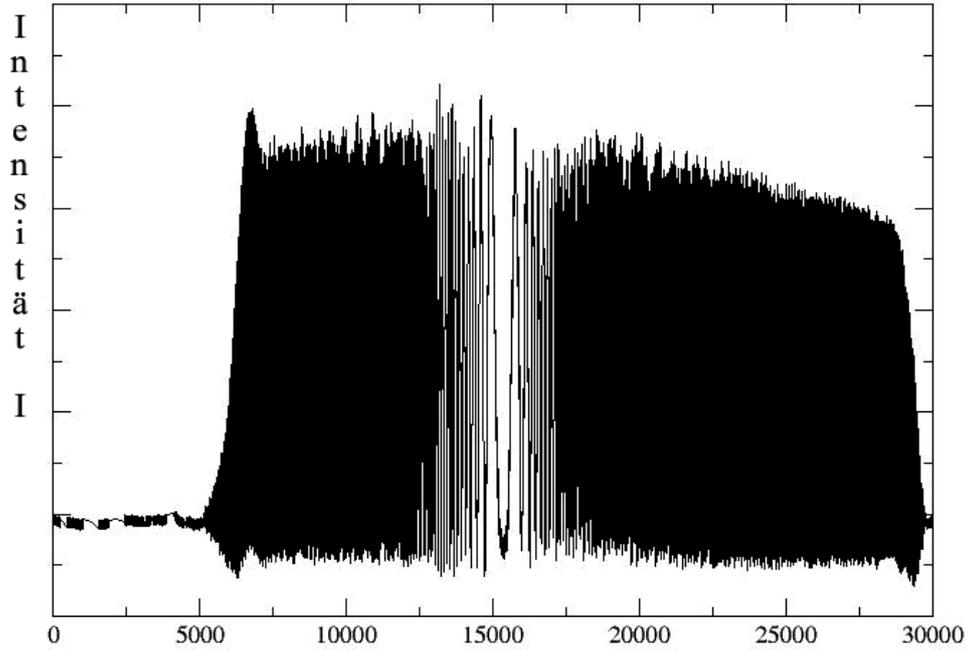


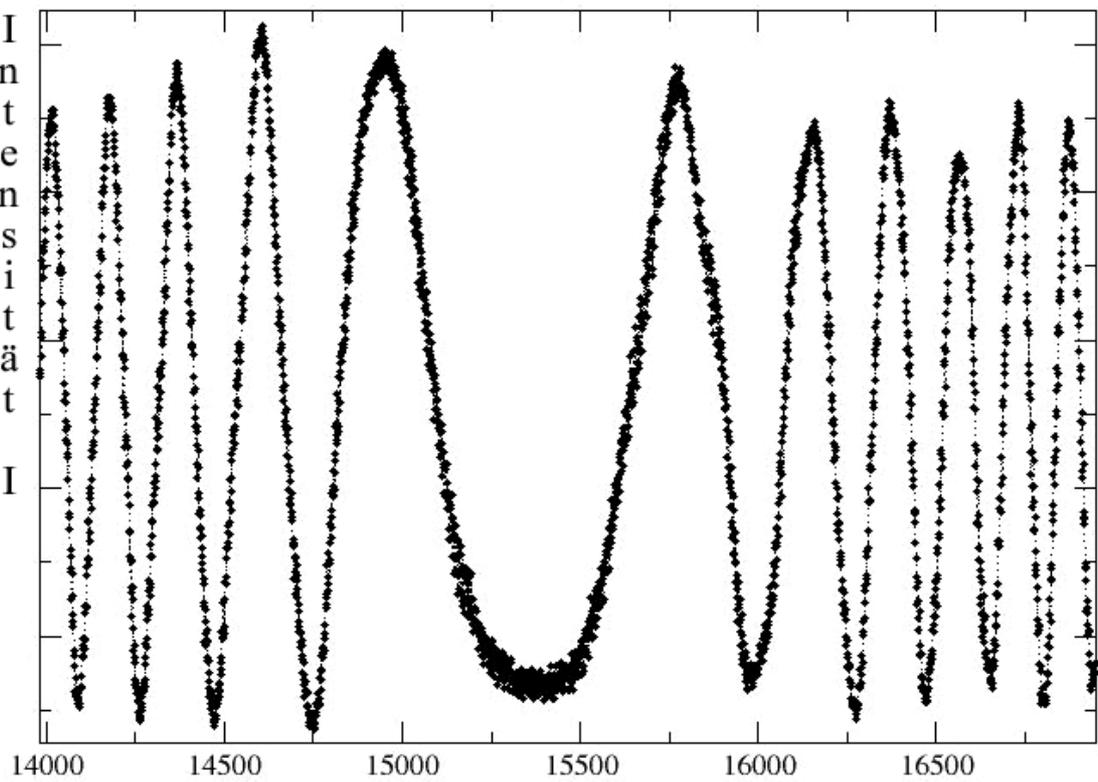
Abb. 29: Querschnitt durch die leere Küvette

Lässt man den Motor die Küvette um mehrere tausend Halbschritte drehen, erhält man folgendes Messsignal:

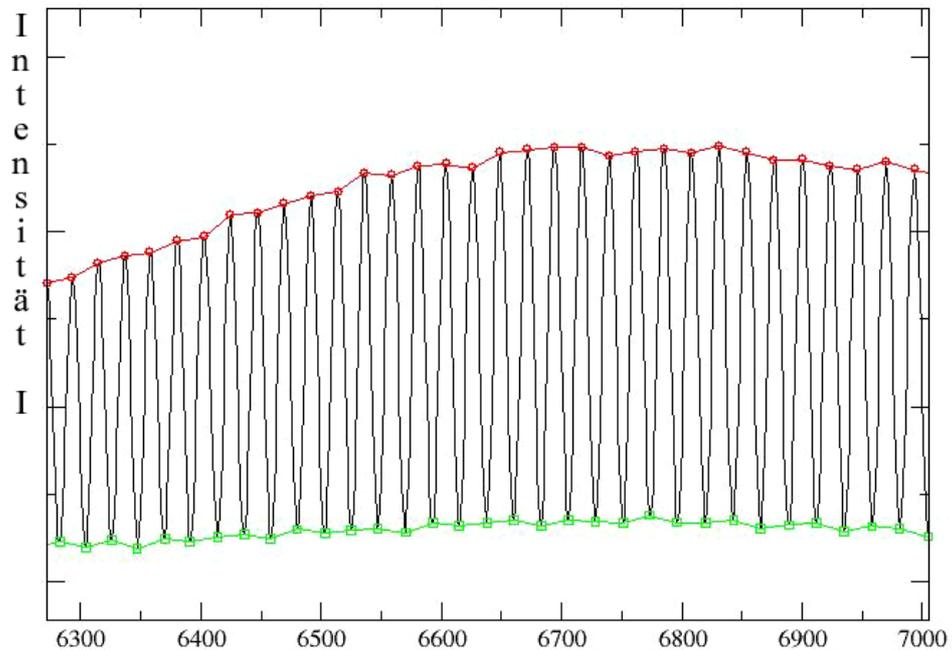


Auf der x-Achse ist die Zahl der Halbschritte des Motors angegeben und auf der y-Achse die gemessene Intensität.

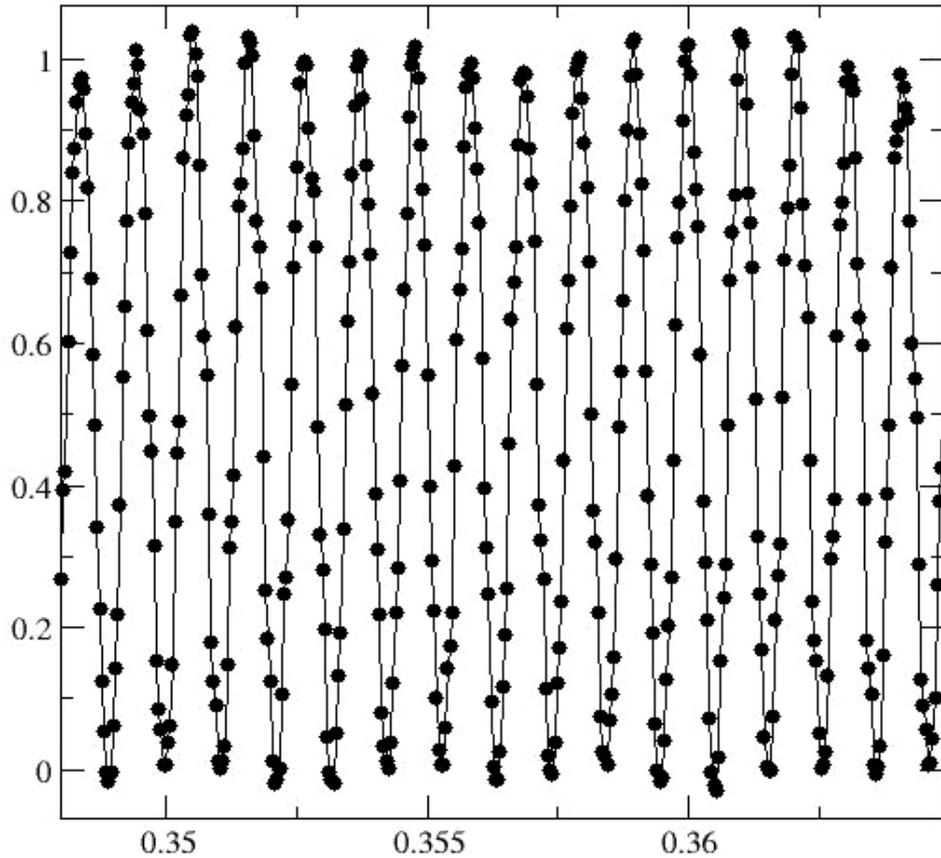
Die nächste Grafik zeigt die erhaltenen Messwerte als dicke Punkte. Man sieht deutlich, dass die Werte der Maxima und Minima erheblich schwanken.



Deshalb werden im nächsten Schritt die Maxima und Minima des Messsignals für eine anschließende Normierung und Basislinienkorrektur vom Computer erfasst.



Um größere Schwankungen des Messsignals möglichst gut zu approximieren, werden im nächsten Schritt die Minima und Maxima des Signals durch ein Polynom 9. Grades gefittet. Für diesen gebräuchliche Ausdruck „fitten“ gibt es im Deutschen keine direkte Entsprechung. Er bezeichnet das Approximieren der Maxima beziehungsweise Minima durch eine Funktion in Form eines Polynoms. Die angefitteten Polynome dienen dazu, das ganze Messsignal auf eine Basislinie mit dem Wert 0 zu legen und eine Normierung auf den Wert 1 durchzuführen, da die \cos^2 -Funktion von der allein die Intensitätswerte abhängen, nur Werte 0 bis 1 annehmen kann. Dadurch sollen möglichst alle Störsignale aus dem realen Messsignal entfernt werden. Zudem ermittelt der Computer die Stelle, an welcher der Strahl senkrecht auf die Küvette traf. Diese Stelle bildet fortan den Ursprung der x-Achse. Um eine softwareunterstützte Fitroutine verwenden zu können, wurde die x-Achse ins Bogenmaß umgerechnet. Somit gibt sie die Auslenkung der Küvette an.



Da für die Intensität der Photodiode

$$I \sim \cos^2 \left\{ \frac{2d\pi}{\lambda} \left[1 - n - \cos(\gamma - \beta') - \sqrt{n^2 - \sin^2(\gamma - \beta')} \right] + \phi \right\}$$

gilt, sucht der Computer diejenigen Werte, für welche die daraus errechnete Kurve mit der tatsächlichen Messkurve möglichst genau übereinstimmt.

β = so genannter Shiftfaktor, der die Nullposition auf der x-Achse nur abschätzt

λ = Wellenlänge des verwendeten He-Ne-Lasers (632,8 nm)

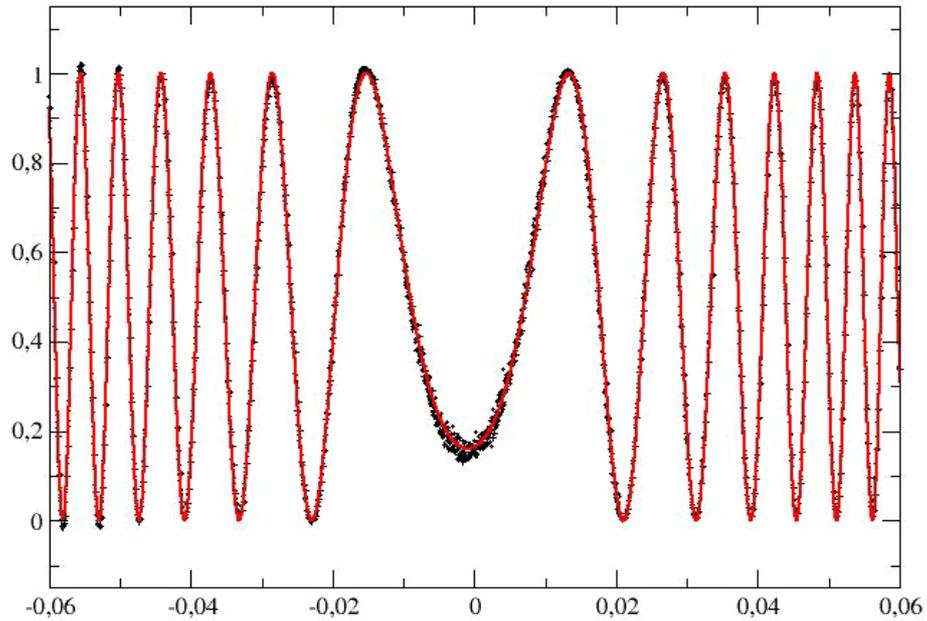
γ = Winkel im Bogenmaß unter dem der Laserstrahl auf die Küvette trifft

ϕ = Phasenverschiebung zwischen den Teilstrahlen der Interferometerarme

d = Dicke des Glasblocks

n = Brechungsindex der verwendeten Glasküvette (laut Hersteller: $n = 1,523$)

Stimmt die vom Computer ermittelte rote Kurve mit der Messkurve überein, so ist auch der Wert für die Dicke des Glases sehr genau.



Nachdem nun die Dicke der Küvettenwände bestimmt wurde, muss weiter die Dicke d_F des Hohlraums der Küvette bestimmt werden, in den später die Polymerlösung gefüllt wird. Dazu füllt man die Küvette mit einem Fluid (z.B. Toluol), dessen Brechungsindex bekannt ist. In diesem Fall kann die Küvette als eine Kombination zweier planparalleler Platten betrachtet werden. Eine Platte bilden die Glaswände der Küvette, deren Dicke wir zuvor bestimmt hatten und deren Brechungsindex ebenfalls bekannt ist. Die zweite Platte bildet das Fluid Toluol im Hohlraum, dessen Brechungsindex

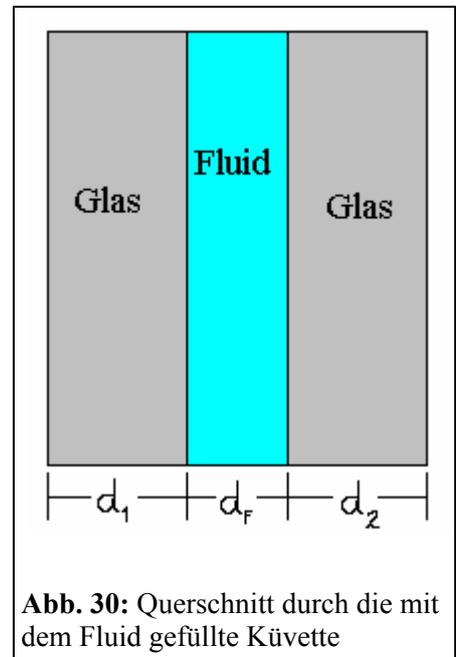


Abb. 30: Querschnitt durch die mit dem Fluid gefüllte Küvette

bei einer Temperatur von $\zeta = 20^\circ\text{C}$ den Wert $n_{\text{Tol}} = 1,4925$ hat. Als ich die Messung mit Herrn Rauch durchführte, lag die Raumtemperatur bei 22°C , weshalb sich für den Brechungsindex ein Wert von $n_{\text{Tol}} = 1,4922$ ergab. Für die gemessene Intensität galt nun:

$$I \sim \cos^2\{\delta_1 + \delta_2 + \phi\}$$

wobei es sich bei δ_1 um die Änderung des optischen Weges in den Küvettenwänden handelt, den wir im vorausgegangenen Rechengang schon bestimmt hatten. Auf dieselbe Weise soll nun δ_2 , die Änderung des optischen Weges in der Flüssigkeitsschicht (in unserem Fall Toluol) bestimmt werden. Dafür gilt:

$$\delta_2 = \frac{2d_F\pi}{\lambda} \left[1 - n_{Tot} - \cos(\gamma - \beta') - \sqrt{n_{Tot}^2 - \sin^2(\gamma - \beta')} \right]$$

Die Messung erfolgte nach demselben Prinzip wie bei der Messung der Dicke der Küvettenwände. Nach vier Messungen ergab sich für die Dicke d_F ein Wert von 1,011 mm mit einer Ungenauigkeit von ± 50 nm.

Sind die Dicke des Hohlraums und die Dicke der Wände der Glasküvette berechnet, kann man nun eine Polymerlösung unbekannter Brechungszahl in die Küvette geben und mit der gezeigten Methode den Brechungsindex der Lösung bestimmen. Einziger Unterschied dabei ist, dass nun die Dicke von Hohlraum und Wänden der Küvette gegeben sind und die Brechungszahl gesucht ist. Das spielt aber für die Messsoftware keine Rolle, da nur ein anderer Parameter unbekannt ist.

Bei all diesen Messungen reagiert die Messanordnung äußerst sensibel auf Luftdruckänderungen und Vibrationen, die das Ergebnis bedeutend verfälschen können. Schon der Luftzug einer Tür, die geschlossen wird, kann die Messung unbrauchbar machen.

An dieser Stelle möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Köhler und Herrn Rauch bedanken, die mir diesen Versuch ermöglicht haben.

6.3 Holografie

Als letztes Anwendungsgebiet des Lasers sei hier noch die Holografie angeführt. Bei einer gewöhnlichen Fotografie eines räumlichen Objekts wird das von dem Objekt reflektierte Licht auf dem Film abgebildet. Der Film speichert dabei lediglich die Intensitätsverteilung des reflektierten Lichts. Ergebnis ist ein zweidimensionales Abbild des Objekts. Mit Hilfe der Holografie lassen sich jedoch dreidimensionale Photographien, so genannte Hologramme, erzeugen. Denn Hologramme speichern neben der Intensitätsverteilung auch die Phase der auftreffenden Lichtwellen. Voraussetzung dafür ist eine Lichtquelle, die nahezu kohärentes Licht liefert: ein Laser. Betrachten wir als Beispiel zunächst die Anfertigung eines Hologramms von einem kleinen Körper, zum Beispiel von einem Staubkorn. Hierzu wird die Lichtwelle des Lasers in zwei Teilstrahlen aufgespaltet. Eine Lichtwelle, die Referenzwelle, trifft dabei direkt auf einen hochauflösenden Film. Die zweite Lichtwelle, die Objektwelle, soll auf das Staubkorn treffen. Dabei wird die Objektwelle gestreut und hat dann die Form einer Kugelwelle. Überlagert sich diese Kugelwelle auf dem Film mit der Referenzwelle, wird auf dem Film ein Interferenzmuster registriert.

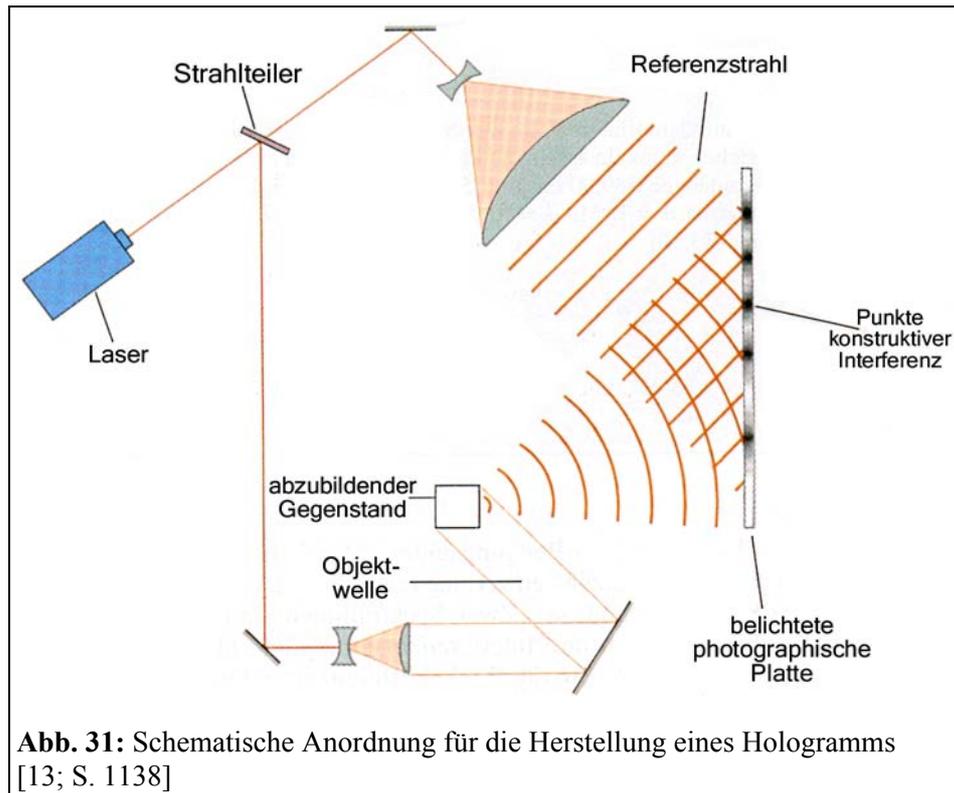


Abb. 31: Schematische Anordnung für die Herstellung eines Hologramms [13; S. 1138]

Das aufgenommene Interferenzmuster bezeichnet man als Hologramm des Staubkorns. Bei einem Hologramm handelt es sich demnach nicht um ein gewöhnliches Foto, sondern um die Abbildung einer Interferenzfigur. Der Film enthält aber alle Informationen über die räumliche Lage des Staubkorns. Die enthaltenen Informationen können wir zurückgewinnen, indem wir den entwickelten Film wieder mit der Referenzwelle unter dem gleichen Winkel wie bei der Aufnahme des Hologramms beleuchten. Die Streifen des Interferenzmusters wirken dann wie ein Beugungsgitter. „[...] Bei der Überlagerung aller dieser gebeugten Wellen [entstehen] zwei Systeme von Kugelwellen:“ [17; S. 310] Ein System läuft vor dem Hologramm zusammen. Da man es deshalb mit einem Schirm auffangen kann, wird es reelles Bild genannt. Allerdings ist es „[...] räumlich invertiert, d. h. bei ihm sind überall vorne und hinten vertauscht.“ [17; S.310]. Das zweite System von Kugelwellen läuft hinter dem Hologramm zusammen und erzeugt das virtuelle Bild. Von diesem meint man, dass es von der nicht mehr existenten Punktquelle, dem Staubkorn, kommt.

Auf dieselbe Weise verfährt man bei größeren räumlichen Objekten. Hier geht bei Beleuchtung mit kohärentem Licht von jedem Punkt des Objekts eine Kugelwelle aus, die zusammen bei Überlagerung mit der Referenzwelle ein unregelmäßiges Interferenzmuster ergeben, wie es Abbildung 32 zeigt.

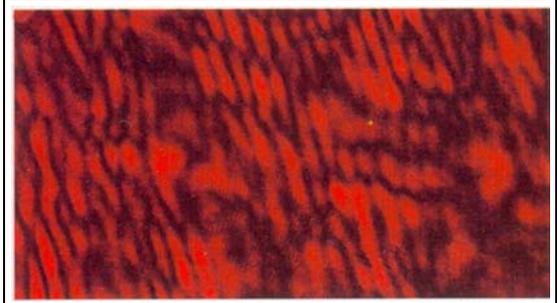


Abb. 32: unregelmäßiges Interferenzmuster [17; S. 311]

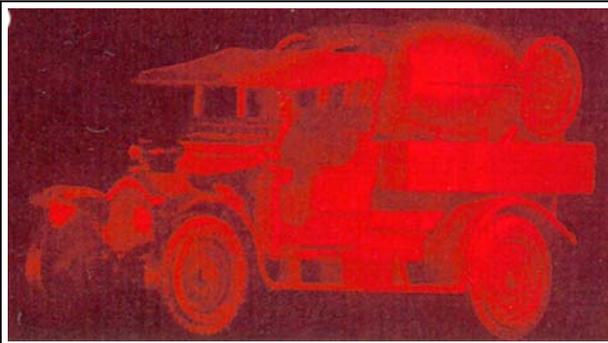


Abb. 33: Hologramm eines Spielzeuglasters [17; S. 311]

Der Beobachter sieht bei Betrachtung des Hologramms ein exaktes räumliches Bild des Objekts, das er aus vielen Richtungen betrachten und auch fotografieren kann.

Die Qualität des Hologramms hängt von der aufgenommenen Interferenzfigur ab. Deshalb eignen sich wegen ihres hohen Kohärenz-

grades in der Regel nur Laser zur Erzeugung von Hologrammen. Des Weiteren muss die gesamte Anordnung sehr stabil gelagert sein, da schon geringe Erschütterungen die Qualität der Interferenzfigur herabsetzen würden. Auch ist die Verwendung eines hochauflösenden Films erforderlich, um auch feine Interferenzmuster zu speichern.

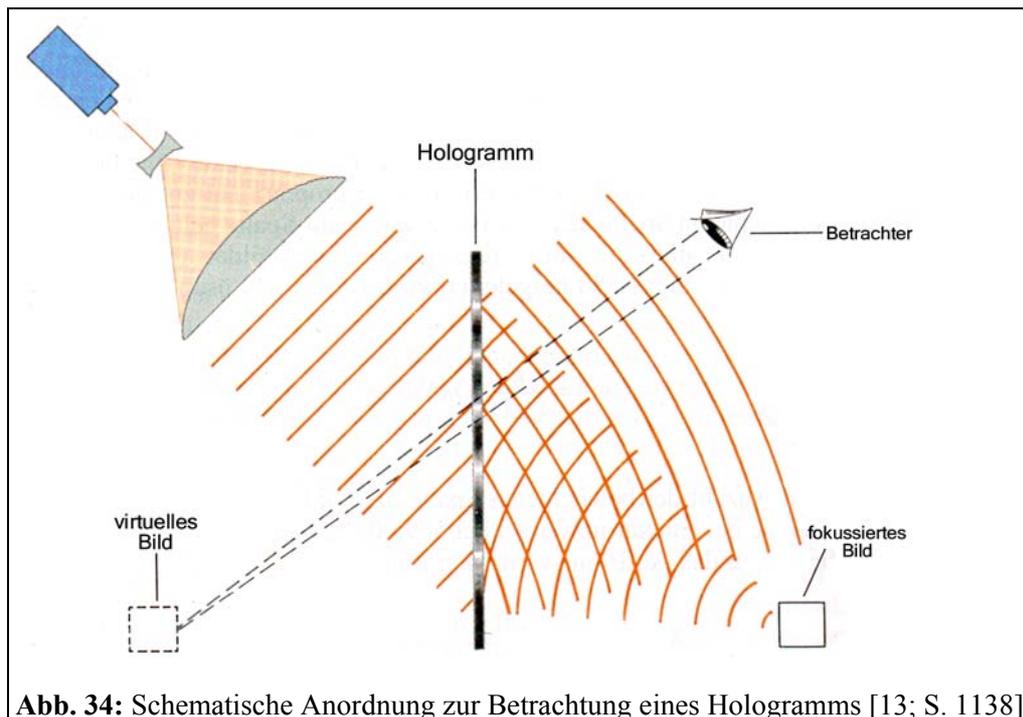


Abb. 34: Schematische Anordnung zur Betrachtung eines Hologramms [13; S. 1138]

Ein großer Vorteil von Hologrammen ist die Tatsache, dass das Interferenzmuster über die Fläche des gesamten Hologramms verteilt ist. So lässt sich aus jedem seiner Teilbereiche das Gesamtbild des Objekts wiederherstellen. Dabei gehen jedoch Details verloren.

Neuerdings ist es aber auch möglich, Hologramme mit inkohärentem, weißem Licht aufzunehmen und ein räumliches Bild aufzunehmen. Solche Weißlichthologramme kennen wir als Sicherheitsmerkmale auf Geldscheinen oder Scheckkarten.

In der Industrie verwendet man Hologramme, um Vibrationen an Motorbauteilen sichtbar zu machen oder um Reifen zu überprüfen.

Für dieses Kapitel verwendete Literatur:

[13; S. 1137f.], [16; S. 310f.], [7; S. 111-115] und [8; S. 104-11]

7. Literaturverzeichnis

- [1] : <http://www.sff.net/people/Jeff.Hecht/Pioneers.html>
- [2] : Meisels, M. W.: Optical Maser Research Programs Nearing Success
In: Electronic Design vom 03. August 1960, S.18 f.
- [3] : http://www.laserinventor.com/images/Holding_First_Laser.jpg
- [4] : Elsässer, T., Hertel, I., Sandner, W.: Entwicklungsgeschichte, Potentiale, Perspektiven. In: Spektrum der Wissenschaft, 1998, Dossier 2, S. 8
- [5] : Übelacker, E.: Moderne Physik. Hamburg 1986.
- [6] : Eichler, J., Eichler H.: Laser: Bauformen, Strahlführung, Anwendungen. Berlin 1998².
- [7] : Weber, H.: Laser: Eine revolutionäre Erfindung und ihre Anwendungen. München 1998.
- [8] : Jesse, K.: Laser: Grundlagen und moderne Trends. Berlin 1999.
- [9] : Donges, A.: Physikalische Grundlagen der Lasertechnik. Heidelberg² 2000.
- [10]: Lange, W.: Einführung in die Laserphysik. Darmstadt 1994².
- [11]: Gürs, K.: Laser: Grundlagen, Eigenschaften und Anwendung in Wissenschaft und Technik. Frankfurt am Main 1970, Umschlag
- [12]: Kneubühl, F., Sigrist, M.: Laser. Stuttgart 1988.
- [13]: Tipler, P.: Physik. Berlin 2000³.
- [14]: Eichler, H., Eichler, J.: Laser: High-Tech mit Licht. Berlin 1995.
- [15]: Knerr, R.: Lexikon der Physik. München 2000.
- [16]: Behrends, R.: Handbuch Laserphysik. Göttingen.
- [17]: Grehn, J., Krause, J.: Metzler Physik. Hannover 1998³.

Die im Kapitel 6.2 gemachten Ausführungen basieren im Wesentlichen auf den Informationen, die ich während meines Aufenthalts an der Universität Bayreuth, erhalten habe.