

Experimentalphysik Modul PH-EP4 / PH-DP-EP4

Script für Vorlesung 18. Juni 2009

8 Laser

Laser sind Quellen sehr intensiven, monochromatischen kohärenten Lichts, wobei das Akronym LASER für Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation steht. Nach einer kurzen Beschreibung der Funktionsweise eines Lasers werden die zugrunde liegenden physikalischen Eigenschaften skizziert, die die Grundlagen des Lasers erklären sollen. Das Lasermedium wird dabei als quantisiertes System mit diskreten Energieniveaus behandelt, das Licht als klassische elektromagnetische Welle, von der im Wesentlichen nur die Energiedichte betrachtet wird.

8.1 Physikalische Grundlagen

Der Aufbau eines Lasers ist schematisch in Abb. 1 gezeigt. Ein Laser kann prinzipiell als *Licht-Oszillator* aufgefasst werden und benötigt deshalb wie jeder Oszillator zwei wesentliche Elemente: eine Rückkopplung und einen Verstärker. Der Lichtverstärker, oft auch *aktives Medium* genannt, wird zwischen zwei planparallele Spiegel gesetzt. Die beiden Spiegel bilden einen Fabry-Perot-Resonator, weswegen dieses Spiegelsystem auch *optischer Resonator* genannt wird. Die Lichtverstärkung wird über den Prozess der stimulierten Emission realisiert. Bemerkenswerterweise hat das emittierte Photon dieselbe Phase, dieselbe Polarisation und dieselbe Ausbreitungsrichtung wie die stimulierende Strahlung. Man sagt dann, dass sich das ausgesandte Photon in derselben Strahlungsmode befindet wie das anregende Lichtfeld. Wenn es gelingt, in einem optische Medium eine *Besetzungsinversion* zu realisieren, so kann ein einfallendes Photon geeigneter Frequenz durch stimulierte Emission ein zweites phasengleiches Photon erzeugen; diese beiden Photonen können wiederum durch stimulierte Emission weitere phasengleiche Photonen erzeugen usw.. Das heißt, ein einfallendes Photon könnte eine lawinenartige Emission phasengleicher Photonen auslösen. Um diesen Prozess aufrecht zu erhalten, muss natürlich ständig Energie in das optische System hineingepumpt werden, um die Besetzungsinversion aufrecht zu erhalten. Gelingt dies, so kann man ein aktives optisches Medium erzeugen, das einen Lichtstrahl bei seinem Durchgang durch das Medium wesentlich verstärkt.

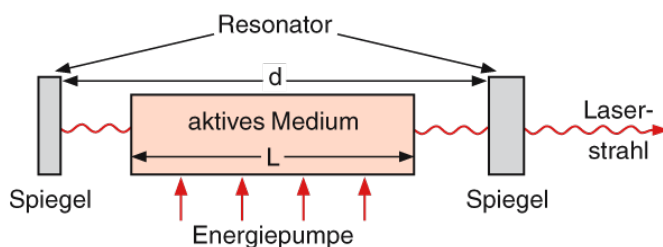


Abbildung 1: Aufbauprinzip eines Lasers.

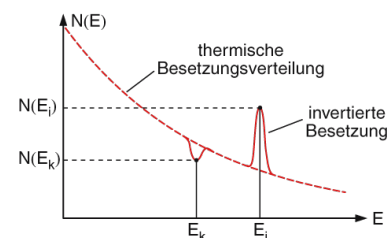


Abbildung 2: Selektive Besetzungsinversion ($N_i > N_k$ trotz $E_i > E_k$) als Abweichung von der thermischen Besetzungsverteilung.

8.1.1 Schwellwertbedingung

- Nach dem Beerschen Absorptionsgesetz gilt für eine elektromagnetische Welle mit der Frequenz ν in z -Richtung:

$$I(\nu, z) = I(\nu, 0) \cdot e^{-\alpha(\nu)z} \quad (1)$$

mit dem Absorptionskoeffizienten $\alpha(\nu) = [N_k - (g_k/g_i)N_i]\sigma(\nu)$. Hierbei ist $\sigma(\nu)$ der Absorptionsquerschnitt und N_i, N_k die Besetzungsdichten der am Übergang von E_k nach E_i beteiligten Niveaus mit den statistischen Gewichten g_i, g_k .

- Für $N_i < (g_i/g_k)N_k$ ist $\alpha(\nu) < 0$ und die durchlaufende Welle wird verstärkt. Diese Besetzungsumkehr der Zustände nennt man **Inversion**, was in dem sogenannten **aktiven Medium** erreicht wird.
- Ist das aktive Medium der Länge L zwischen zwei Spiegeln des Abstands d , so wird die Lichtwelle zwischen den Spiegeln reflektiert und jedesmal beim Durchlaufen um den Faktor $\exp(-\alpha \cdot L)$ verstärkt für $\alpha < 0$. Für den ersten Durchlauf ergibt sich eine Intensitätsverstärkung um den Verstärkungsfaktor

$$G(\nu) = \frac{I(\nu, 2L)}{I(\nu, 0)} = e^{-2\alpha(\nu) \cdot L} > 1 \quad (2)$$

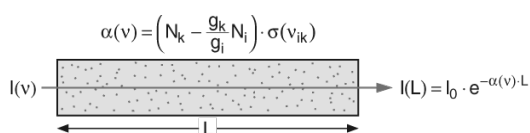


Abbildung 3: Abschwächung ($\alpha > 0$) bzw. Verstärkung ($\alpha < 0$) einer Lichtwelle beim Durchgang durch ein Medium.

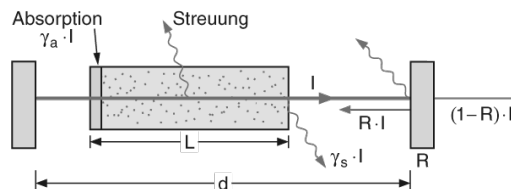


Abbildung 4: Zur Illustration der Verluste eines Lasers.

- Problem: Laser reflektiert nur Bruchteil R des einfallenden Lichts, $(1 - R)$ verlässt den Resonator. Sei γ der Verlustkoeffizient, so gilt für die Verstärkung

$$G(\nu) = \frac{I(\nu, 2L)}{I(\nu, 0)} = e^{-2\alpha(\nu) \cdot L + \gamma}. \quad (3)$$

Für $G(\nu) > 1$ überwiegt die Verstärkung alle Verluste und die Intensität steigt an bis zur Sättigung I_s . Hier ist der Aufbau der Inversion ΔN durch die Pumpe gerade kompensiert durch den Abbau induzierter Emission.

- Die minimal notwendige Inversionsdichte ΔN ist durch die **Schwellwertbedingung** gegeben:

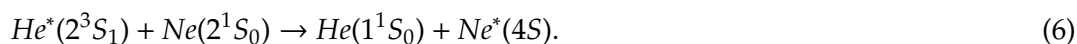
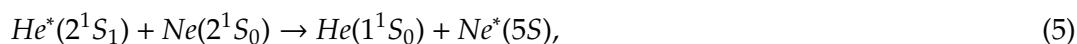
$$\Delta N = N_i(g_k/g_i) - N_k \geq \Delta N_{\text{Schw}} = \frac{\gamma(\nu)}{2\sigma(\nu) \cdot L}. \quad (4)$$

- Ist die Energiezufuhr durch die Pumpe so groß, dass $\Delta N > \Delta N_{\text{Schw}}$, so wird Licht bei der Reflexion im Resonator verstärkt, wobei der Verstärkungsfaktor um so größer ist, je länger L ist. Hierbei entstehen aus den spontan emittierten Photonen immer größer werdende Photonenlawinen, die so lange anwachsen, bis der durch induzierte Emission bewirkte Abbau der Inversion deren Aufbau durch die Pumpe gerade kompensiert. Für zeitlich kontinuierliche Laser stellt sich deshalb ein stationärer Zustand ein, der von der Pumpleistung abhängt.

8.1.2 Frequenzverteilung der induzierten Emission

Die notwendige Inversion für den Laserbetrieb kann durch einen selektiven Pumpprozess erfolgen, der das obere Niveau E_i des Laserübergangs von E_i nach E_k stärker bevölkert als das untere E_k . Die Pumpenergie kann hierbei zeitlich kontinuierlich oder gepulst zugeführt werden.

- Ein Beispiel für eine kontinuierliche Energiezufuhr ist der Helium-Neon-Laser. Hierbei befinden sich Helium und Neon Gasteilchen in einer Glaskapillare. Durch Gasentladung in einem angelegten elektrischen Feld werden durch Elektronenstoß angeregte He- und Ne-Atome gebildet. Die meisten Zustände sind instabil und die Elektronen gehen unter Fluoreszenz wieder in den Grundzustand über. Beim Helium gibt es jedoch zwei metastabile Zustände, 2^1S_0 und 2^3S_1 , von denen ein Rücksprung ins ursprüngliche Niveau nicht sofort möglich ist. In der Entladung baut sich daher eine größere Besetzungsdichte von He^* -Atomen in diesem angeregten Zustand auf.
- Die Anregungsenergie von He^* kann auf Ne übertragen werden, da die metastabilen He-Niveaus fast in Energieresonanz mit den angeregten Ne-Zuständen stehen. Durch fast resonante Stöße zweiter Art gibt es einen sehr hohen Wirkungsquerschnitt für die Energieübertragung



Die Besetzungsdichte der $Ne^*(4S)$ und $Ne^*(5S)$ Niveaus ist dadurch dichter als die tiefen Niveaus und die Besetzungsinversion ist erreicht.

- Bei diesem Laser spricht man von einem **4-Niveau-System**. Im Gegensatz zum 3-Niveau-System (z.B. Rubin-Laser) müssen hierbei nur sehr wenige ($\approx 10^{-6}$) aller Neonatome in das obere Niveau gepumpt werden. In einem Drei-Niveau-System wird der Pumpvorgang über ein höherliegendes Pumpniveau E_p realisiert, das seine Besetzung schnell an das obere Laserniveau E_i transferieren muss. Ein solches Drei-Niveau-System erfordert einen intensiven Pumpvorgang, da hier der Grundzustand E_k als unteres Laser-Niveau mindestens zur Hälfte entvölkert werden muss.
- Die beim He-Ne-Laser bei $\lambda = 633 \text{ nm}$ erreichte Verstärkung liegt bei wenigen Prozent pro Reflexionsumlauf, so dass Verluste klein gehalten werden müssen.

8.2 Optische Resonatoren

Die Eigenschaften des optischen Resonators, in dem die Verstärkung der Lichtwelle vor dem Verlassen des Laser verstärkt wird, ist sehr stark durch das aktive Medium bestimmt. Im Folgenden soll deshalb genauer auf den optischen Resonator eingegangen werden.

- Betrachte Strahlungsfeld eines geschlossenen Hohlraumresonators mit Energiedichte $w(\nu)$, die sich gleichmäßig auf alle Frequenzen verteilt (siehe vergangene Vorlesungen). Im optischen Spektralbereich ist die Zahl der Moden pro Volumeneinheit im Frequenzintervall $d\nu$

$$n(\nu) d\nu = 8\pi(\nu^2/c^3) d\nu \quad (7)$$

sehr groß. Die spontane Emission verteilt sich deshalb auf viele Moden pro Volumeneinheit, so dass die Photonenzahl pro Mode sehr klein ist.

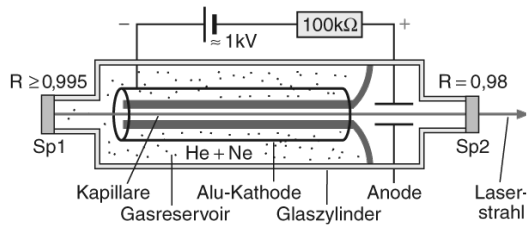


Abbildung 5: Aufbau eine He-Ne-Lasers.

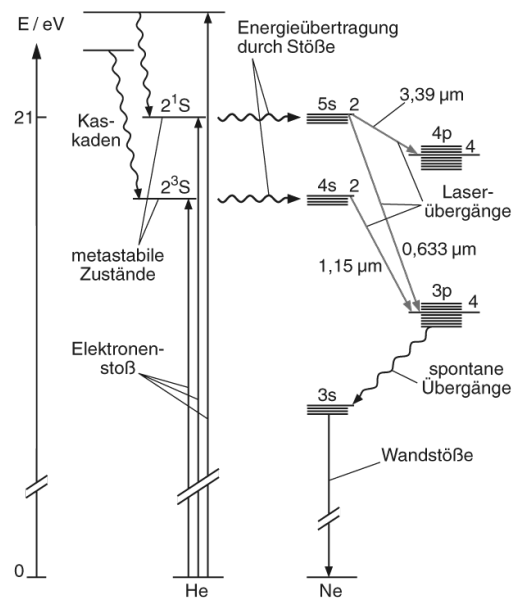


Abbildung 6: Termschema des He-Ne-Lasers mit drei von mehreren möglichen Laserübergängen. Der Grundzustand des Ne ist $1s^2 2s^2 2p^6 = 2^1S_0$.

- Für einen geschlossenen Resonator würde gelten: Die Rückkopplung ist gleich groß für alle Moden, so dass die aufgebaute Photonenlawine durch induzierte Emission sich auch über alle Moden verteilen würde. Die Pumpleistung beschränkt aber die Leistung der spontanen und induzierten Emission, so dass die Lichtleistung pro Mode sehr klein wäre.
- Aus diesem Grund sind geschlossene Resonatoren mit Seitenlängen d als Laserresonatoren im optischen Bereich $\lambda \ll d$ nicht zu gebrauchen.

8.2.1 Offene optische Resonatoren

Um eine hohe Konzentration der induzierten Emission bei nur wenigen Moden zu erreichen, müssen die Verluste bei diesen Moden klein und bei allen anderen Moden groß sein, so dass hier keine Laseroszillation stattfindet. Dies kann durch offene optische Resonatoren realisiert werden.

- Betrachte planparallele Spiegel Sp1 und Sp2 mit Durchmesser $2a$, die sich im Abstand d gegenüber stehen. Die Reflexionsvermögen der Spiegel sind R_1 und R_2 , so wird auf Grund der Reflexionsverluste die Intensität pro Umlauf reduziert auf

$$I = R_1 \cdot R_2 \cdot I_0 = I_0 \cdot e^{-\gamma_R} \quad (8)$$

$\gamma_R = -\ln(R_1 \cdot R_2)$ ist der Reflexionsverlustkoeffizient. Mit der Umlaufzeit $T = 2d/c$ wird die mittlere Lebensdauer des Photons, das entlang der Resonatorachse fliegt

$$\tau = \frac{2d}{c \cdot \ln(R_1 \cdot R_2)} \quad (9)$$

- Achtung: Es gibt noch Verluste durch Beugung, so dass ein Teil der reflektierten Welle an Sp2 vorbei geht. Der Beugungswinkel für das erste Beugungsminimum ist gegeben durch $\sin\theta = 1,2 \cdot \lambda/(2a) \Rightarrow \theta \approx \lambda/(2a)$.

- Damit wenigstens die gesamte in der nullten Beugungsordnung enthaltene Lichtleistung den Spiegel Sp2 trifft, muss gelten $\tan \theta \cdot d \leq a \Rightarrow a^2/(\lambda \cdot d) \geq 1$. Der Quotient $N = a^2/(\lambda \cdot d)$ ist die **Fresnelzahl** des Resonators, der die Zahl der Fresnelzonen auf Sp1 angibt, die man auf Sp2 misst.
- Für den Verlustkoeffizienten gilt für $N \gg 1$: $\gamma_B \approx 1/N$. Durch Beugungsverluste sinkt die Leistung im Resonator in einem Umlauf um den Faktor $\exp(-1/N)$. Somit muss $N > m$ sein, damit die Beugungsverluste nicht die Reflexionsverluste übersteigen für m Umläufe der Lichtwellen zwischen den Spiegeln.

BEISPIELE

1. Bei einem in der Spektroskopie verwendeten ebenen FPI mit $a = 2 \text{ cm}$, $d = 1 \text{ cm}$ wird für $\lambda = 500 \text{ nm}$ die Fresnelzahl $N = 8 \cdot 10^4$. Die Beugungsverluste sind $\gamma_B \approx 1,2 \cdot 10^{-4}$ und spielen daher praktisch keine Rolle. Die Phasenflächen der Wellen bleiben eben. Die Dimensionen dieses FPI sind jedoch für einen Laserresonator ungeeignet.
2. Der Resonator eines Gaslasers mit ebenen Spiegeln mit $d = 50 \text{ cm}$ und einem nutzbaren Durchmesser $2a = 0,2 \text{ cm}$ hat bei $\lambda = 500 \text{ nm}$ eine Fresnelzahl $N = 4$. Die Beugungsverluste pro Umlauf betragen hier also bereits etwa 25%.

8.2.2 Moden des offenen Resonators

- Beim offenen Resonator ist die Amplitude einer stehenden Wellen zwischen den Spiegeln durch die Beugungsstruktur bestimmt. Am Spiegelrand gibt es hierbei stärkere Beugung und damit Phasenverschiebungen als in der Mitte. Aufgrund der Tatsache, dass Amplitude und Phase nicht konstant sind, sind ebene Wellen keine Moden der offenen Laserresonatoren.
- Die Amplituden- und Intensitätsverteilung aufgrund der Beugung soll hier nicht vorgechnet werden. Es stellt sich jedoch heraus, dass es zu stehenden Wellen unterschiedlicher Moden zwischen den Spiegeln kommt, die als **transversal-elektromagnetische Moden (TRM-Moden)** bezeichnet werden. Sie werden durch drei Indizes gekennzeichnet, welche in einem kartesischen Koordinatensystem die Anzahl der Knoten der elektrischen Feldstärke in x , y , z -Richtung ergeben. Als **Fundamentalmoden** werden die stehenden Wellen $\text{TEM}_{0,0,q}$ bezeichnet, die ein Gaußprofil in x - und y -Richtung haben. $q = d/(\lambda/2) \gg 1$ gibt die Zahl der Knoten entlang der Resonatorachse an.
- Für einen Spiegel mit kreisförmigen Querschnitt gilt für die Intensitätsverteilung $I = I_0 \cdot e^{-2(r/w)^2}$, wobei der Strahlradius $r = w(z)$, bei dem $I = I_0/e^2$, noch von der z -Koordinate abhängt.
- Die höher transversalen Moden $\text{TEM}_{m,n,q}$ entsprechen stehenden Wellen, deren Wellenvektoren um einen Winkel α gegen die Resonatorachse geneigt sind. Die Wellenlänge zwischen den Spiegeln ist statt d gegeben durch $s = d + (\lambda/2) \sqrt{m^2 + n^2}$, so dass gilt

$$\tan \alpha = \left(\frac{\lambda}{2} \cdot \sqrt{m^2 + n^2} \right)^{1/2}. \quad (10)$$

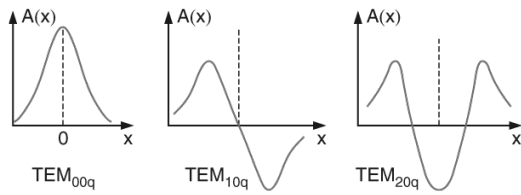


Abbildung 7: Amplitudenverteilung einiger TEM_{mnq} -Moden in x -Richtung.

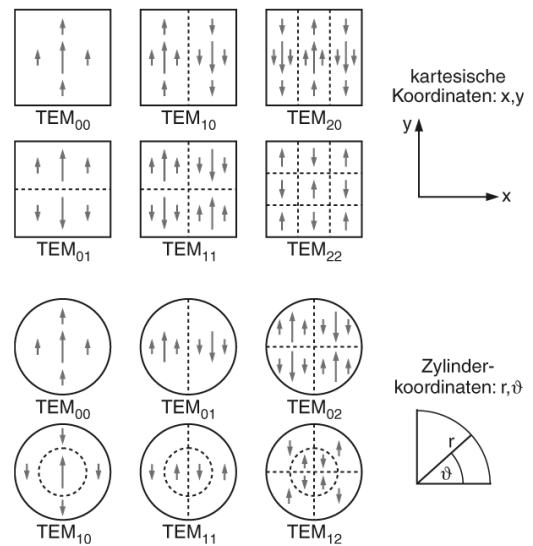


Abbildung 8: Schematische Darstellung der elektrischen Feldstärkeverteilung in einer Ebene senkrecht zur Resonatorachse (a) in kartesischen und (b) in Zylinderkoordinaten.

8.2.3 Beugungsverluste offener Resonatoren

- Die Verteilung des elektromagnetischen Feldes im Resonator bestimmt die Beugungsverluste der stehenden Welle. Je größer die Intensität am Spiegelrand, desto größer die Verluste. Dies ist insbesondere für höhere transversale Moden ($m, n > 0$) der Fall. Hier ist außerdem der Wellenvektor der $TEM_{m,n,q}$ -Mode um den Winkel α gegen die Resonatorachse geneigt.
- Ist $\alpha > (a/d) \cdot (1 - R)$, so können Photonen in diesen Moden das aktive Medium weniger oft durchlaufen als die Fundamentalmoden, die bei Vernachlässigung der Beugungsverluste den Resonator $(1 - R)^{-1}$ mal durchlaufen, wobei $R = \sqrt{R_1 R_2^*}$.
- Man kann also durch geeignete Wahl von a und d die Nettoverstärkung der Transversalmoden so klein machen, dass sie die Schwelle zur Laseroszillation nicht erreicht (**Modenselektion**).
- Zusätzlich besteht die Möglichkeit Beugungsverluste durch sphärische statt ebene Spiegel stark zu reduzieren. Außerdem führt bei einem sphärischen Spiegel eine Verkippung um den Winkel ϵ insgesamt zu einem wesentlich kleineren Strahlverlust.

8.2.4 Das Frequenzspektrum offener Resonatoren

- Für die Fundamentalmoden $m = n = 0$ können sich im Resonator zwischen zwei ebenen Spiegeln stehende Wellen ausbilden, wenn

$$d = q \cdot \frac{\lambda}{2} \Rightarrow v_r = q \cdot \frac{c}{2d}. \quad (11)$$

Die Resonatorfrequenzen v_r haben den Abstand $\delta v_r = \frac{c}{2d}$. Man nennt dies auch den **freien Spektralbereich**.

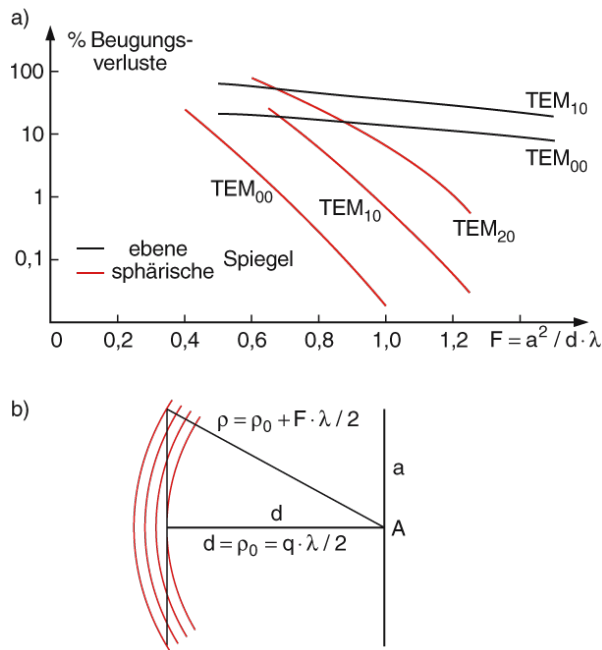


Abbildung 9: Beugungsverluste pro Umlauf im Laserresonator mit ebenen Spiegeln (schwarze Kurven) und mit sphärischen Spiegeln (rote Kurven) als Funktion der Fresnelzahl F . (b) Zur Definition der Fresnelzahl F .

- Für die Transversalmoden $TEM_{m,n,q}$ erhält man die Resonanzfrequenzen

$$v_r = \frac{c}{2d} \left[q + \frac{1}{2}(m + n + 1) \right]. \quad (12)$$

Für $m + n$ geradzahlig liegen die Frequenzen der Transversalmoden genau zwischen den Resonanzfrequenzen der Fundamentalmoden.

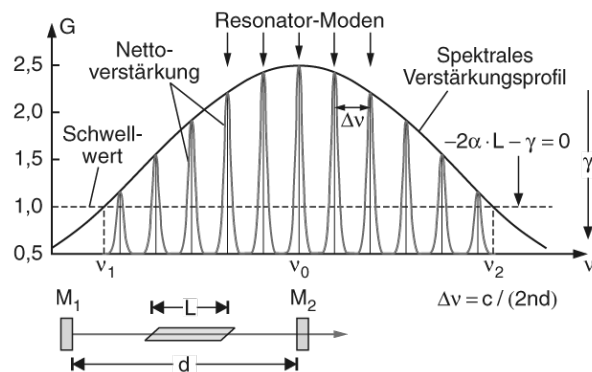


Abbildung 10: Nettoverstärkung G innerhalb des dopplerverbreiterten Verstärkungsprofils des aktiven Mediums. Die senkrechten schwarzen Linien innerhalb der Resonanzmaxima des Resonators geben die Oszillationsfrequenzen eines Mehrmodenlasers an, bei dem die Transversalmoden unterdrückt wurden.

8.3 Einmodenlaser

- Zusätzliche frequenzselektierende Elemente des Lasers sind notwendig, damit der Laser nur auf seiner Resonanzfrequenz oszilliert.
- Beispiel: Betrachte planparallele, beidseitig verspiegelte Platte (Fabry-Perot-Etalon), deren Normale um den einstellbaren Winkel α gegen die Resonatorachse verkippt ist. Sei T die Transmission des Etalons mit der Dicke d und dem Reflexionsvermögen R . Wählt man den Kippwinkel α so, dass eine der Frequenzen ν_m mit der Resonanzfrequenz ν_r des Laserresonators innerhalb des Verstärkungsprofils übereinstimmt, dann sind die Verluste für diese Frequenz minimal. Bei geeigneter Wahl von t und R werden die Verluste für alle unerwünschten Moden so groß, dass sie die Oszillationsschwelle nicht erreichen. Der Laser schwingt dann nur auf einer Resonanzfrequenz.

8.4 Verschiedene Lasertypen

Man unterscheidet verschiedene Lasertypen nach der Art des aktiven Mediums:

1. Festkörperlaser
2. Flüssigkeitslaser
3. Gaslaser

Dabei haben viele Lasertypen feste Oszillationswellenlängen, die diskrete Übergänge in Atomen und Molekülen entsprechen. Man kann ihre Wellenlänge nur sehr geringfügig innerhalb der Linienbreite des atomaren oder molekularen Übergangs verändern.

Auf Festkörper- und Halbleiterlaser soll hier nicht weiter eingegangen werden, da die Grundlagen der Festkörperphysik erst in späteren Semestern behandelt werden.

8.4.1 Farbstofflaser

- Farbstofflaser gehören zu den Flüssigkeitslasern, die sowohl gepulst als auch kontinuierlich betrieben werden können. Das aktive Medium besteht aus einer Flüssigkeit, in der große Farbstoffmoleküle gelöst sind. Diese Moleküle haben sowohl im Grundzustand (Singulett S_0), als auch im angeregten Zustand S_1 eine Vielzahl von Schwingungs-Rotations-Niveaus. Wechselwirkung zwischen Farbstoffmolekülen und Flüssigkeit führt zu einer Verbreiterung der Niveaus, so dass ihre Energiebreite größer als der mittlere Niveauabstand wird und ein breites Zustandskontinuum entsteht.
- Pumpen regt die Moleküle von Zustand $|1\rangle$ aus in viele Schwingungs-Rotations-Niveaus im S_1 -Zustand an, von woaus sie in den Zustand $|2\rangle$ des S_1 -Zustands relaxieren. Hier wiederum ist der Übergang in viele Niveaus $|3\rangle$ des S_0 -Zustand durch Fluoreszenz möglich. Durch genügend starkes Pumpen wird Besetzungsinversion zwischen $|2\rangle$ im S_1 -Zustand und $|3\rangle$ im S_0 -Zustand erreicht. Es handelt sich also bei diesem Laser um ein Vier-Niveau-System.
- Der Farbstofflaser kann auf allen Wellenlängen oszillieren, für welche die Schwellwertbedingung erreicht wird. Die aktuelle Laserwellenlänge wird durch entsprechende Gitter, Polarisationsinterferometer,... im Laserresonator eingestellt.

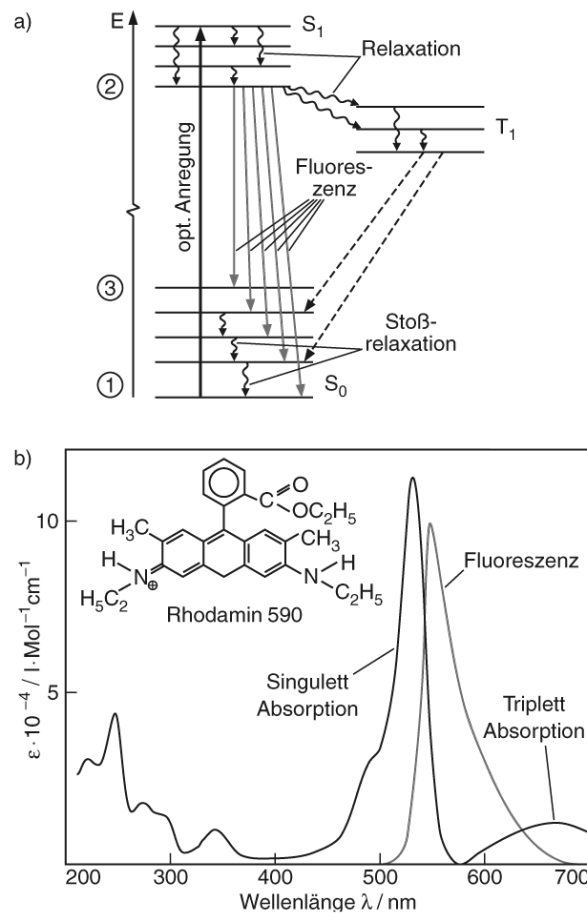


Abbildung 11: Farbstofflaser. (a) Termschema; (b) Struktur des Farbstoffmoleküls Rhodamin 6G und sein Absorptions- und Fluoreszenzspektrum.

8.4.2 Gaslaser

Der He-Ne-Laser als typischer Vertreter der Gaslaser wurde oben schon beschrieben. Hier sind noch ein paar physikalische Details vom Argon- und CO₂-Laser zusammengefasst.

- Im Argon-Laser erfolgt die Besetzungsinversion durch stufenweise Anregung mittels Elektronenstoß:



Da mehrere obere Niveaus des Ar⁺ bevölkert werden, kann Laseroszillation auf mehreren Übergängen stattfinden. Durch ein Prisma im Resonator werden etwa 20 mögliche Linien selektiert, die dann wiederum durch Einstellung des Spiegelwinkels selektiert werden können.

- Der CO₂-Laser hat den höchsten Wirkungsgrad aller Gaslaser (10-20%). Das aktive Medium besteht aus einem Gemisch von CO₂, He und N₂. Durch Elektronenstoß mit den He-Atomen werden angeregte Schwingungsniveaus im CO₂-Molekül und N₂ bevölkert. Das Niveau $v = 1$ im N₂-Molekül ist fast energiegleich mit dem Schwingungsniveau ($v_1 = 0, v_2 = 0, v_3$) des CO₂-Moleküls, das als oberes Laserniveau fungiert. Laseroszillationen sind auf einigen hundert Rotationslinien der Schwingungsübergänge

$(0, 0^0, 1) \rightarrow (1, 2, 0)$ und $(0^0, 0^0, 1) \rightarrow (1, 0^0, 0)$ zu beobachten. Durch ein Gitter im Resonator lässt sich der Laser auf die gewünschte Linie einstellen.

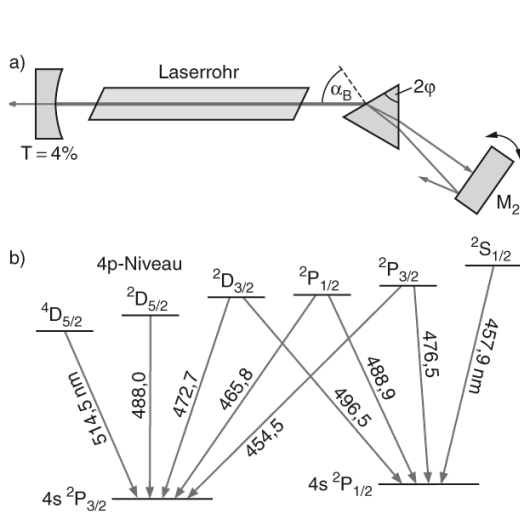


Abbildung 12: Linienselektion bei mehreren Laserübergängen durch ein Prisma im Resonator. (a) Anordnung; (b) Termschema der Argonlaserübergänge.

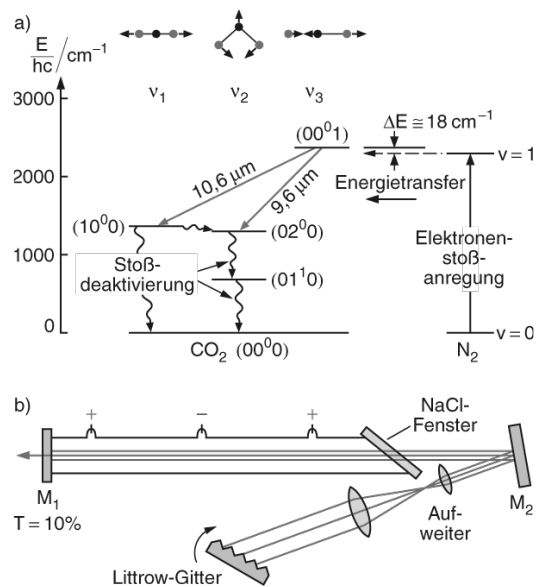


Abbildung 13: CO₂-Laser. (a) Termschema; (b) Aufbau mit Littrowgitter zur Selektion gewünschter Linien.

8.5 Erzeugung kurzer Laserpulse

Zur Untersuchung von sehr kurzlebigen Prozessen wie z.B. der Energieumwandlung in optisch angeregten Festkörpern, benötigt man sehr kurze Laserpulse. Einige wichtige Details zur Erzeugung solcher Lichtpulse werden im Folgenden erläutert.

8.5.1 Güteschaltung von Laserresonatoren

Das Prinzip der Gütemodulation besteht darin, im aktiven Laserkristall Anregungsenergie zu speichern und diese dann schlagartig in Form eines kurzen, intensiven Laserpulses freizusetzen. Dazu pumpt man mit einer konstanten Pumpleistung und erreicht dadurch eine Besetzungsinversion mit konstanter Inversionsdichte. Die Selbsterregung wird aber durch Abdecken eines der beiden Spiegel (hierzu verwendet man einen elektrooptischen Kristall), was einem Ausschalten der Rückkopplung entspricht, unterdrückt. Erst wenn der Spiegel freigegeben wird, baut sich im Resonator schnell eine hohe Strahlungsdichte auf. Innerhalb einer sehr kurzen Zeit wird dann die gesamte gespeicherte Energie in Strahlungsenergie umgewandelt. Dies führt zu sehr intensiven und kurzen Laserpulsen. Da bei diesem Verfahren die Güte des Resonators zeitlich variiert wird, redet man von Gütemodulation oder Q-Switch. Wichtig für dieses Verfahren ist ein schneller, verlustfreier optischer Schalter.

8.5.2 Modengekoppelte Pulse

Wesentlich kürzere Lichtpulse kann man mithilfe der Modenkopplung erzeugen. Wenn ein Laser auf mehreren longitudinalen Moden arbeitet, ist die Wellenform, die man am Ausgang erhält, eine Superposition der Wellen, die zu diesen verschiedenen Moden gehören. Es ist nun

entscheidend, ob diese Moden zufallsverteilte Phasen haben oder ob sie die gleiche Phase haben. Haben die Moden die gleiche Phase, so ist ihre kombinierte Wellenform eine Reihe von wohldefinierten Wellenzügen. Je mehr Moden dabei beteiligt sind, desto kürzer und intensiver sind die einzelnen Wellenzüge. Diese Situation kann in einem Laser dadurch erzwungen werden, dass man in den Resonator ein variables Dämpfungsglied einbaut, das einmal pro Umlaufzeit $T = \bar{L}/c$ transparent wird. Hierbei ist $\bar{L} = 2n \cdot l$ die optische Länge des Resonators (n ist der Brechungsindex und l die geometrische Länge des Resonators).

Hat das Verstärkungsprofil des aktiven Mediums die Bandbreite $\Delta\nu$, so können insgesamt $N = \Delta\nu/\delta\nu$ Resonatormoden verstärkt und moduliert werden. Sie sind durch die Modulation in ihren Phasen miteinander gekoppelt, weil alle Amplituden aller Wellen zum Zeitpunkt maximaler Transmission des Modulators im Modulator maximale Werte annehmen. Im Gegensatz dazu sind beim normalen Vielmodenlaser ohne Modenselektion, bei dem auch N Moden gleichzeitig oszillieren können, die Phasen statistisch verteilt.

Die Gesamtamplitude der Laseremission ist daher die Überlagerung aller N gekoppelten Moden. Man kann zeigen, dass die Pulsbreite gegeben ist durch

$$\Delta\tau = \frac{1}{N \cdot f} = \frac{1}{\Delta\nu}. \quad (15)$$

Beispiel: Beim He-Ne-Laser ist $\Delta\nu \approx 2$ GHz, und man kann daher Pulsbreiten von $\Delta\tau \approx 500$ ps erreichen.

8.5.3 Optische Pulskompression

Pulsbreiten von $10 \text{ fs} = 10^{-14} \text{ s}$, wie sie in der Femtosekunden-Spektroskopie benötigt werden, können mit Hilfe der *optischen Pulskompression* erreicht werden. Hierbei wird ein kurzer Laserpuls durch eine optische Fiber (z.B. Glasfaser) geschickt, dessen Brechungsindex sich aufgrund der hohen Intensität nicht-linear ändert. Es kommt zur intensitätsabhängigen Frequenzverschiebung der Wellen im Puls. Der Puls wird daraufhin spektral breiter und läuft räumlich auseinander aufgrund der linearen Dispersion. Schickt man einen solch verbreiterten Puls durch ein Paar paralleler optischer Gitter, so werden die roten Anteile am ersten Gitter unter einem größeren Winkel reflektiert als die blauen. Wählt man dann wiederum den Gitterabstand so groß, dass die Verbreiterung des Pulses aufgrund der linearen Dispersion des optischen Fibers überkompensiert wird, erhält man insgesamt eine zeitliche Verkürzung des Pulses.