

Kapitel 11

Der Laser

Wir wollen in diesem Kapitel einige Bemerkungen zur Funktionsweise des Lasers machen. Das Akronym **LASER** steht dabei für **L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation. Wir werden sehen, dass Laser Quellen sehr intensiven, monochromatischen kohärenten Lichts sind. Laser sind aus unserem heutigen Leben nicht mehr wegzudenken und kommen in unterschiedlichsten Gebieten zur Anwendung (z.B. Unterhaltungselektronik, optische Kommunikationstechnik, Medizintechnik, Materialbearbeitung, Messtechnik, Spektroskopie, etc.).

In einem Laser wird die stimulierte Emission von Licht, die wir im nächsten Abschnitt 11.1 im Detail diskutieren werden, benutzt, um eine kohärente Lichtquelle höchster Brillanz zu realisieren. In unserer kurzen Beschreibung der Funktionsweise eines Lasers werden wir ein halbklassisches Modell verwenden. Das Lasermedium wird dabei als quantisiertes System mit diskreten Energieniveaus behandelt, das Licht als klassische elektromagnetische Welle, von der wir im Wesentlichen nur die Energiedichte betrachten.

Geschichtliches

Die Erzeugung kohärenter elektromagnetischer Wellen im Hochfrequenzbereich ist ein Problem, welches vor langer Zeit gelöst wurde. Nachdem 1888 von **H. Hertz** die Existenz von elektromagnetischen Wellen nachgewiesen und 1906 von **L. de Forest** und **R. v. Lieben** die Verstärkerröhre entwickelt wurde, entdeckte **A. Meissner** 1913 das Rückkopplungsprinzip, welches zum selbsterregten Oszillator, dem Hochfrequenzgenerator führte. Alle kohärenten elektromagnetischen Wellen vom Langwellenbereich bis in den optischen Bereich werden mit dem Meissner'schen Rückkopplungsprinzip erzeugt. Es bereitete anfangs aber große Schwierigkeiten, dieses Rückkopplungsprinzip auf den Bereich der Zentimeterwellen (Mikrowellen) oder gar den optischen Bereich auszudehnen. Der Grund dafür war, dass für die kurzen Wellenlängen kein geeigneter Verstärker zur Verfügung stand. Erst 1954/1955 gelang es **J. P. Gordon**, **H. J. Zeiger** und **C. H. Townes** einen Generator zu entwickeln, der im Mikrowellenbereich bei einer Frequenz von 2.39×10^{10} Hz arbeitete.¹ Als verstärkendes Medium wurden angeregte Ammoniakmoleküle verwendet und dieser Generator nach seinem Verstärkerprinzip *Maser* (microwave amplification by stimulated emission of radiation) genannt. In einer theoretischen Arbeit untersuchten dann **A. L. Schawlow** und **C. H. Townes** die Möglichkeit, das Maserprinzip auf den optischen Bereich zu übertragen.² Im Jahr 1960 gelang es schließlich **T. H. Maiman**, den ersten selbsterregten Generator im sichtbaren Bereich

¹J. P. Gordon, H. J. Zeiger, C. H. Townes, *Molecular Microwave Oscillator and a New Hyperfine Structure in the Microwave Spectrum of NH₃*, Phys. Rev. **95**, 282 (1954).

²A. L. Schawlow, C. H. Townes, *Infrared and Optical Masers*, Phys. Rev. **112**, 1940 (1958).

bei einer Frequenz von 4.32×10^{14} Hz zu realisieren (Rubin-Laser).³ In Analogie zum Maser wurde der Lichtoszillator dann Laser genannt.

11.1 Spontane und stimulierte Emission

Bevor wir uns mit dem Aufbau und der Funktionsweise von Lasern beschäftigen, wollen wir zunächst die Emission und Absorption von Licht diskutieren. Wir haben in Kapitel 9 gesehen, dass Elektronen in Atomen Zustände mit diskreten Energien besetzen und dass Übergänge zwischen diesen Energieniveaus durch Emission oder Absorption von Lichtquanten erfolgen.⁴ Die quantenhafte Absorption und Emission von Licht durch Atome soll im Folgenden nun etwas eingehender betrachtet werden. Um die prinzipiellen Vorgänge zu verstehen, reicht es dabei aus, von den vielen Energieniveaus der Atome⁵ zunächst nur zwei zu betrachten, die im folgenden mit E_1 und E_2 bezeichnet werden.

Spontane Emission

Spontane Emission tritt auf, wenn sich das Atom in einem angeregten Zustand E_k befindet und durch Wechselwirkung mit dem Vakuumfeld in einen weniger angeregten Zustand E_l übergeht. Da dieser Übergang völlig statistisch und zu einem nicht vorhersagbaren Zeitpunkt erfolgt, spricht man von *spontaner Emission*. Die emittierten Wellen besitzen dadurch eine zufällige Phase. Die Emission erfolgt in beliebige Raumrichtungen, mit beliebiger Polarisation und mit einer Frequenz, die statistisch innerhalb der Linienbreite $\Delta\omega = 1/\tau_k$ schwankt. Hierbei ist τ_k die mittlere Lebensdauer des angeregten Zustands.⁶

Die Ursache für die spontane Emission ist die Nullpunktsenergie. Wir hatten bereits diskutiert, dass die Energie des Strahlungsfeldes nie Null werden kann (vergleiche Abschnitt 10.5.1), sondern dass pro mögliche stehende Welle in einem Hohlraum im Mittel mindestens die Energie $\hbar\omega/2$ vorhanden ist. Befinden sich angeregte Atome in diesem Hohlraum, so wirkt auf sie stets diese Nullpunktsenergie, selbst wenn von außen kein Strahlungsfeld eingekoppelt wird. Die spontane Emission kann also auch als induzierte Emission, hervorgerufen durch die Nullpunktsenergie, betrachtet werden. Die Abhängigkeit der spontanen Emission von der Anwesenheit des Vakuumfeldes wurde sehr schön in den Experimenten über die Strahlung von Atomen in mikroskopisch kleinen Hohlraumresonatoren demonstriert. Werden die Abmessungen des Hohlraumes so klein, dass die erste Mode eine Frequenz oberhalb der Übergangsfrequenz des Atoms besitzt, gibt es keine Vakuumfluktuationen mit der richtigen Frequenz, um diesen Übergang anzuregen.⁷

Die Änderungsrate der Atomzahl im Zustand E_k durch spontane Emission ist proportional zur Zahl n_k der Atome pro Volumeneinheit im Zustand E_k , der so genannten Besetzungszahl. Wir können die Übergangsrate dann schreiben als

$$\left(\frac{dn_k}{dt}\right)_{\text{spontane Emission}} = -A_{ki} n_k \quad (11.1.1)$$

³T. H. Maiman, *Stimulated Optical Radiation in Ruby*, Nature **187**, 493 (1960).

⁴Während des Übergangs verhält sich das Atom wie ein schwingender Dipol, wobei die Phasenlage zwischen diesem Dipol und dem elektromagnetischen Feld bestimmt, ob das Atom emittiert oder absorbiert.

⁵Die genauen Eigenschaften der Atome und des Bohrschen Atommodells werden erst später im Rahmen der Atomphysik behandelt.

⁶Es muss hier allerdings darauf hingewiesen werden, dass die natürliche Linienbreite nur selten beobachtet werden kann, da Linienverbreiterungen durch andere Ursachen überwiegen. Dazu gehört der Dopplereffekt und die Stossverbreiterung (vergleiche hierzu Abschnitt 6.2).

⁷W. Jhe et al., Phys. Rev. Lett. **58**, 666 (1987); S. Haroche, D. Kleppner, Physics Today **42**, 24 (1989).

mit dem Proportionalitätsfaktor A_{ki} . Das Minuszeichen resultiert daher, dass n_k abnimmt.⁸

Stimulierte Absorption

Ein Atom kann unter Absorption eines Lichtquants vom Energiezustand E_i in den höheren Zustand E_k übergehen, falls die Energie des Lichts etwa der Energiedifferenz entspricht. Da die Energieniveaus eine endliche Breite haben (mindestens die natürliche Linienbreite), muss die Bedingung $\hbar\omega_k = E_k - E_i$ nicht exakt erfüllt sein. Diese Energiebilanz ist im Teilchenbild evident. Um den Absorptionsvorgang zu verstehen, muss man allerdings das Wellenbild zu Rate ziehen und die erzwungene Schwingung betrachten, die ein Atomelektron unter dem Einfluss der elektrischen Feldstärke des Lichts ausführt. Das Atomelektron wird durch die elektrische Feldstärke gegenüber dem viel schwereren Atomkern verschoben. Die Ladungsverteilung eines Atoms wird dadurch deformiert und schwingt im Takt der angreifenden Feldstärke. Wegen der rücktreibenden Anziehungskräfte des Kerns ergibt sich hierbei eine echte Resonanzerscheinung, wie wir sie schon aus der klassischen Mechanik kennen. Unter dem Einfluss des Strahlungsfeldes führen die Atomelektronen also erzwungene Schwingungen aus, wobei dem Strahlungsfeld Energie in Einheiten von $\hbar\omega_k$ entnommen wird und ein Teil der Atome in den angeregten Zustand übergeht.

Die Änderungsrate der Atomzahl im Zustand E_i durch stimulierte Absorption ist proportional zur Besetzungszahl n_i des Zustands E_i und zur Energiedichte $u(\omega)$ des stimulierenden Photonenfeldes. Wir können die Übergangsrate schreiben als

$$\left(\frac{dn_i}{dt}\right)_{\text{stimulierte Absorption}} = -B_{ik} n_i u(\omega) \quad (11.1.2)$$

mit dem Proportionalitätsfaktor B_{ik} . Das Minuszeichen resultiert wiederum daher, dass n_i abnimmt.

Stimulierte Emission

Die stimulierte Emission ist die genaue Umkehrung der Absorption. Stimulierte Emission tritt auf, wenn sich ein Atom im Zustand E_k befindet und gleichzeitig von einem elektromagnetischen Feld beeinflusst wird, das größer als das Vakuumfeld ist. Das Atom, angeregt mit der Frequenz ω_k , geht in den Zustand E_i über. Die Phase der dabei emittierten Welle ist diejenige des schwingenden Dipols, die wiederum die der anregenden Welle ist. Daher wird bei der stimulierten Emission eine zweite Welle erzeugt, die phasenkohärent zur ersten ist. Außerdem stimmen Polarisation und Richtung der stimulierenden und der emittierten Welle überein.

Die Änderungsrate der Atomzahl im Zustand E_k durch stimulierte Emission ist proportional zur Besetzungszahl n_k des Zustands E_k und zur Energiedichte $u(\omega)$ des stimulierenden Photonenfeldes. Wir können die Übergangsrate schreiben als

$$\left(\frac{dn_k}{dt}\right)_{\text{stimulierte Emission}} = -B_{ki} n_k u(\omega) \quad (11.1.3)$$

mit dem Proportionalitätsfaktor B_{ki} .

⁸Lassen sich alle anderen Mechanismen ausschließen und befinden sich N Atome im Zustand E_k , so ist die Gesamtübergangsrate gleich $NA_{ki} = N/\tau_k$. Eine niedrige Übergangsrate ist als mit einer hohen Lebensdauer verknüpft.

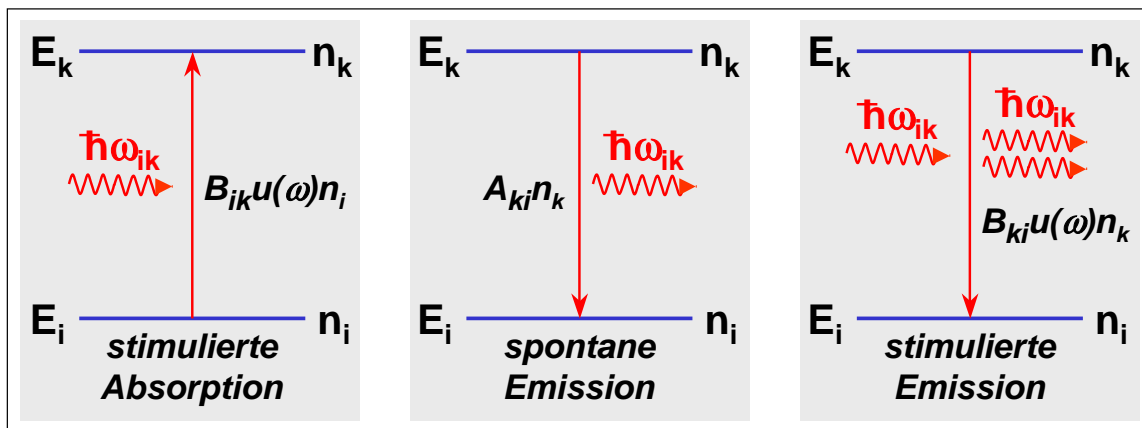


Abbildung 11.1: Strahlungsübergänge nach Einstein.

11.1.1 Besetzung der Energieniveaus

Wir betrachten nun ein Ensemble von Atomen, das sich im Gleichgewicht bei einer Temperatur T befindet. Ist die Temperatur niedrig, so werden sich die meisten Atome im Grundzustand befinden. Nur wenige Atome nehmen kurzzeitig Energie auf und gelangen in einen angeregten Zustand. Die klassische *Maxwell-Boltzmann-Verteilung* sagt nun aus, dass sich im Mittel n_k Atome in einem angeregten Zustand der Energie E_k befinden. Es gilt

$$n_i = n_0 \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right), \quad (11.1.4)$$

wobei n_0 eine temperaturunabhängige Konstante ist. Wir sehen, dass umso weniger Atome sich im angeregten Zustand befinden, je höher die Energie E_i dieses Zustandes und je kleiner die Temperatur ist.

Da wir uns im Folgenden nur mit Übergängen zwischen zwei Energieniveaus beschäftigen werden, interessiert uns nur das relative Besetzungsverhältnis dieser Zustände. Für $E_k > E_i$ gilt

$$\frac{n_i}{n_k} = \frac{\exp\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right)}{\exp\left(-\frac{E_k}{k_B T}\right)} = \exp\left(-\frac{\hbar\omega_{ik}}{k_B T}\right) \quad (11.1.5)$$

oder

$$n_k = n_i \exp\left(-\frac{E_k - E_i}{k_B T}\right) = n_i \exp\left(-\frac{\hbar\omega_{ik}}{k_B T}\right), \quad (11.1.6)$$

11.1.2 Beziehung zwischen stimulierter und spontaner Emissionsrate

Wir benutzen nun eine einfache Argumentation, die von **Einstein** entwickelt wurde, um eine Beziehung zwischen stimulierter und spontaner Emissionsrate abzuleiten (siehe hierzu Abb. 11.1). Einstein betrachtete den Gleichgewichtszustand eines großen Ensembles von Atomen in Anwesenheit von isotroper Schwarzkörperstrahlung mit einer Energiedichte $u(\omega, T)$, wie sie durch die Plank'sche Strahlungsformel (9.2.25) gegeben ist. Aufgrund der *Boltzmann-Statistik* kennen wir die Gleichgewichtsverhältnisse der Besetzungszahlen n_i im Zustand E_i und n_k im Zustand E_k , die durch (11.1.5) gegeben sind.⁹

Die spontanen Übergänge vom Zustand E_k zu E_i hängen vom Vakuumfeld ab, das nicht in $u(\omega)$ enthalten ist. Die Rate der stimulierten Übergänge ist proportional zu $u(\omega)$. Daher ist die Übergangsrate von E_k nach E_i gegeben durch

$$r_{ki} = A_{ki}n_k + B_{ki}u(\omega)n_k, \quad (11.1.7)$$

wobei A_{ki} und B_{ki} die *Einstein-Koeffizienten* für die spontane und stimulierte Emission sind. Die Übergangsrate von E_i nach E_k wird nur durch die Absorption bestimmt, es fehlt der Beitrag der spontanen Emission. Völlig symmetrisch zur stimulierten Emission erhält man

$$r_{ik} = B_{ik}u(\omega)n_i. \quad (11.1.8)$$

Im Gleichgewichtszustand können wir diese beiden Raten gleichsetzen und erhalten

$$A_{ki}n_k + B_{ki}u(\omega)n_k = B_{ik}u(\omega)n_i. \quad (11.1.9)$$

Durch Umformen erhalten wir

$$\frac{n_i}{n_k} = \frac{B_{ik}u(\omega)}{A_{ki} + B_{ki}u(\omega)}. \quad (11.1.10)$$

Unter Verwendung von (11.1.5) führt dies auf

$$\exp\left(-\frac{\hbar\omega_{ik}}{k_B T}\right) = \frac{B_{ik}u(\omega)}{A_{ki} + B_{ki}u(\omega)}. \quad (11.1.11)$$

Durch Auflösen nach $u(\omega)$ erhalten wir schließlich

⁹Alle Zustände werden als nicht entartet angenommen.

$$u(\omega) = \frac{A_{ki}/B_{ki}}{(B_{ik}/B_{ki}) \exp\left(\frac{\hbar\omega_{ik}}{k_B T}\right) - 1} . \quad (11.1.12)$$

Wir müssen nun fordern, dass die spektrale Energiedichte $u(\omega)$ für $T \rightarrow \infty$ gegen unendlich geht. Gleichung (11.1.12) zeigt, dass wegen $e^0 = 1$ diese Forderung nur für

$$B_{ik} = B_{ki} = B \quad (11.1.13)$$

erfüllt werden kann. Das bedeutet, dass die Wahrscheinlichkeit $B_{ki}u(\omega)$ für die induzierte Emission gleich der Wahrscheinlichkeit $B_{ik}u(\omega)$ der induzierten Absorption ist.

Wir werden im Folgenden nur zwei Niveaus betrachten und die Indizes ik weglassen, d.h. wir werden $A_{ki} = A$ und $B_{ik} = B_{ki} = B$ setzen. Damit erhalten wir aus (11.1.12) unter Verwendung von (11.1.10)

$$\begin{aligned} \frac{A}{B} &= u(\omega) \left(\frac{n_1}{n_2} - 1 \right) = u(\omega) \left[\exp\left(\frac{\hbar(\omega_2 - \omega_1)}{k_B T}\right) - 1 \right] \\ &= u(\omega) \left[\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) - 1 \right] , \end{aligned} \quad (11.1.14)$$

wobei wir $\omega_2 - \omega_1 = \omega_{12} = \omega$ gesetzt haben. Verwenden wir $u(\omega)$ aus (9.2.25), so ergibt sich

$$\boxed{\frac{A}{B} = \frac{\hbar\omega^3}{c^3\pi^2} .} \quad (11.1.15)$$

Für einen Laser ist der Prozess der stimulierten Emission entscheidend, da nur dieser Prozess zur Erzeugung phasenkohärenter Photonen der gleichen Polarisation und gleichen Ausbreitungsrichtung und somit einer Verstärkung des Lichtfeldes führt. Die spontane Emission findet dagegen statistisch in beliebige Richtungen statt und sollte deshalb klein sein. Damit der Übergang vom angeregten Niveau in das weniger angeregte Niveau hauptsächlich durch stimulierte Emission erfolgt, muss in (11.1.7) die Wahrscheinlichkeit A für spontane Emission klein gegenüber der Wahrscheinlichkeit $Bu(\omega)$ für stimulierte Emission sein, es muss also gelten

$$Bu(\omega) \gg A . \quad (11.1.16)$$

Nach Einsetzen von (11.1.15) für das Verhältnis B/A erhalten wir die Bedingung

$$\boxed{u(\omega) \gg \frac{\hbar\omega^3}{c^3\pi^2} .} \quad (11.1.17)$$

Da $u(\omega) = (\hbar\omega^3/c^3\pi^2)\langle n \rangle$ (vergleiche (9.2.25)), bedeutet dies, dass in der Mode mit der Frequenz ω die mittlere Zahl der Photonen $\langle n \rangle \gg 1$ sein muss. Die Bedingung $u(\omega) \gg \text{const} \cdot \omega^3$ zeigt, dass man zur Realisierung von Lasern mit höherer Frequenz (kürzerer Wellenlänge) immer größerer Energiedichten bedarf. Deshalb sind z.B. Röntgen-Laser besonders schwierig zu konstruieren.

Es ist interessant, sich den Schwellenwert der Energiedichte anzuschauen, die mit der Strahlintensität durch $4\pi L(\omega) = cu(\omega)$ (vergleiche hierzu Abschnitt 9.2.2) verknüpft ist. Im Bereich der Mikrowellenfrequenzen ($\omega = 10^{11}$ 1/s) ist diese Schwelle im Bereich von 3×10^{-20} J/m³, was etwa 10^{-11} W/m² entspricht, also einer extrem kleinen Intensität. Es scheint daher so, als ob man im Bereich der Mikrowellenfrequenzen die spontane Emission vernachlässigen kann. Im Bereich des sichtbaren Lichts ($\omega = 3 \times 10^{15}$ 1/s) ist dies anders. Der Schwellenwert beträgt hier etwa 7×10^{-7} J/m³, was etwa 20 W/m² entspricht. Dies ist eine sehr intensive Strahlung, was zu großen Problemen bei der Herstellung der ersten optischen Laser geführt hat. Die Probleme, die man beim Entwurf eines Röntgenlasers bekommt, sind entsprechend noch größer.

Wir wollen nun noch ein Ensemble von Atomen im thermischen Gleichgewicht, denen nur zwei Zustände E_1 und E_2 zugänglich sind, etwas näher diskutieren. Wir nehmen zusätzlich an, dass wir spontane Emission völlig vernachlässigen können. Aus der Gleichheit der B -Koeffizienten für stimulierte Absorption und Emission folgt, dass die Anzahl der Photonen, die pro Zeiteinheit durch stimulierte Absorption aus dem System verschwinden, genau der Anzahl entsprechen muss, die durch stimulierte Emission ins System gelangt. Das heißt, es muss

$$Bu(\omega)n_2 = Bu(\omega)n_1 \quad \text{oder} \quad n_2 = n_1 \quad (11.1.18)$$

gelten. Da im thermischen Gleichgewicht aber der höher angeregte Zustand weniger besetzt ist ($n_2 < n_1$), folgt daraus sofort, dass zunächst mehr Photonen absorbiert werden als emittiert werden, d.h. es findet eine Nettoabsorption von Photonen statt. Wir sehen, dass wir für eine Nettoemission von Photonen eine Situation erzeugen müssen, für die $n_2 > n_1$ gilt. Diese Situation nennt man *Besetzungsinversion*. Wir werden weiter unten mehrere Möglichkeiten zur Erzeugung einer Besetzungsinversion diskutieren.

11.2 Aufbau und Funktionsweise von Lasern

11.2.1 Aufbau eines Lasers

Lasere werden im Detail in zahlreichen Lehrbüchern besprochen. Wir werden deshalb hier nicht versuchen, die verschiedenen Facetten der Lasertechnologie, die sich seit den sechziger Jahren entwickelt haben, im Detail zu diskutieren. Wir wollen aber zeigen, wie die grundlegenden physikalischen Konzepte, die wir in diesem und den vorangegangenen Kapitel diskutiert haben, dazu verwendet werden können, verschiedene Typen von Lasern zu konstruieren.

Der Aufbau eines Lasers ist schematisch in Abb. 11.2 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 gut planparallele Spiegel gesetzt. Die beiden Spiegel bilden einen Fabry-Perot-Resonator, weswegen dieses Spiegelsystem auch *optischer Resonator* genannt wird.

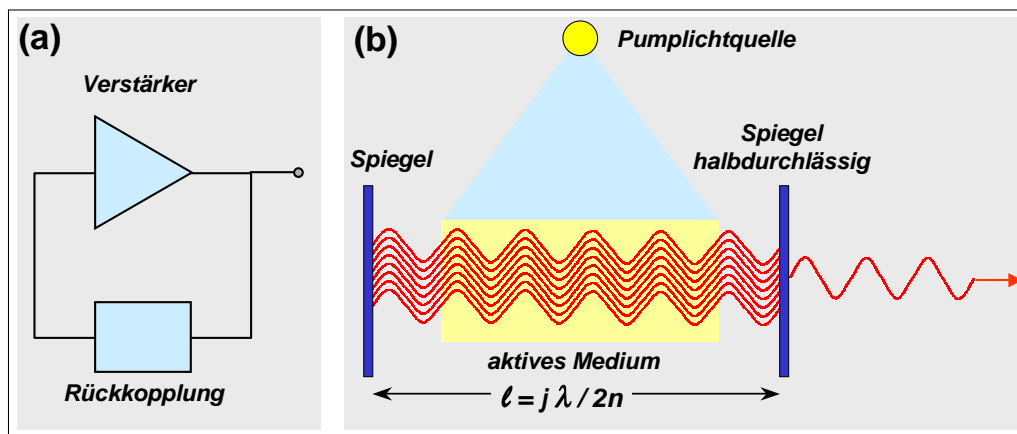


Abbildung 11.2: (a) Rückkopplungsprinzip und (b) schematische Darstellung des prinzipiellen Aufbaus eines Lasers.

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 uns gelingt, in einem optischen 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, müssen wir natürlich ständig Energie in das optische System hineinpumpen, um die Besetzungsinversion aufrecht zu erhalten. Gelingt uns diese, so können wir ein *aktives optisches Medium* erzeugen, das eine Lichtstrahl bei seinem Durchgang durch das Medium wesentlich verstärkt.

11.2.2 Physikalische Grundlagen des Lasers

Die Schwellwertbedingung

Wir gehen von einem Lasermedium aus, das zwei Energieniveaus E_1 und E_2 besitzt, die durch Wechselwirkung mit dem Strahlungsfeld ineinander übergehen können. Die Energie des Strahlungsfeldes entspricht dabei gerade der Differenz der Energieniveaus, $\hbar\omega = E_2 - E_1$. Durch eine Pumpquelle wird dabei

die Besetzung der Energieniveaus verändert. Wir haben bereits gesehen, dass eine Lichtverstärkung nur dann auftreten kann, wenn das obere Niveau stärker besetzt ist als das untere, d.h. wenn eine *Besetzungsinversion* vorliegt.

Die Dichte der Photonen im Laser kann sich zeitlich durch spontane Emission sowie stimulierte Absorption und Emission ändern. Hinzu kommen Resonatorverluste, die allein schon daraus resultieren, dass wir Licht aus dem Resonator auskoppeln wollen. Wir werden im Folgenden anstelle der Energiedichte $u(\omega)$, die wir in Abschnitt 11.1 benutzt haben, die Photonendichte benutzen. Genau genommen ersetzen wir die Energiedichte des Strahlungsfeldes $u(\omega)d\omega$ durch die Photonendichte N in der Resonatormode bei der Frequenz ω . Es gilt dabei

$$N = \frac{u(\omega, T)d\omega}{\hbar\omega} . \quad (11.2.1)$$

Da ein Laser im Allgemeinen eine sehr intensive Lichtquelle ist, wird die Photonendichte sehr groß sein, d.h. $N \gg 1$. In diesem Fall muss die diskrete Natur der Photonen nicht berücksichtigt werden und wir können eine halbklassische Betrachtungsweise verwenden.

Die zeitliche Änderung der Photonendichte im Laser wird durch folgende Prozesse verursacht:

1. Spontane Emission:

Die spontane Emission hängt von der Besetzung n_2 des Zustands E_2 ab und ist durch $dN/dt \propto An_2$ gegeben. Die spontane Emission erfolgt gleichmäßig in alle Raumrichtungen und führt nur zu kleinen Änderungen der Photonenzahl in der Resonatormode.

2. Stimulierte Emission:

Die Anzahl der Photonen wächst im Strahlungsfeld infolge der stimulierten Emission an, wobei nach unserer obigen Diskussion $dN/dt \propto Bn_2N$ gilt.

3. Stimulierte Absorption:

Durch Absorption verringert sich die Photonendichte um einen Betrag, der proportional zur Besetzungszahl n_1 des Zustands E_1 ist. Es gilt $dN/dt \propto -Bn_1N$.

4. Resonatorverluste:

Die Resonatorverluste sind proportional zur Photonendichte N und umgekehrt proportional zur Verweilzeit t_0 der Photonen im Medium, d.h. $dN/dt \propto -N/t_0$. Resonatorverluste kommen durch das beschränkte Reflexionsvermögen der Spiegel ($R < 1$), durch Absorption und Streuprozesse im Lasermedium zustande. In manchen Lasern spielen auch Beugungsverluste eine bedeutende Rolle, die einfach daraus resultieren, dass die Resonatorspiegel einen endlichen Durchmesser haben.

Die Gesamtbilanz dieser 4 Prozesse ergibt eine Ratengleichung für die zeitliche Änderung der Photonendichte. Bei Vernachlässigung der spontanen Emission und Verwendung der Raten aus Abschnitt 11.1 erhalten wir mit $u(\omega) = \hbar\omega N/d\omega$

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= \frac{\hbar\omega}{d\omega}NBn_2 - \frac{\hbar\omega}{d\omega}NBn_1 - \frac{N}{t_0} \\ &= \left[\frac{\hbar\omega}{d\omega}B(n_2 - n_1) - \frac{1}{t_0} \right] N . \end{aligned} \quad (11.2.2)$$

Für zeitlich konstante Werte von n_1 und n_2 erhält man eine exponentielle Änderung der Photonendichte:

$$N(t) = N(0) \exp \left[\left(\frac{\hbar\omega}{d\omega} B(n_2 - n_1) - \frac{1}{t_0} \right) t \right]. \quad (11.2.3)$$

Dieser Ausdruck zeigt, dass die Besetzung der Energieniveaus die zeitliche Änderung der Lichtintensität bestimmt. Ist das Lasermedium im thermischen Gleichgewicht, so ist aufgrund der Boltzmann-Statistik immer $n_2 < n_1$ und die Photonenzahl nimmt exponentiell mit der Zeit ab. Nur wenn $n_2 > n_1$, d.h. wenn *Besetzungsinversion* oder *Populationsinversion* vorliegt, kann die Photonenzahl mit der Zeit anwachsen und somit Licht verstärkt werden.¹⁰ Wir werden weiter unten diskutieren, wie wir eine Besetzungsinversion erzeugen können.

Wir wollen nun diskutieren, unter welchen Bedingungen Lasertätigkeit auftritt, d.h. unter welchen Bedingungen die Verstärkung die Verluste überwiegt, so dass wir von Lichtverstärkung sprechen können. Hierbei müssen wir die Verluste im Laser berücksichtigen. Lichtverstärkung tritt auf, wenn $dN/dt > 0$ gilt, wir erhalten deshalb aus (11.2.2)

$$\begin{aligned} \frac{\hbar\omega}{d\omega} B(n_2 - n_1)N - \frac{N}{t_0} &> 0 \\ \text{oder} \quad n_2 - n_1 &> \frac{d\omega}{t_0 \hbar\omega B}. \end{aligned} \quad (11.2.4)$$

Unter Benutzung von (11.1.15) können wir $1/B = (\hbar\omega^3/\pi^2 c^3)/A$ setzen und erhalten die *Schwellwertbedingung eines Laser* zu:

$$n_2 - n_1 > \frac{d\omega}{t_0 \hbar\omega B} = \frac{\omega^2 d\omega}{t_0 c^3 \pi^2 A}. \quad (11.2.5)$$

Diese Gleichung zeigt, nach welchen Kriterien die Laserparameter ausgewählt werden müssen, damit möglichst einfach die Laserbedingung erreicht wird. Man sieht, dass die Laserverluste ($\propto 1/t_0$) möglichst gering sein sollten und die Laserbandbreite $d\omega$ möglichst klein sein sollte. Es wird aber auch deutlich, dass aufgrund des ω^2 Terms bei hohen Frequenzen sehr große Besetzungsinversionen $n_2 - n_1$ notwendig sind, um überhaupt Lasertätigkeit zu realisieren. Die Ursache dafür liegt in der starken Zunahme der spontanen Emission verglichen mit der stimulierten Emission ($A \propto \omega^3 B$). Deshalb wird es mit steigender Frequenz immer schwieriger, einen Laser zu realisieren, worauf bereits in Abschnitt 11.1 hingewiesen wurde.

Ganz allgemein bedeutet die Laserbedingung, dass die Verstärkung G des Systems die Verluste V ausgleichen muss, so dass $G \cdot V > 1$ wird. In diesem Fall ist Selbsterregung möglich. Der Verstärkungsprozess geht aber nicht beliebig weit. Bei hohen Lichtintensitäten erfolgt ein starker Abbau der angeregten Atome durch stimulierte Emission, so dass der Verstärkungsfaktor abnimmt. Es stellt sich dann ein Gleichgewichtszustand zwischen der Zahl der durch den Pumpprozess in den angeregten Zustand gebrachten Atome und denen, die durch stimulierte Emission in den Grundzustand zurückkehren, ein. In diesem stationären Fall gilt dann gerade $G \cdot V = 1$.

¹⁰Formal entspricht die Besetzungsinversion nach (11.2.3) einer negativen Temperatur. Diese ist aber natürlich physikalisch nicht sinnvoll, da wir ein Nichtgleichgewichtssystem betrachten, für das die Boltzmann-Verteilung keine Anwendung findet.

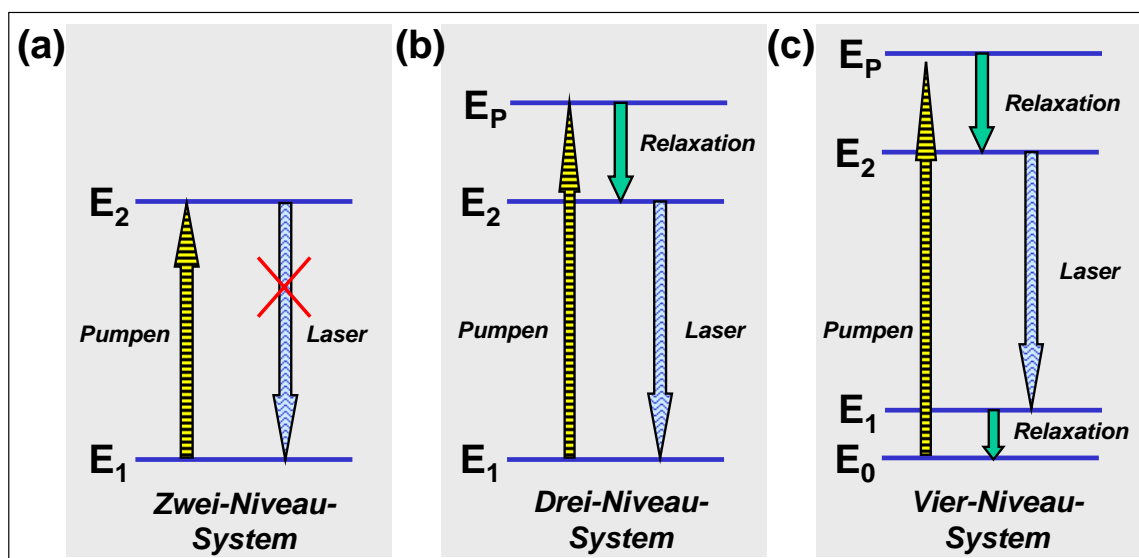


Abbildung 11.3: Verschiedene Energieniveauschemata zur Erklärung des Pumpvorganges in einem Laser: (a) Zwei-Niveau-System, bei dem eine Lasertätigkeit nicht möglich ist, (b) Drei-Niveau-System und (c) Vier-Niveau-System.

Erzeugung der Besetzungsinversion

Der Fall der Besetzungsinversion kann durch einen Pumpvorgang, d.h. durch Energiezufuhr von außen, realisiert werden. Dabei hängt die benötigte Pumpintensität kritisch davon ab, wie die Energieniveaus angeordnet sind:

In einem reinen *Zwei-Niveau-System* kann durch optisches Pumpen gemäß (11.2.2) keine Besetzungsinversion erreicht werden. Der Grund dafür ist direkt aus (11.2.2) ersichtlich. Bei einem *Zwei-Niveau-System* (siehe Abb. 11.3a) ist nur die direkte Anregung von E_1 nach E_2 möglich. Startet man bei $n_2 < n_1$ (z.B. im thermischen Gleichgewichtszustand) den Pumpvorgang, so wird man n_2 solange erhöhen, bis bei $n_2 = n_1$ die Nettoabsorption von Licht verschwindet und somit keine weitere Erhöhung von $n_2 - n_1$ möglich ist.

In einem *Drei-Niveau-System* (siehe Abb. 11.3b) wird der Pumpvorgang über ein höherliegendes Pumpniveau E_P realisiert, das seine Besetzung schnell an das obere Laserniveau E_2 transferieren muss. Ein solches Drei-Niveau-System erfordert einen intensiven Pumpvorgang, da hier der Grundzustand als unteres Laser-Niveau mindestens zur Hälfte entvölkert werden muss.¹¹ Der Rubin-Laser, der erste technisch realisierte Laser, besitzt annähernd ein Drei-Niveau-System (siehe unten).

In einem *Vier-Niveau-System* (siehe Abb. 11.3c) sind die Anforderungen an die Pumpquelle wesentlich geringer. Hier liegt das untere Laser-Niveau E_1 so weit oberhalb des Grundzustandes E_0 , dass die thermische Besetzung dieses Niveaus vernachlässigbar klein werden kann. Eine schnelle Entvölkering von E_1 erlaubt es dann, selbst bei einer kleinen Besetzung des oberen Laser-Niveaus E_2 eine Besetzungsinversion zu realisieren. Heute arbeiten deshalb die meisten Lasersysteme mit Vier-Niveau-Systemen. Ein Beispiel ist der Nd:YAG-Laser (Nd^{3+} -Ionen in einem Yttrium-Aluminium-Granat ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$)-Kristall (siehe unten).

¹¹Im thermischen Gleichgewicht ist fast ausschließlich der untere Zustand besetzt, d.h. $n_2 \simeq 0$. Um also $n_2 > n_1$ zu erreichen, müssen mindestens die Hälfte der Atome von E_1 nach E_2 angeregt werden.

11.2.3 Der rückkoppelnde Laserresonator

Es ist allgemein bekannt, dass eine positive Rückkopplung in einem Verstärkungssystem zur Erzeugung einer kohärenten Schwingung führen kann. Wir alle kennen dieses Phänomen aus der Akustik. Stellt man ein Mikrophon vor einen Lautsprecher, so entsteht durch die positive Rückkopplung ein Pfeifton. Angefangen von einem zufälligen Rauschsignal, das vom Audioverstärker über den Lautsprecher zum Mikrophon gelangt, dort detektiert, im Verstärker verstärkt wird und über den Lautsprecher wieder zum Mikrophon gelangt etc., entsteht eine kohärente Schallwelle, deren Frequenz in dem Bereich liegt, in dem der Verstärker seine größte Verstärkung besitzt. Eine dauerhafte Schwingung entsteht genau dann, wenn die Verstärkung so hoch ist, dass die Verluste auf der Signaltransportstrecke mehr als ausgeglichen werden.

Die Analogie zum Laser ist leicht einzusehen. Das Lasermedium entspricht dem Verstärker, in dem ein laufendes Photon durch stimulierte Emission neue Photonen mit der gleichen Phase erzeugt. Die Bandbreite und damit der Frequenzbereich, in dem das Medium verstärkt, ist dabei durch die Linienbreite der Emission bestimmt. Im einfachsten Fall ist die Linienbreite durch die mittlere Lebensdauer τ_2 des angeregten Zustandes E_2 gegeben ($\Delta\omega \sim 1/\tau_2$). Die Rückkopplung wird durch einen optischen Resonator erzeugt. Der Laserresonator wird im einfachsten Fall aus zwei Spiegeln gebildet, die genau parallel justiert sein müssen. Die Geometrie des Resonators bestimmt als Hohlraum zum einen die Feldverteilung des Strahlungsfeldes und zum anderen bildet der Resonator ein Fabry-Perot-Interferometer, das die Frequenz des abgestrahlten Lichts festlegt. Der Resonator bewirkt ferner, dass das Licht, das sich entlang der Achse des Resonators bewegt, von den Spiegeln immer wieder zurückreflektiert wird und somit lange im Resonator verbleibt. Nur durch Verluste, wie z.B. aufgrund der Transmission durch die Spiegel oder durch Beugungsverluste an den Begrenzungen, wird die Verweilzeit t_0 begrenzt. Licht, das sich unter einem endlichen Winkel relativ zur Achse ausbreitet, verlässt den Resonator dagegen sehr schnell.

Die tatsächliche Auswahl der Frequenzen, die ein Laser abstrahlt, wird also durch die optische Länge \bar{L} des Resonators bestimmt. Es gibt dabei oft mehrere solcher Frequenzen innerhalb der Linienbreite des Übergangs. Sie werden als *longitudinale Moden des Lasers* bezeichnet. Die longitudinalen Lasermoden entsprechen der Bedingung, dass die optische Länge \bar{L} einer kompletten Strecke hin und zurück durch den Resonator ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge sein muss:

$$\bar{L} = 2n\ell = j\lambda \quad j = 1, 2, 3, \dots \quad (11.2.6)$$

Hierbei ist ℓ die geometrische Länge des Resonators und n ein gemittelter Brechungsindex, der sich durch die Intensität ändern kann (nichtlineare Effekte, siehe Kapitel 8). Die Frequenzen der Moden sind durch

$$\delta\omega_R = 2\pi\delta\nu_R = 2\pi\frac{c}{\bar{L}} = 2\pi\frac{c}{2n\ell} \quad (11.2.7)$$

voneinander getrennt. Man nennt $\delta\omega_R$ den *freien Spektralbereich* des Resonators.

Das Frequenzspektrum des Ausgangssignals eines typischen Lasers ist in Abb. 11.4 gezeigt. Ein Zahlenbeispiel soll den gezeigten Sachverhalt verdeutlichen. Für einen typischen Spiegelabstand $\ell = 50$ cm folgt (für Brechungsindex $n = 1$), dass der Abstand zweier Resonatormoden $\delta\nu_R = 3 \times 10^8$ Hz beträgt.

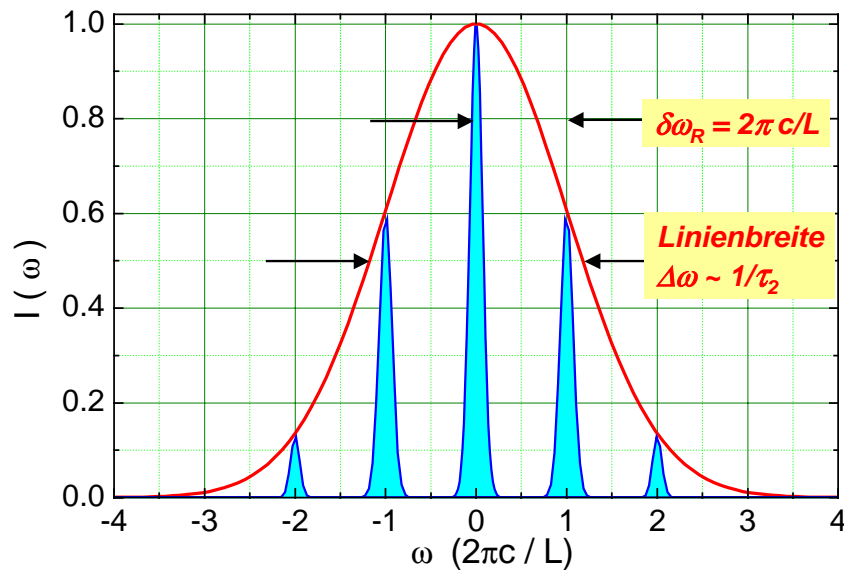


Abbildung 11.4: Typisches Frequenzspektrum der longitudinalen Moden eines Lasers.

Die Mittenfrequenz eines Rubinlasers beträgt $\nu_0 = 4.32 \times 10^{14}$ Hz. Folglich muss nach (11.2.6) die Ordnungszahl j in der Größenordnung von 10^6 sein, d.h. der Resonator wird mit seiner 10^6 -ten Oberwelle angeregt. Die laserfähige Breite $\Delta\nu_L$ des Rubins ist wegen der immer vorhandenen Reflexionsverluste und der Streuverluste geringer als die natürliche Linienbreite. Sie beträgt etwa 3×10^{10} Hz. Da der Abstand der Resonatormoden um einen Faktor von etwa 100 geringer ist, können beim Rubinlaser gleichzeitig bis zu $\Delta\nu_L/\delta\nu_R \approx 100$ stehende Wellen angeregt werden. Es ist allerdings möglich, durch spezielle Spiegelanordnungen (z.B. Etalon-Reflektoren) die Zahl der selbsterregten stehenden Wellen zu verringern.

Bei einem *Einmodenlaser*, der nur auf einer Resonanzfrequenz des Resonators oszilliert, bringt man zusätzliche frequenzselektive Elemente im Resonator an oder verwendet spezielle Spiegelanordnungen (z.B. Etalon-Reflektoren), um die Zahl der selbsterregten stehenden Wellen zu verringern. Man erreicht durch diese Elemente, dass nur für eine Mode des Oszillators die Schwellenbedingung des Lasers erfüllt wird.

Wir wollen abschließend einige allgemeine Bemerkungen zu optischen Resonatoren machen. Eine typische Eigenschaft eines Resonators ist seine Fähigkeit, Energie zu speichern, wobei die gespeicherte Energie für die Resonanzfrequenz ein Maximum annimmt. Ein einfaches Beispiel für ein Resonatorsystem ist die mechanische Feder, die Energie in Form von kinetischer und potentieller (elastischer) Energie speichert. Reale Resonatoren besitzen aber auch immer Verluste, d.h. die gespeicherte Energie nimmt exponentiell mit einer charakteristischen Zeit τ ab (z.B. Reibungsverluste, Abstrahlung, etc.). Bewegt man sich von der Resonanzfrequenz ν_R weg, so nimmt die in einem Resonator gespeicherte Energie ab. Man definiert dann eine Frequenzbreite $\Delta\nu_R$ als volle Halbwertsbreite der Resonanzkurve. Die Halbwertsbreite ist mit der Abklingzeit über

$$\Delta\omega_R = 2\pi\Delta\nu_R \simeq 1/\tau \quad (11.2.8)$$

verknüpft, wobei eine genaue Formulierung dieses Zusammenhangs vom jeweiligen Resonatorsystem abhängt. Um verschiedene Resonatorsysteme vergleichen zu können, führt man den Gütefaktor Q ein, der durch

$$Q = \frac{\nu_R}{\Delta\nu_R} = 2\pi\nu_R \frac{\text{gespeicherte Energie}}{\text{Energieverlust pro Zeit}} \quad (11.2.9)$$

Je geringer also die Verluste eines Resonatorsystems sind, desto kleiner ist die Bandbreite und desto größer sind die Abklingzeit und die Güte.

Typische Güten für optische Resonatoren liegen im Bereich von 10^8 , was bei einer Resonanzfrequenz von 10^{14} Hz in einer Halbwertsbreite von nur $\Delta\nu_R = 10^6$ Hz resultiert. Diese Breite ist z.B. wesentlich kleiner als der oben diskutierte typische Modenabstand von etwa 10^8 Hz.¹² Zum Vergleich werden die typischen Güten einiger anderer Resonatoren angegeben: (i) LC-Schwingkreis: $Q \sim 10^2$, (ii) Stimmgabel: $Q \sim 10^4$, (iii) Schwingquarz: $Q \sim 10^6$, (iv) Interferenzfilter: $Q \sim 10^3$, (v) Spiralfeder: $Q \sim 20$.¹³

Longitudinale und transversale Moden

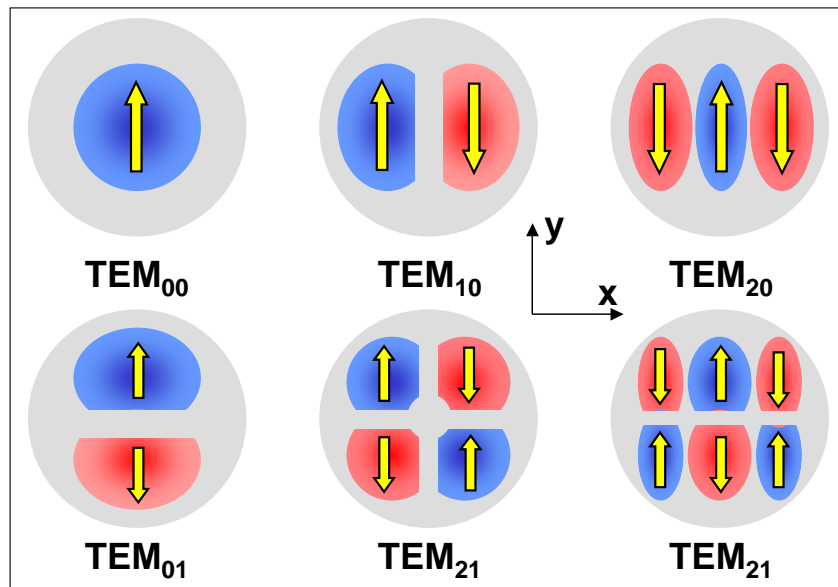


Abbildung 11.5: Schematische Darstellung der elektrischen Feldstärkeverteilung in der Ebene senkrecht zur Resonatorachse (z -Achse) für verschiedene TEM-Modenkonfigurationen.

Wir haben gesehen, dass sich im Resonator stehende Wellen der Resonanzfrequenz ν_R ausbilden. Diese werden auch als *axiale Wellenformen*, *Eigenschwingungen* oder *longitudinale Moden* bezeichnet. Axial deswegen, weil die Resonanzfrequenz nur von der Anzahl der Knoten der stehenden Welle in Richtung der Resonatorachse abhängt. Die bisherige Betrachtung ist allerdings unvollständig, weil wir die endliche Ausdehnung des Spiegels nicht berücksichtigt haben. Diese führt zu einer Begrenzung des Strahlungsfeldes im Resonator und hat Beugung zur Folge. Durch Beugung werden aber die ebenen Phasenflächen der Lichtwellen deformiert. Es treten dann zusätzliche Verluste auf, da die höheren Beugungsordnungen nicht mehr zwischen den Spiegeln hin- und herreflektiert werden. Die mathematische Behandlung dieser Effekte ist schwierig und soll hier nicht diskutiert werden. Qualitativ kann man sagen, dass nur ganz

¹²Das heißt, dass die Breite der in Abb. 11.4 gezeigten Resonatormoden eigentlich viel schmaler hätte gezeichnet werden sollen.

¹³Beim Mobilfunk beträgt die Grundfrequenz etwa 2 GHz. Bei einer Kanalbreite von etwa 20 kHz (für Sprachübertragung) sind dann zur Kanaltrennung Filtersysteme mit einer Güte von etwa 10^5 notwendig.

bestimmte Feldverteilungen des Lichts auf den Spiegeln auftreten, die man *transversale Wellenformen* nennt. Die transversalen Moden entsprechen stehenden Wellen entlang der Verbindungslinie der Spiegel (z -Achse) des Resonators (siehe Abb. 11.5).

Anschaulich kann die Entstehung der transversalen Moden dadurch verstanden werden, dass die optische Länge \bar{L} auch von der Richtung abhängt, die der Strahl im Resonator einnimmt. Dadurch werden mehrere *transversale Moden* mit gleichem j , aber verschiedenen Winkeln zur optischen Achse möglich. Da die Felder fast senkrecht auf der z -Achse stehen, spricht man von TEM_{mn} -Moden (TEM: **T**ransverse **E**lectric and **M**agnetic). Die Indizes m und n sind ganze Zahlen und geben die Anzahl der transversalen Knotenlinien in x - und y -Richtung quer zum Laserstrahl an. Der Strahlquerschnitt zerfällt dann in viele einzelne Gebiete. In den meisten Anwendungen wird die TEM_{00} Mode verwendet, da die Flussdichte über den Strahlquerschnitt hier fast einer Gauß-Kurve entspricht.

11.3 Lasertypen

Entsprechend der in Lasern verwendeten verschiedenen aktiven Medien können wir zwischen

- Festkörperlasern,
- Flüssigkeitslasern und
- Gaslasern

unterscheiden. Wir können aber auch eine Unterscheidung hinsichtlich des Zeitverhaltens der ausgesandten Strahlung vornehmen. Wir können hier zwischen

- Dauerstrichlasern oder cw-Lasern (cw: continuous wave) und
- gepulsten Lasern

unterscheiden. Ein weitere Unterscheidungsmöglichkeit ist die Art, wie das Lasermedium gepumpt wird. Hier können wir zwischen

- optisch gepumpten Laser (z.B. Rubinlaser, Nd-YAG-Laser, Farbstofflaser) und
- elektrische gepumpten Lasern (z.B. Gaslaser, Halbleiterlaser)

unterscheiden.

Für die Spektroskopie sind vor allem *durchstimmbare Laser* von großer Bedeutung. Bei diesen Lasern überdeckt das aktive Medium einen weiten Frequenzbereich, innerhalb dessen eine Laseroszillation möglich ist. Die Frequenzwahl erfolgt mit wellenlängenselektierenden Elementen (z.B. Gitter, Fabry-Perot-Etalon), die im Resonator angebracht werden und dafür sorgen, dass nur für eine bestimmte Wellenlänge die Laserschwelle überschritten wird. Zum Beispiel kann man durch Verkippen eines Gitters oder Etalons die Wellenlänge stetig variieren.

Ein interessantes neues Laserkonzept ist der *freie Elektronenlaser*.¹⁴ Dieser Laser verwendet hochenergetische freie Elektronen als aktives Medium. Die Elektronen werden in einem räumlich periodisch variierendem Magnetfeld zu Schwingungen angeregt und senden dabei Strahlung aus. Bei geeigneter Anordnung überlagern sich die von einzelnen Elektronen ausgesandten Photonen phasenrichtig, wodurch eine kohärente Emission bei einer Wellenlänge erhalten wird, die von der Energie der Elektronen abhängt.

11.3.1 Der Festkörperlaser

In Festkörperlasern werden als aktives Medium üblicherweise Materialien verwendet, die mit optisch anregbaren Atomen dotiert sind (siehe Tabelle 11.1). Als anregbare Atome werden häufig die Seltenen Erden Praseodym, Neodym Europium Gadolinium, Thulium, Holmium und Erbium verwendet. Diese werden in Wirtsgittern wie Kalziumwolframat (CaWO_4), Yttriumoxid (YO_3), Strontiummolybdat (SrMoO_4), Yttrium-Aluminium-Granat ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, YAG), Lanthanfluorid (LaF_3) oder Glas eingebracht. Festkörperlaser werden optisch gepumpt und benutzen das Prinzip der *atomaren Fluoreszenz*, um eine

¹⁴siehe z.B. *Free Electron Lasers*, T. C. Marshall, MacMillan, New York (1985).

Lasertyp	aktives Atom/Ion	Wirtskristall	Laserwellenlänge in μm
Rubinlaser	Cr^{3+}	Al_2O_3	0.6943
Nd-YAG-Laser	Nd^{3+}	$\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ (YAG)	1.06
Nd-Glaslaser	Nd^{3+}	Glas	1.06
Titan-Saphir-Laser	Ti^{3+}	Al_2O_3	0.65 – 1.1
Erbiumlaser	Er^{3+}	YAG	2.9
Holmiumlaser	Ho^{3+}	YAG	2.06
Kobaltlaser	Co^{3+}	MgF_2	1.5 – 2.1

Tabelle 11.1: Einige charakteristische Daten zu Festkörperlasern.

Besetzungsinversion zu erzielen. Als Pumplichtquellen dienen häufig Blitzlichtlampen, so dass die meisten Festkörperlaser gepulst betrieben werden müssen.

Beleuchten wir ein Atom mit vielen Energieniveaus mit einem kurzen Lichtblitz, so wird das Licht absorbiert. Dieser Vorgang wird *optisches Pumpen* genannt und induziert Übergänge vom Grundzustand in den angeregten Zustände. Sendet ein Atom danach Licht mit einer längeren Wellenlänge aus, so ist klar, dass es einen strahlenden Übergang in den Grundzustand über mindestens einen Zwischenzustand geben muss. Ein auf diese Weise fluoreszierendes System stellt eine Möglichkeit dar, Populationsinversion zu erzeugen. Ist nur ein Zwischenzustand beteiligt, so liegt ein Drei-Niveau-System vor (siehe Abb. 11.3b). Wir bezeichnen die mittlere Lebensdauer der Atome in den angeregten Zuständen mit τ_p , τ_1 und τ_2 (τ_0 ist unendlich groß). Ist das System fluoreszent, so wird ein Teil der Atome von E_p über E_2 nach E_1 zerfallen.

Wir nehmen zunächst an, dass $\tau_p < \tau_2$ ist. Die kürzere Lebensdauer τ_p bedeutet, dass die Atome die Pumpstrahlung effektiv absorbieren und das Niveau E_1 durch Anregung von E_1 nach E_p effektiv entvölkert werden kann. Von E_p relaxieren die Atome schnell nach E_2 . Im Zustand E_2 verbleibt das Atom eine längere Zeit $\tau_2 > \tau_p$. Dadurch wird das Niveau E_2 stärker bevölkert als das Niveau E_1 . Das heißt, wir erzeugen eine Populationsinversion, falls die Besetzung von E_1 durch das Pumpen um mindestens die Hälfte abgenommen hat. Der *Rubin-Laser* und der *Erbium-dotierte Glasfaser-Laser* funktionieren im Wesentlichen auf diese Weise (siehe Abb. 11.6a).

Beim Neodym-YAG-Laser wird ein weiteres Niveau benutzt (siehe Abb. 11.6b), so dass ein Vier-Niveau-System vorliegt. Dadurch ist es wesentlich leichter, die Populationsinversion aufrechtzuerhalten, da der Grundzustand nicht substantiell entvölkert sein muss. Zusätzlich ist die Lebensdauer eines Atoms im oberen Zustand des Laserübergangs verkürzt, wenn einmal die stimulierte Emission eingesetzt hat, wodurch die Balance gestört sein kann. Dies kann zu einem pulsierenden Verhalten führen.

Eine weitere Möglichkeit ist die, dass $\tau_p > \tau_2$ ist. In diesem Fall leert sich das Niveau E_2 schneller, als es durch Übergänge von E_p aufgefüllt werden kann. Deshalb sind immer mehr Atome in E_p als in E_2 , so dass Populationsinversion zwischen diesen Niveaus vorliegt. Laseraktivität ist deshalb zwischen E_p und E_2 möglich, wenn die Atome von E_1 nach E_p gepumpt werden. Da T_p in diesem Fall aber groß ist, ist das Übergangsmatrixelement von E_1 nach E_p allerdings klein, wodurch der Pumpprozess ineffizient wird. Der *Argonionen-Laser* und der *Helium-Neon-Laser* verwenden diese Methode, werden aber durch elektrische Entladung gepumpt.

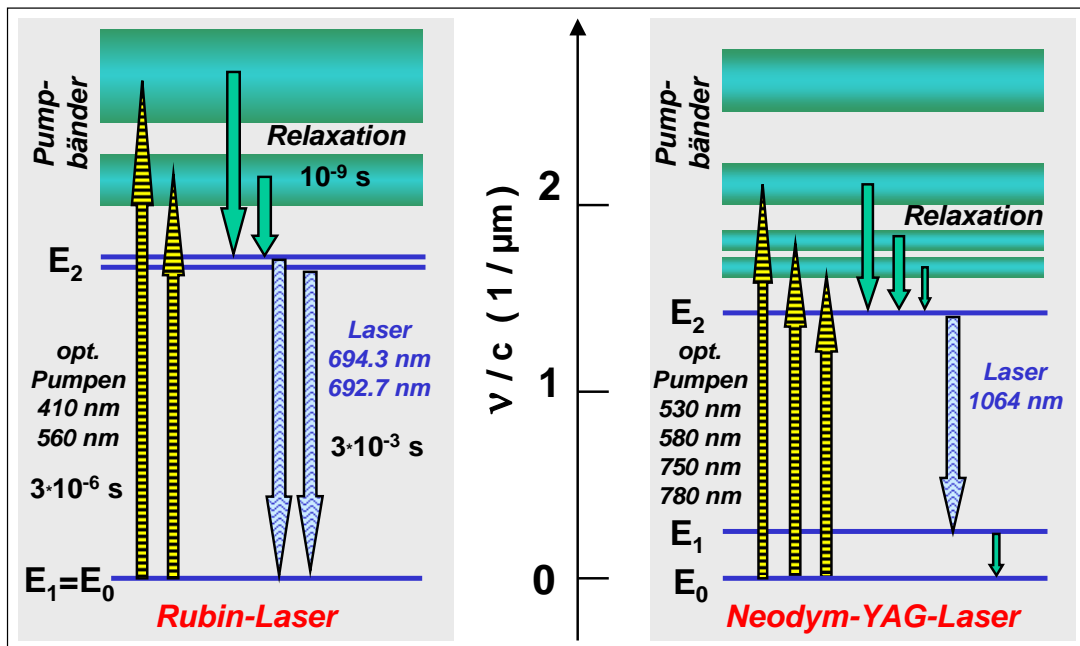


Abbildung 11.6: Energieniveaus für verschiedene Lasertypen: (a) Rubin-Laser als Drei-Niveau-System und (b) Neodym-YAG-Laser als Vier-Niveau-System.

Der Rubin-Laser

Rubin ist ein Al_2O_3 -Kristall mit einer kleinen Menge an Cr^{3+} -Verunreinigungen, die ihm die rote Farbe verleihen. Der Rubin-Laser, der von **T. H. Maiman** 1960 konstruiert wurde, war der erste Laser, der mit optischen Frequenzen arbeitete. Er verwendete die Energieniveaus des verdünnten Cr^{3+} , die schematisch in Abb. 11.6a dargestellt sind. Das Schema hat Ähnlichkeit mit einem Drei-Niveau-System. Da der Drei-Niveau-Laser eine Entvölkerung des Grundzustandes um mindestens die Hälfte erfordert, ist dieser Laser relativ ineffektiv und benötigt eine hohe Pumpleistung. Diese wird durch eine Xenon-Blitzlampe geliefert, deren Licht auf den Rubin-Kristall fokussiert wird. In dieser Betriebsart verstärkt der Rubin nicht kontinuierlich, sondern nur für kurze Zeit entsprechend der Entladungszeit der Blitzlichtlampe (etwa 1 ms). Man kann Rubin auch kontinuierlich durch Quecksilberkapillarlampen anregen. Deren Leuchtdichte ist aber sehr viel geringer, so dass nur Verstärkungsfaktoren von etwa 1.05 erreicht werden.

In den letzten Jahren haben sich zum Pumpen von Festkörperlaser immer mehr Halbleiter-Diodenlaser durchgesetzt. Diodenlaser sind elektrisch gepumpte Systeme. Der Einsatz von Diodenlasern hat die Festkörperlaser besonders einfach und effizient gemacht, wodurch sich deren Einsatzgebiete in den letzten Jahren stark erweitert haben.

Der Erbium-dotierte Quarzglas-Laser

Der Erbium-dotierte Quarzglas (SiO_2)-Laser und -Verstärker wird heute oft bei optischen Kommunikationssystemen bei einer Wellenlänge von $1.5 \mu\text{m}$ eingesetzt und stellt ebenfalls ein Beispiel für ein optisch gepumptes Drei-Niveau-System dar. Er wird aus einer Glasfaser hergestellt, die etwa 35 ppm (parts per million) Er^{3+} -Ionen enthält. Das System wird mit einer Wellenlänge von entweder $1.48 \mu\text{m}$ oder $0.98 \mu\text{m}$ gepumpt. Das Niveauschema des Er^{3+} bietet zwei mögliche Pumpbänder, deren Abstand vom Grundzustand diesen Wellenlängen entspricht. Da die beteiligten Wellenlängen relativ groß sind und die Konstruktion der Glasfaser sowohl das Pumplicht als auch die emittierte Strahlung in der Kernregion der

Faser konzentriert, kann ein hohes Maß an Populationsinversion leicht erreicht werden und die Emission wird sehr effektiv stimuliert. Als Resultat verhält sich das System auch in Abwesenheit eines Resonators wie ein optischer Verstärker, während das Hinzufügen eines Resonators es zu einem Laser macht.

Der Halbleiterlaser

Die Physik von Halbleiterlasern ist Thema der Festkörperphysik, weshalb hier auf diesen Lasertyp nicht eingegangen wird. Halbleiterlaser sind im Allgemeinen elektrisch gepumpte Laser.¹⁵

11.3.2 Der Flüssigkeitslaser

Die wichtigsten Vertreter der Flüssigkeitslaser sind die Farbstofflaser in ihren verschiedenen Ausführungsformen. Als aktive Medien dienen Farbstoffmoleküle (z.B. Rhodamine, Phthalocyanine, Fluoresine oder Cumarine), die in einer Flüssigkeit gelöst sind. Die Farbstoffmoleküle haben sowohl im elektronischen Grundzustand als auch im angeregten Zustand eine Vielzahl von Schwingungs/Rotations-Niveaus. Ferner werden durch die Wechselwirkung mit der Flüssigkeit diese Niveaus so stark verbreitert, dass ihre Energiebreite größer als ihr Abstand wird. Dadurch entsteht ein breites Zustandskontinuum.

Der Farbstofflaser kann bei allen Wellenlängen betrieben werden, für die die Laserschwelle erreicht wird. Die aktuelle Wellenlänge wird durch wellenlängenselektive Elemente im Laserresonator ausgewählt. Als Pumplichtquellen werden Blitzlampen oder andere Laser verwendet.

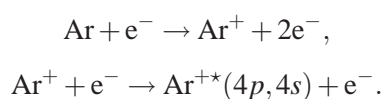
11.3.3 Der Gaslaser

Diese Sorte von Lasern verwendet eine Mischung von Gasen, um eine Populationsinversion zu erreichen. Bei fast allen Gaslasern wird eine Gasentladung als aktives Medium verwendet.

Im *He-Ne-Laser* wird Helium durch eine elektrische Entladung in einen angeregten Zustand He^* gebracht. Die Anregungsenergie wird dann durch Stöße von He^* mit Ne einem Ne-Atom übertragen, wodurch ein angeregter Ne^* -Zustand erzeugt wird. Das Niveauschema ist in Abb. 11.7 gezeigt. Die Abbildung zeigt allerdings nur zwei der vielen möglichen Laserübergänge des Neon, den bei 632.8 nm und 1150 nm.

Der *CO₂-Laser* hat generell ein ähnliches Schema, wobei N₂ als anregendes Gas anstelle des He verwendet wird. Es können mehrere Wellenlängen zwischen 9.6 und 10.6 μm in Abhängigkeit von der Resonatoreinstellung erzeugt werden (siehe Tabelle 11.2). Der CO₂ Laser hat von allen Gaslasern den höchsten Wirkungsgrad (etwa 10 – 20%) und im cw-Betrieb die höchste Ausgangsleistung.

In *Argonlasern* erfolgt die Besetzungsinversion durch eine stufenweise Elektronenstoßanregung von hochliegenden Zuständen des Ar^+ -Ions in einer Hochstromentladung:



Da mehrere obere Niveaus bevölkert werden, kann eine Laseroszillation auf mehreren Übergängen auftreten. Eine Wellenlängenselektion erfolgt wiederum über zusätzliche Elemente (z.B. Prisma) im Laserresonator. Der Wirkungsgrad des Argonlasers ist mit weniger als 0.1% sehr klein.

¹⁵B. K. Agrawal, *Semiconductor Lasers*, American Institute of Physics, New York (1995).

Lasertyp	Betriebsart	typische Leistung	Laserwellenlänge in μm
He-Ne-Laser	cw	0.1 – 100 mW	etwa 10 Wellenlängen: 0.54 – 3.39 μm
Argonlaser	cw, gepulst	1 – 100 W	etwa 20 Wellenlängen: 0.35 – 0.53 μm
CO ₂ (He,N ₂)-Laser	cw, gepulst	1 W – 10 kW	etwa 200 Linien: 9.5 – 10.3 μm
Excimer-Laser	gepulst, 2 – 200 ns	1 – 1000 mJ/Puls	XeCl: 308 nm KrF: 248 nm ArF: 193 nm
chemische Laser	cw, gepulst	einige kW	HF: 2 – 3 μm

Tabelle 11.2: Charakteristische Daten einiger Gaslaser.

Der He-Ne-Laser ist einer der am weitesten verbreiteten Laser. Er wird aus einer verschlossenen Gasentladungsröhre konstruiert, die eine Mischung aus Helium und Neon im Druckverhältnis von etwa 10:1 enthält und sich innerhalb eines konfokalen Resonators befindet. Einer der Spiegel lässt einige Prozent der Strahlung austreten, um den Ausgangsstrahl zu erhalten. Der ausgewählte Laserübergang wird durch die Verwendung eines dielektrischen Vielschichtspiegels verstärkt, der ein Maximum in der Reflektivität bei der gewünschten Wellenlänge hat. Die Fenster, die die Gasentladungsröhre abschließen, müssen möglichst geringe Reflexionsverluste haben. Sie sind deshalb entweder antireflexbeschichtet oder unbeschichtet, aber wie in Abb. 11.8 gezeigt, unter dem Brewster-Winkel montiert. Da die Laserverstärkung in diesem System schwach ist, ist es wichtig, die Verluste zu minimieren. Werden Fenster unter dem Brewster-Winkel verwendet, so wird eine Polarisationsrichtung weniger Verluste haben als die andere, weshalb der Ausgangsstrahl polarisiert ist.

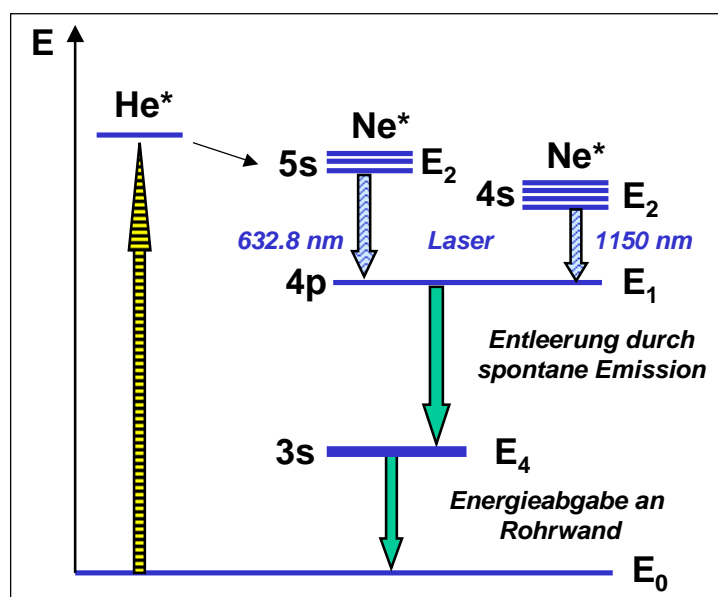


Abbildung 11.7: Vereinfachtes Energieniveauschema des Helium-Neon-Lasers. Die Lichtverstärkung erfolgt durch die angeregten Ne-Atome zwischen den $4s - 4p$ Niveaus ($\lambda = 1150 \text{ nm}$) und den $5s - 4p$ Niveaus ($\lambda = 632,8 \text{ nm}$).

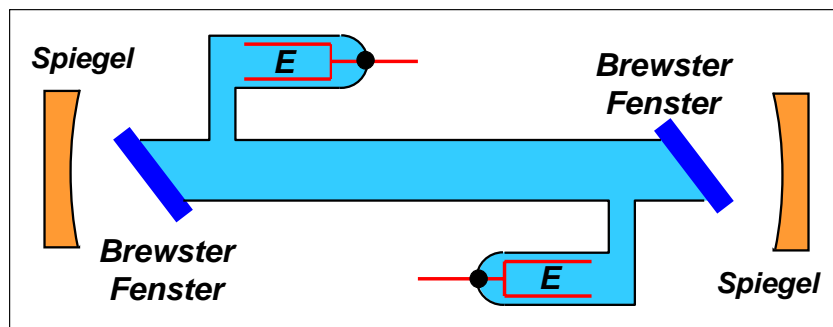


Abbildung 11.8: Schema des prinzipiellen Aufbaus eines He-Ne-Lasers (E : Elektroden für die Gasentladung).

Eximer-Laser verwenden als aktives Medium zweiatomige Moleküle AB , die nur im elektronisch angeregten Zustand $(AB)^*$ stabil sind, im Grundzustand AB dagegen instabil (eximer = excited dimer). Kann man den stabilen angeregten Zustand des Eximers zum Beispiel durch Elektronenstoßanregung von A und Rekombination $A^* + B = (AB)^*$ bevölkern, so hat man automatisch eine Besetzungsinversion vorliegen, da der Grundzustand nicht stabil ist und sehr schnell dissoziiert. Excimere sind daher ideale Kandidaten für ein aktives Lasermedium. Stimulierte Emission geschieht, wenn ein Photon der Frequenz ω im Hohlraumresonator den Übergang vom angeregten in den Grundzustand unter Emission eines zweiten Photons der gleichen Frequenz wie das erste anregt.

Populationsinversion in einem chemischen Laser

Ein einfacher Prozess zur Erzeugung einer Populationsinversion ist der *chemische Laser*. In einem solchen Laser findet eine chemische Reaktion statt, die ein großes Maß an Energie erzeugt, wodurch die daraus resultierenden Moleküle in einen angeregten Zustand gebracht werden. Zum Zeitpunkt der Molekülbildung befinden sich daher keine Moleküle im Grundzustand, nur neu erzeugte im angeregten Zustand. Damit ist die Besetzungsinversion erreicht. Die Reaktion findet in einem Hohlraumresonator statt, der seine Resonanz bei der Übergangsfrequenz der angeregten Moleküle in den Grundzustand hat. Fluor und Wasserstoff reagieren z.B. in der geforderten Art und Weise:



Hierbei deutet der Stern in der Molekülformel darauf hin, dass sich das Molekül in einem angeregten Zustand befindet. Stimulierte Emission geschieht wiederum, wenn ein Photon der Frequenz ω im Hohlraumresonator den Übergang vom angeregten in den Grundzustand unter Emission eines zweiten Photons der gleichen Frequenz wie das erste anregt:



Die Laseraktivität hält solange an, wie H_2 und F_2 vorhanden sind, um angeregte Moleküle zu erzeugen, und das HF -Molekül im Grundzustand aus dem Resonator entfernt wird.

11.4 Anwendungen des Lasers

Lasers haben als maßgeschneiderte intensive Lichtquellen vielfältige Anwendungen in der Grundlagenforschung und in der angewandten Forschung gefunden (z.B. Quantenoptik, Laser-Spektroskopie, Ultrakurzzeitphysik). Sie werden technisch bei der Datenübertragung, der Datenspeicherung, dem Druck (Laserdrucker) und in der Materialbearbeitung (z.B. Laser-Schweißen und -Schneiden) in großem Umfang eingesetzt. Inzwischen spielt der Laser auch in der Medizintechnik eine große Rolle.

Parameter	erreichbarer Wert
kürzeste Wellenlänge	$\lambda = 3.6 \text{ nm}$
maximale Leistung (Dauerstrich, kommerziell erhältlich)	$P_{\text{max}} = 60\,000 \text{ Watt}$
Spitzenleistung	$I_{\text{max}} = 10^{24} \text{ Watt/m}^2$
höchste Pulsenergie (bei einer Dauer von 3 ns, $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$)	$W_{\text{max}} = 120\,000 \text{ Joule}$
Minimale Frequenzbreite $\Delta\nu$ und relative Frequenzbreite $\Delta\nu/\nu$	
Farbstofflaser:	$\Delta\nu = 0.5 \text{ Hz}, \Delta\nu/\nu \approx 10^{-15}$
HeNe- und Festkörperlaser:	$\Delta\nu = 10^{-3} \text{ Hz}$
kürzeste Pulsdauer	$t_p = 4.5 \text{ fs}$

Tabelle 11.3: Einige mit modernen Lasern erreichbare Laserparameter.

Die mit Lasern zur Verfügung stehenden Lichtquellen wurden bis heute ständig verbessert. In Tabelle 11.3 wird ein Überblick über die heute zur Verfügung stehenden Laser-Parameter gegeben. Dabei ist zu beachten, dass die verschiedenen Parameter natürlich nicht alle simultan realisiert werden können. Dies hat nicht nur technische, sondern meist physikalische Ursachen.

Ein Beispiel für einen sehr leistungsstarken Laser ist der Nova-Laser am Lawrence Livermore National Laboratory, USA. Dieser Nd-Glaslaser kann bis zu 120 TW für eine Zeit von etwa 1 ns auf kleine Kügelchen fokussieren, in denen eine Kernfusion stattfinden soll. Dies entspricht einer Pulsenergie von 120 000 Joule. Die Leistung des Laser ist mehr als 100-mal größer (allerdings nur für eine Nanosekunde) als die Leistung aller Elektrizitätswerke der USA.

Hinsichtlich der Dauerstrichleistung sind die CO₂-Gaslaser führend, die heute sehr häufig in der Metallverarbeitung zum Schweißen und Schneiden eingesetzt werden. Bereits in den 1970er Jahren wurde mit einem Versuchslaser im Multimodenbetrieb eine Dauerstrichleistung von 60 kW erzielt.

11.5 Vertiefungsthema: Laserlicht

11.5.1 Phasenfluktuation

Wir wollen einen Laser betrachten, in dem nur eine longitudinale Mode des Resonators angeregt ist. Stimulierte Emission führt zu einer sehr großen Zahl $\langle N \rangle$ von Photonen in dieser Mode. Dies ist ein Hauptunterschied zwischen Laserlicht und thermischem Licht, das üblicherweise weniger als ein Photon pro Mode besitzt. Wie in Abschnitt 10.4.3 gezeigt wurde, besteht eine Unschärferelation zwischen Photonenzahl und Phase, $\Delta N \Delta \phi \geq 1$. Da die mittlere Photonenzahl eine Fluktuation $\Delta N = \langle N \rangle^{1/2}$ besitzt, erhält man für große N eine sehr kleine Phasenfluktuation $\Delta \phi = \langle N \rangle^{-1/2}$. Laserlicht ist daher durch eine sehr wohldefinierte Phase gekennzeichnet.

11.5.2 Öffnungswinkel und räumliche Kohärenz

Bei Anregung nur weniger longitudinaler Moden ist das Licht auch in seiner Ausbreitungsrichtung wohldefiniert. Die Winkelverteilung des Strahls wird dabei durch Beugung bestimmt, die der an einer Blende mit dem physikalischen Strahldurchmesser D entspricht. Der Öffnungswinkel θ hängt zwar von der genauen Form der Begrenzung ab, in erster Näherung gilt aber immer

$$\theta \approx \lambda/D . \quad (11.5.1)$$

Mit typischen Werten für D im Bereich von 0.1 bis 1 cm erhält man bei einer Wellenlänge von 500 nm einen Öffnungswinkel von $\theta = 10^{-5} - 10^{-4}$ rad. Die gesamte Laserleistung wird also in einen sehr kleinen Öffnungswinkel abgegeben. Diese kleinen Öffnungswinkel werden nur bei Gaslasern erreicht. Bei Festkörperlasern führen räumliche Inhomogenitäten der optischen Eigenschaften des Kristalls meist zu größeren Winkeln.

Es sei darauf hingewiesen, dass man natürlich auch durch geeignete Blenden und Linsenanordnungen in der Lage ist, aus einer thermischen Lichtquelle einen Strahl mit ähnlich kleinem Öffnungswinkel zu erhalten. Allerdings geht die Winkeleinengung hier stark auf Kosten der Intensität.

Da es sich bei einem Laserstrahl um ein beugungsbegrenztes Lichtbündel handelt, ist er über den gesamten Durchmesser räumlich kohärent. Das heißt, man kann die Laserlichtquelle als eine Quelle auffassen, die über den gesamten Durchmesser der Quelle räumlich kohärent emittiert. Dies resultiert in parallelen, einheitlichen Phasenflächen. Dies steht im Gegensatz zu einer thermischen Quelle, bei der die einzelnen Atome entlang der ausgedehnten Quelle spontan in alle Raumrichtungen emittieren. Die Wellenzüge laufen daher wirt durcheinander und es entsteht keine einheitliche Phasenfläche.

11.5.3 Bandbreite und Kohärenzlänge

Eine thermische Lichtquelle emittiert eine statistische Folge von kurzen Wellenzügen, deren Kohärenzlänge über die Bandbreite $\Delta \nu$ durch

$$\ell_c \approx c/\Delta \nu \quad (11.5.2)$$

gegeben ist. Der Laser-Oszillator emittiert dagegen einen unendlich langen Sinuswellenzug nahezu konstanter Amplitude und Frequenz. Danach sollte Laserlicht eine nahezu unendliche Kohärenzlänge besitzen.

Wie wir oben gesehen haben, hängt die Frequenz des Laserlicht aber stark von der optischen Resonatorlänge \bar{L} ab. Bei allen realen Lasersystemen kommt es zu Schwankungen dieser Größe durch mechanische Schwingungen oder akustischen und thermischen Schwankungen. Dadurch ergeben sich statistische Schwankungen der Laserfrequenz. Die resultierende Bandbreite des Laserlichts hängt dann stark von dem speziellen Lasersystem ab. Durch starken experimentellen Aufwand ist es möglich, die Laserfrequenz für einige Sekunden auf weniger als 100 Hz zu stabilisieren. Die relative Bandbreite beträgt dann nur $\Delta\nu/\nu \simeq 10^{-12}$. Entsprechend muss die relative Resonatorlänge auf diesen Wert stabilisiert werden. Das heißt, bei einer Resonatorlänge von $\bar{L} = 50$ cm benötigt man eine Längenkonstanz im Bereich von etwa 5×10^{-11} cm. Der Spiegelabstand muss also auf Bruchteile eines Atomdurchmessers konstant gehalten werden.

Würde es gelingen, alle äußeren Störeffekte zu unterdrücken, so bliebe nur noch die spontane Emission als Störung übrig. Die spontan emittierten Photonen mit ihrer statistischen Phasenlage führen zu einer statistischen Störung und begrenzen damit prinzipiell die Bandbreite des Generators. Von **Townes** wurde ein Ausdruck für die prinzipiell erreichbare Bandbreite abgeleitet. Er erhielt

$$\Delta\nu = \frac{\pi\Delta\nu_R^2}{P} h\nu \left(N_s + \frac{1}{2} \right), \quad (11.5.3)$$

wobei $\Delta\nu_R$ die Bandbreite des Resonators, P die Ausgangsleistung des Laser im stationären Betrieb pro Wellenform und N_s die Zahl der spontan emittierten Photonen pro Wellenform ist.

Man sieht, dass die Bandbreite des Lasers mit zunehmender Leistung abnehmen sollte. Setzt man typische Werte für einen extrem stabilisierten He-Ne-Laser $\Delta\nu_R \sim 10^7$ Hz, $P = 10^{-4}$ W, $h\nu = 3 \times 10^{-19}$ Ws, $N_s \sim 1$), so folgt $\Delta\nu \sim 0.4$ Hz oder $\Delta\nu/\nu \sim 10^{-18}$. Dieser Wert wurde bisher noch nicht erreicht, da äußere Störungen überwiegen.

11.5.4 Vergleich zwischen kontinuierlichen und gepulsten Lasern

Die Lebensdauer eines angeregten Zustands hängt von seinen Zerfallskanälen ab. Viele Laser können hinreichend kräftig gepumpt werden, so dass die Populationsinversion auch in Anwesenheit von stimulierter Emission und kontinuierlicher Lichtabstrahlung aufrechterhalten wird. Man spricht dann von einem *Continuous Wave (CW) Laser*. Andererseits wird ein angeregter Zustand generell eine kürzere Lebensdauer haben, wenn seine Emission stimuliert ist, als im natürlichen Umfeld. Wenn dann die Laseraktion einsetzt, ist es deshalb möglich, dass der angeregte Zustand schnell entvölkert wird und die Bedingung für die Populationsinversion nur für sehr kurze Zeit aufrechterhalten werden kann. Der Laser hört dann auf, kohärentes Licht abzustrahlen und man erhält einen *gepulsten Laser*. Einige Laser können sogar in beiden Betriebsarten betrieben werden.

Es gibt verschiedene Methoden, Laserpulse zu kontrollieren oder auszulösen, indem man die verschiedenen Faktoren, die die Verstärkung beeinflussen, verändert. Einige der wichtigsten sollen im Folgenden kurz vorgestellt werden:

Pulsbetrieb

Im Pulsbetrieb benutzt man eine gepulste Pumpquelle. Dazu können z.B. Xenon-Blitzlichtlampen benutzt werden, in denen kurzzeitig 10^6 W elektrische Leistung umgesetzt werden können, im stationären Betrieb dagegen nur etwa 10^3 W. Das bedeutet, dass man im Pulsbetrieb wesentlich höhere Pumpleistungen zur Verfügung hat. Dieses Verfahren wird z.B. beim Rubin-Laser eingesetzt.

Gütemodulation

Das Prinzip der Gütemodulation (Q -Switch) 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

Modenkopplung

Eine der wichtigsten Methoden zur Erzeugung kurzer Laserpulse ist die *Modenkopplung*. 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 Zykluszeit $T = \bar{L}/c$ transparent wird. Hierbei ist $\bar{L} = 2n\ell$ die optische Länge des Resonators (n ist der Brechungsindex und ℓ die geometrische Länge des Resonators).

Nach Gleichung (11.2.7) sind die Resonatormoden durch die Frequenzunterschiede $\delta\omega_q = 2\pi \frac{c}{\bar{L}}$ voneinander getrennt. Überlagert man j solcher Moden, so ist die resultierende Feldstärke durch

$$E(t) = \sum_q^{q+j-1} E_{q0} \sin(\omega_q t + \phi_q) \quad (11.5.4)$$

gegeben. Für den Spezialfall $E_{q0} = E_0$ und $\phi_q = 0$ lässt sich die Summierung leicht ausführen. Man erhält

$$E(t) = E_0 \sum_q^{q+j-1} \sin(\omega_q t) . \quad (11.5.5)$$

Diese Gleichung ist identisch zu der Summation bei der Vielstrahlinterferenz und der Beugung am Gitter und wir erhalten

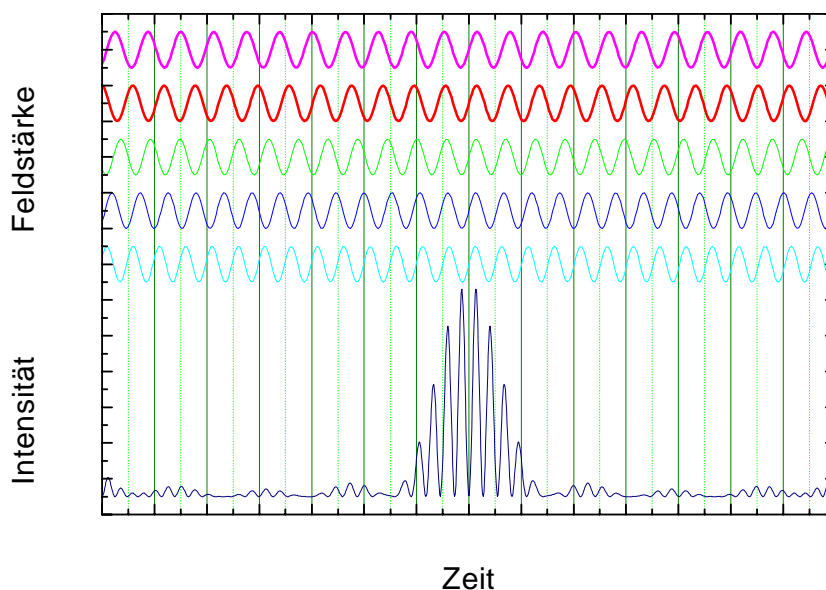


Abbildung 11.9: Zur Illustration der Modenkopplung: Die phasenrichtige Überlagerung von mehreren Sinuswellen (oben), die sich jeweils um die gleiche Frequenz $\delta\omega_R$ unterscheiden, ergibt einen kurzen Puls (unten).

$$E(t) = E_0 \sin[\omega_q t + (j-1)\delta\omega_R t/2] \frac{\sin(j \cdot \delta\omega_R t/2)}{\sin(\delta\omega_R t/2)}. \quad (11.5.6)$$

Die resultierende Feldstärke besteht aus einem schnell oszillierenden Anteil, der im Wesentlichen die Lichtfrequenz enthält, und in einem Anteil, der mit der Resonatorgrundfrequenz $\delta\omega_R$ oszilliert. Eine ähnliche Erscheinung tritt bei Lichtschwebungen auf.

Man kann zeigen, dass sich mit der Modenkopplung Pulsdauern

$$\Delta t \geq 1/\Delta\nu \quad (11.5.7)$$

erzielen lassen. Das bedeutet, dass man z.B. mit einem Neodym-Laser, dessen Bandbreite $\Delta\nu \simeq 10^2$ Hz beträgt, im Idealfall Pulsdauern von etwa 1 ps erreichen sollte. In der Praxis werden allerdings nur etwa 10 ps erreicht.

Eine ausführliche Zusammenstellung der Erzeugung und Anwendung von ultrakurzen Laserpulsen findet man in der einschlägigen Fachliteratur.¹⁶

¹⁶J. Herrmann, B. Wilhelmi, *Lasers for Ultrashort Light Pulses*, North Holland, Amsterdam (1987).
W. Kaiser ed., *Ultrashort Light Pulses*, Springer, Berlin, Heidelberg (1993).
C. Rullière, *Femtosecond Laser Pulses*, Springer, Berlin, Heidelberg (1998).

11.5.5 Lichtverstärkung im Photonenbild

Abschließend wollen wir noch eine kurze Bemerkung zum Verständnis der Lichtverstärkung im Photonenbild machen. In unserer bisherigen Darstellung hatten wir die Lichtverstärkung in einem Lasermedium im Wellenbild als Veränderung der Energiedichte (Photonendichte) in einer Lasermode behandelt. Dabei gab es keine Verständnisschwierigkeiten. Dies ändert sich, wenn man das reine Photonenbild verwenden will. Insbesondere ist es schwierig zu verstehen, warum das stimuliert ausgesandte Photon genau in die gleiche Richtung fliegt wie das stimulierende Photon. Dazu ist anzumerken, dass für das tiefere Verständnis des Lasers im Photonenbild noch eine weitere Eigenschaft von Photonen gehört: *Photonen sind Bosonen* und gehorchen als solche den Gesetzen der statistischen Physik, die sie dazu zwingen, alle das gleiche Phasenraumvolumen besetzen zu wollen. Phasenraum bedeutet hier Impuls- und Ortskomponenten. Das heißt, das induziert emittierte Photon hat nicht nur die gleiche Energie wie das stimulierende Photon, sondern es fliegt auch bevorzugt in die gleiche Richtung.

Zusammenfassung

- Ein Laser (Laser: **L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation) besteht im Wesentlichen aus drei Komponenten:
 - einem Lichtverstärker oder optisch aktiven Medium, in dem durch stimulierte Emission eine Lichtwelle verstärkt wird.
 - einem Rückkoppelmechanismus, der durch einen optischen Resonator realisiert wird, durch den die emittierte Lichtwelle in das optisch aktive Medium zurückgekoppelt wird. Im Resonator wird die vom aktiven Medium emittierte Strahlung in nur wenigen Moden gespeichert.
 - einem Verstärker oder Pumpsystem, mit dem dem aktiven Medium selektiv Energie zugeführt werden kann, um eine Besetzungsinversion zu erzielen.

- Um Laseroszillation zu erzielen, müssen folgende Bedingungen erfüllt sein:
 - Die Energiedichte $u(\omega)$ des Strahlungsfeldes im aktiven Medium muss groß genug sein, um die stimulierte Emission groß gegenüber der spontanen Emission von Strahlung zu machen:

$$u(\omega) \gg \frac{\hbar\omega^3}{c^3\pi^2}.$$

- Es muss eine genügend große Besetzungsinversion vorliegen:

$$n_2 - n_1 > \frac{d\omega}{t_0 \hbar \omega B} = \frac{\omega^2 d\omega}{t_0 c^3 \pi^2 A}.$$

Um diese Laserbedingung einfach erfüllen zu können, sollten die Resonatorverluste ($\propto 1/t_0$) klein und die Laserbandbreite $d\omega$ gering sein. Für hohe Frequenzen sind größere Besetzungsinversionen notwendig.

- Die Oszillationsfrequenzen des Lasers werden durch den Spektralbereich bestimmt, in dem das aktive Medium genügend große Verstärkung zeigt, und die Eigenfrequenzen des optischen Resonators.
- Eine Laseroszillation auf nur einer Schwingungsmode lässt sich im Allgemeinen nur durch zusätzliche wellenlängenselektive Elemente im optische Resonator erzielen, durch die die Laserbedingung für eine bestimmte Resonatormode erfüllt wird. Durch solche wellenlängenselektiven Elemente lässt sich die Wellenlänge des Lasers auch durchstimmen.
- Je nach Zahl der beteiligten Energieniveaus spricht man von Drei- (z.B. Rubin-Laser) und Vier-Niveau-Lasern (z.B. Nd-YAG-Laser).
- Abhängig vom Aggregatzustand des verwendeten aktiven Lasermediums spricht man von Festkörper- Flüssigkeits- oder Gaslasern.
- Bezüglich des verwendeten Pumpmechanismus unterscheidet man zwischen optisch und elektrisch gepumpten Lasern sowie chemischen Lasern.
- Kann die Laserschwelle nur durch eine gepulste Energiezufuhr für kurze Zeit erreicht werden, so kann der Laser nur im Pulsmodus betrieben werden (z.B. Nd-YAG-Laser, Excimer-Laser). Die Länge des Laserpulses ist durch die Dauer des Pumpimpulses begrenzt.

- Laser, für die die Laserschwelle kontinuierlich erreicht werden kann, nennt man Dauerstrichlaser oder cw-Laser (z.B. He-Ne-Laser).
- Sehr kurze Laserpulse (< 1 ps) können durch einen Güteschalter (Q -Switch) oder durch Modenkopplung erzielt werden.
- Die räumliche Divergenz des Laserstrahls wird durch die Anzahl der beteiligten transversalen Moden bestimmt. Ist nur eine transversale Mode beteiligt, so ist die räumliche Divergenz nur durch Beugungseffekte begrenzt und der Öffnungswinkel beträgt $\theta \sim \lambda/D$.

