

13 Laser

13.1 Einführung

13.1.1 Literatur

Es gibt eine Reihe von guten Lehrbüchern und Nachschlagewerken, welche Teile des hier behandelten Stoffes abdecken. Ohne den Anspruch der Vollständigkeit können folgende Werke empfohlen werden:

- F. K. Kneubühl, M. W. Sigrist : Laser, Teubner Studienbücher Physik (1999).
- D. Meschede : Optik, Licht und Laser, Teubner Studienbücher Physik (1999).
- A. E. Siegmann: Lasers; University Science Books, 1986.

13.1.2 Anwendungen von Lasern

Kurz nach den ersten erfolgreichen Demonstrationsexperimenten mit Lasern waren gerade die an der Entwicklung beteiligten Leute der Ansicht, dies sei zwar ein interessantes physikalisches Problem, aber eher von akademischem Interesse. So sagte Artur Schawlow, der 1981 den Nobelpreis für seine Arbeiten auf diesem Gebiet erhielt, in den 60er Jahren noch

Der Laser ist eine Lösung auf der Suche nach einer Anwendung.

Artur Schawlow, ca. 1960

Die Wahrnehmung zu dieser Frage änderte sich jedoch in den folgenden Jahren dramatisch.

Lasere werden heute in sehr unterschiedlichen Bereichen verwendet. Die volumenmäßig wichtigste Anwendung dürfte die Telekommunikation sein. Außerdem spielen sie eine wichtige Rolle in der Datenverarbeitung (DVD, CD, Drucker, ...), in der Unterhaltung (Light Shows), Medizintechnik, Materialverarbeitung, Messtechnik etc.

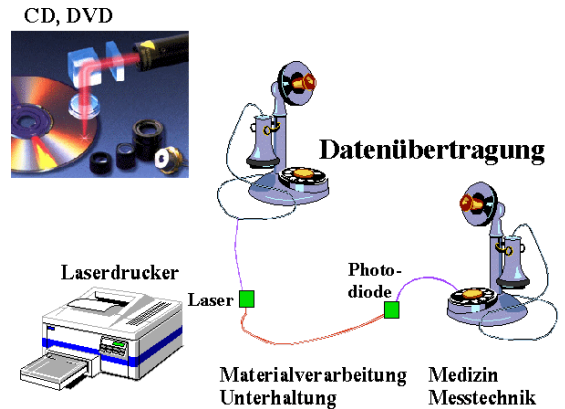


Abbildung 13.1: Anwendungen des Lasers.

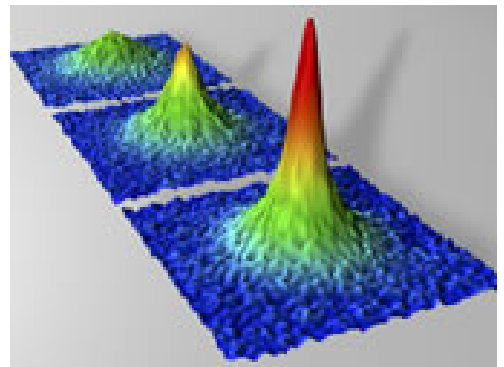


Abbildung 13.2: Bose-Einstein Kondensat

Auch in der Physik werden Laser für eine Reihe von nicht-spektroskopischen Anwendungen eingesetzt. Insbesondere die mechanischen Kräfte von Licht werden zunehmend verwendet, wie z.B. bei der Laserkühlung und der Herstellung von Bose-Einstein Kondensaten. Auch Großprojekte wie die Trägheits-Fusion oder Gravitationswellendetektoren wären ohne spezielle Laser nicht möglich.

Diese vielfältige Verwendung des Lasers trieb die Entwicklungsarbeit und führte dazu, dass uns heute auch für physikalische Experimente eine breite Palette von Lasern zur Verfügung steht. Außerdem stellt jeder dieser Bereiche ein mögliches Berufsfeld

für einen Laserphysiker dar.

13.1.3 Absorption und Emission

Der Name Laser ist eine Abkürzung

LASER = Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation.

Wir diskutieren deshalb zuerst die Grundlagen von Absorption und Emission.

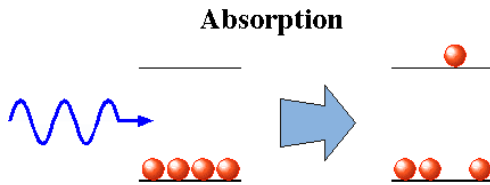


Abbildung 13.3: Absorption

In einem quantenmechanischen Bild wird bei der Absorption von Licht ein Photon vernichtet und dadurch ein materielles System aus einem niedrigen (meist aus dem Grundzustand) in einen energetisch höher liegenden Zustand gebracht. Daraus resultiert eine Abschwächung des Lichtes mit der Wahrscheinlichkeit

$$\frac{dI}{dz} = -\kappa I N_g,$$

wobei N_g die Population des Grundzustandes [N_g] = m^{-3} und κ den Absorptionsquerschnitt darstellt, mit der Einheit [κ] = m^2 .

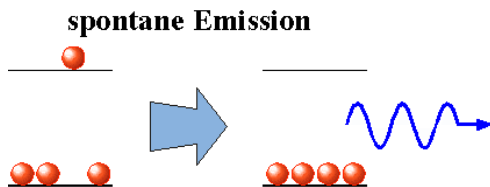


Abbildung 13.4: Spontane Emission

Beim inversen Prozess geht das System aus dem angeregten Zustand in den Grundzustand über und emittiert dabei ein Photon. Dieser Prozess kann ohne äußere Einwirkung stattfinden und wird dann als spontane Emission bezeichnet.

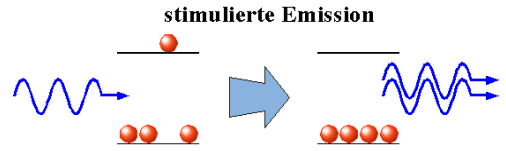


Abbildung 13.5: Stimulierte Emission.

Emission kann aber auch stimuliert erfolgen: in diesem Fall induziert ein Photon den Übergang. Das emittierte Photon wird dabei eine Kopie des einfallenden Photons. Insbesondere sind Polarisation, Phase und Impuls identisch für die beiden Photonen. Somit erfolgt in diesem Fall eine Verstärkung des einfallenden Lichtes

$$\frac{dI}{dz} = \kappa I N_e,$$

wobei N_e die Population des angeregten Zustandes darstellt.

13.1.4 Inversion und Verstärkung

Ein Laser verwendet mehrfache stimulierte Emission um ein intensives optisches Feld zu erzeugen. Dazu muss das Licht mehrfach durch ein verstärkendes Medium geschickt werden.

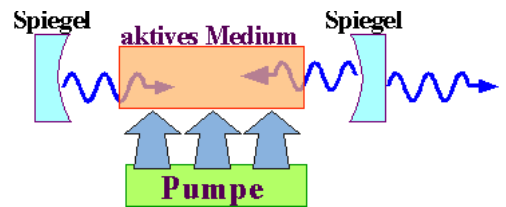


Abbildung 13.6: Funktionsprinzip des Lasers.

Neben dem aktiven Medium umfasst ein Laser weitere Elemente, so insbesondere Spiegel, welche einen Resonator definieren. Sie dienen dazu, den entstehenden Laserstrahl mehrfach durch das aktive Medium zu lenken, so dass die Verstärkung groß genug ist. Der Resonator wird nicht benötigt, wenn die Verstärkung bei einem einzelnen Durchgang groß genug ist. Dies ist jedoch nur bei wenigen Lasertypen der Fall, z.B. bei dem geplanten Freien Elektronen Laser am DESY. Weiterhin wird eine Pumpquelle benötigt, welche die Populationsinversion erzeugt.

Dazu kann man in besonders geeigneten Fällen elektrischen Strom verwenden. In vielen Fällen wird aber auch Licht verwendet, entweder von einer klassischen Blitzlampe oder von einem anderen Laser.

Das aktive Medium eines Lasers kann nur dann verstärken, wenn die Verstärkung aufgrund der induzierten Emission höher ist als die Abschwächung aufgrund der Absorption. Beide treten in einem gegebenen Medium mit der gleichen Wahrscheinlichkeit auf.

Über eine infinitesimale Strecke dz ändert das aktive Medium die Lichtintensität um

$$\frac{dI}{dz} = \kappa I (N_e - N_g).$$

Somit resultiert eine Verstärkung wenn $N_e > N_g$.

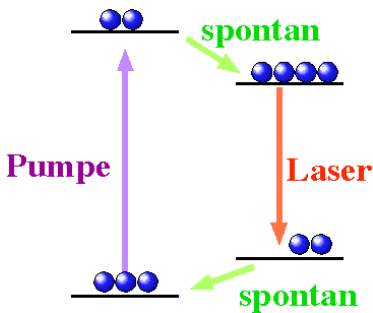


Abbildung 13.7: Laserzyklus.

Um eine Inversion zu erzeugen, muss dem System Energie zugeführt werden, um die Atome in den angeregten Zustand zu bringen. Dies kann nicht auf demjenigen Übergang geschehen, welcher für die Lasertätigkeit verwendet wird, sondern muss auf einem Übergang höherer Energie geschehen. Aus dem oberen Zustand des Pumpübergangs sollte das System mit hoher Effizienz in den oberen Zustand des Laserniveaus übergehen. Dieser Übergang kann z.B. ein Vibrationsübergang sein (z. B. im Ti:Sa Laser) oder er kann stoßinduziert sein (z.B. HeNe Laser). Die Population des unteren Laserzustandes muss ebenfalls durch spontane Prozesse wieder entleert werden, damit die Populationsinversion aufrecht erhalten bleibt. Dieser Prozess muss schnell genug sein, damit die Inversion erhalten bleibt.

13.1.5 Die Lasergleichung

Erreicht man auf diese Weise, dass das einfallende Licht verstärkt wird, so muss die Verstärkung zunächst die Verluste ausgleichen, welche in jedem Resonator anfallen, u.a. durch Absorption und Streuung, Beugungsverluste, sowie durch die Auskoppelung. Als einfaches Modell für die Verluste können wir annehmen dass bei jedem Umlauf im Resonator ein konstanter Anteil $-\Delta_L$ des Lichtes verloren geht. Pro Umlauf ändert sich dann die Intensität insgesamt um

$$\Delta I = I[\kappa d (N_e - N_g) - \Delta_L],$$

wobei d die Länge des aktiven Mediums darstellt. Verstärkung tritt demnach auf wenn

$$(N_e - N_g) > \frac{\Delta_L}{\kappa d}.$$

Positive Verstärkung führt zu einem exponentiellen Wachstum der Laserintensität solange die hier verwendeten Parameter konstant sind. Natürlich muss dafür zunächst eine nicht verschwindende Anfangsintensität vorhanden sein. Diese kommt durch die spontane Emission zustande, welche hier nicht berücksichtigt wurde.

Das exponentielle Wachstum der Laserintensität hält an, so lange die obige Gleichung gilt. Was hier noch nicht berücksichtigt wurde ist, dass die Emissionsprozesse auch die Populationen ändern. Durch die Zunahme der Laserintensität und der damit verbundenen Zunahme der induzierten Übergänge wird die Population N_e des angeregten Zustandes reduziert. Dadurch stellt sich schließlich ein Gleichgewicht ein wenn

$$(N_e - N_g) = \frac{\Delta_L}{\kappa d}.$$

Bei welcher Intensität dieses Gleichgewicht erreicht wird, hängt u.a. von der Pumpquelle ab, welche eine endliche Leistung besitzt. Es kann aber auch durch das Medium bestimmt werden: Da nur ein Teil der Pumpenergie in der Form von Laserlicht wieder auf dem Medium austritt, wird bei jedem Laserprozess im aktiven Medium auch Energie frei, was zu einer Erwärmung führt. Die erreichbare Leistung ist

deshalb häufig dadurch limitiert dass man das aktive Medium nicht mehr stärker pumpen darf, ohne Schäden zu erzeugen.

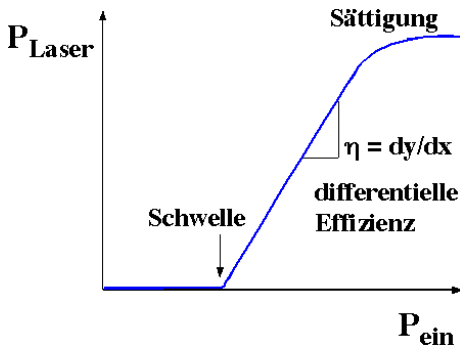


Abbildung 13.8: Ausgangsleistung vs. Eingangsleistung.

Eine typische Eingangs - Ausgangsleistungskurve enthält einen Bereich unterhalb der Laserschwelle, einen Bereich konstanter differentieller Effizienz und einen Bereich der Sättigung, wo die Ausgangsleistung kaum oder gar nicht mehr zunimmt.

13.1.6 Historische Entwicklung

- [1917](#) Albert Einstein liefert die erste theoretische Beschreibung der stimulierten Emission
- [1958](#) Vorschlag zur Verstärkung durch stimulierte Emission im optischen Bereich (A.L. Schawlow und C.H. Townes)
- [1959](#) Vorschlag zur Verwirklichung eines Gaslasers (A. Javan)
- [1959](#) Vorschlag zur Verwirklichung eines Halbleiterlasers (N.G. Basov , E.M. Wul, J.N. Popov)
- [1960](#) erster Festkörperlaser (Rubinlaser) (T.H. Maiman)
- [1961](#) erster He-Ne Laser (A. Javan, W. Bennett, D.R. Herriott)
- [1964](#) Nobelpreis an C.H. Townes , N.G. Basov , A.M. Prokhorov

„fundamental work in the field of quantum electronics, which has led to the construction of oscillators and amplifiers based on the maser-laser principle“

Abbildung 13.9: Entwicklung des Lasers.

Auf die Möglichkeit, einen Laser zu bauen, haben Schawlow und Townes 1958 hingewiesen. Die Entwicklung lief danach sehr schnell: nach nur 2 Jahren erfolgte die erste Demonstration. Die Möglichkeiten, die sich durch die neuartige Lichtquelle ergaben wurden schnell erkannt. Es wurden dementsprechend eine Reihe von weiteren Lasertypen ent-

wickelt, und parallel dazu wurden die neu entwickelten Geräte angewendet, z.B. in der Medizin. Nach nur 6 Jahren wurde diese Entwicklung mit dem Nobelpreis ausgezeichnet.

13.1.7 Eigenschaften von Laserlicht

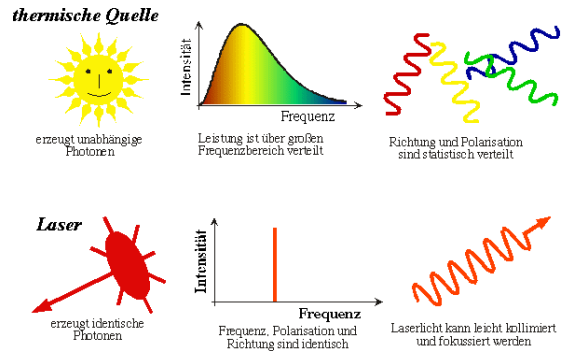


Abbildung 13.10: Eigenschaften von klassischem und Laserlicht

Während auch eine Lampe ein intensives Lichtfeld erzeugen kann, sind im Falle eines Wärmestrahlers die einzelnen Photonen unabhängig voneinander, während im Laser im Idealfall alle identisch sind. Die stellt den wichtigsten Unterschied zwischen einer klassischen Lichtquelle und einem Laser dar. Man kann dies auf verschiedene Weise ausnutzen.

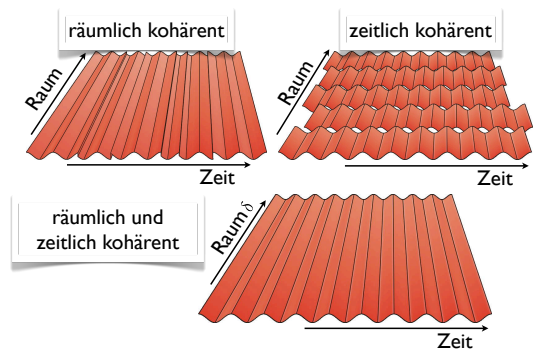


Abbildung 13.11: Zeitliche und räumliche Kohärenz.

Das Phänomen wird allgemein als Kohärenz bezeichnet; damit bezeichnet man wohl definierte Pha-

senbeziehungen. Sie kann quantifiziert werden als

$$K(\vec{\delta}, \tau) = \frac{\int d^3r dt E(\vec{r}, t) E^*(\vec{r} + \vec{\delta}, t + \tau)}{\int d^3r dt E(\vec{r}, t) E^*(\vec{r}, t)}$$

Diese erreicht eins für $(\delta = 0, \tau = 0)$ und nimmt mit zunehmendem zeitlichem und räumlichen Abstand ab. Die zeitliche Kohärenz sagt im Wesentlichen, dass das Laserfeld sehr monochromatisch ist, d.h. ein schmales Frequenzspektrum aufweist. Die räumliche Kohärenz ermöglicht Messungen, bei denen die Interferenz von unterschiedlichen Lichtfeldern genutzt wird. Dazu gehört u.a. auch die Fokussierung oder Kollimierung eines Laserstrahls.

13.2 Moden und Resonatoren

13.2.1 Longitudinale Moden

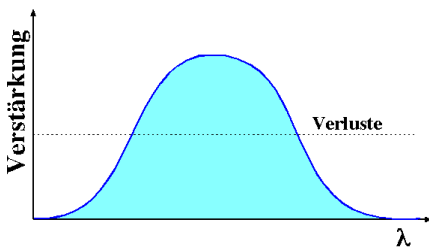


Abbildung 13.12: Die Verstärkung eines aktiven Mediums variiert mit der Wellenlänge.

Jedes aktive Medium eines Lasers besitzt eine gewisse Bandbreite, über welches es verstärken kann. Relevant ist hier insbesondere derjenige Bereich, in dem die Verstärkung die Verluste übersteigt. Man bezeichnet dies als die Verstärkungsbandbreite. In vielen Fällen will man aber möglichst schmalbandiges, also monochromatisches Licht erzeugen. Dann ist es nötig, die Bandbreite einzuschränken. Ein erster Schritt dazu ist automatisch gegeben durch die Struktur des Laserresonators.

Aufgrund der Randbedingungen (z.B. Knoten an den Spiegeln) besitzt jeder Resonator bestimmte Moden. Diese beschreiben die Lösungen der Maxwell Gleichungen für die gegebenen Randbedingungen.

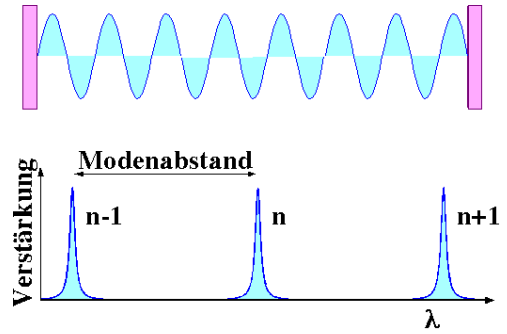


Abbildung 13.13: Resonatormoden

Für bestimmte Fälle hatten wir diese in PIII diskutiert. Der wichtigste Resonatortyp besitzt die gleichen Moden wie der Fabry-Perot Resonator (bekannt aus PIII). In einem eindimensionalen Modell kann man diese durch die Bedingung $L = n\lambda/2$ darstellen, wobei L die Länge des Resonators darstellt, n eine ganze Zahl und λ die Wellenlänge im Medium.

Normalerweise gibt es viele Moden innerhalb der Verstärkungsbandbreite, auf denen der Laser arbeiten kann. Bei einem Farbstofflaser z.B. beträgt die Verstärkungsbandbreite eines Farbstoffes je nach Farbstoff etwa 20 nm. Der Modenabstand liegt bei etwa 80 MHz. Somit befinden sich rund 200000 Moden im Bereich der Verstärkungsbandbreite.

Ein wirklicher Laser hat eine endliche Größe. Deshalb spielt auch die Divergenz des Laserstrahls und die transversale Verteilung der Intensität eine Rolle. Die meisten Laserresonatoren verwenden gekrümmte Spiegel, welche innerhalb des Resonators einen oder mehrere Foci erzeugen um einen möglichst hohen Anteil des Lichts im Resonator zu halten.

In der oberen Hälfte der Figur ist dargestellt, wie in einem idealen Resonator die Lichtintensität verteilt ist. Die Divergenz des Strahls wird durch die beiden Spiegel exakt kompensiert. Betrachtet man einen "Lichtpuls" (dargestellt als dünne Scheibe), so ist seine Ausdehnung nach einem Umlauf exakt gleich.

In der unteren Hälfte der Figur ist die gegenteilige Situation dargestellt: in diesem Fall verlässt ein Teil des Lichtes den Resonator, da es nicht auf den zweiten Spiegel trifft. Solche Resonatoren kann man nur in Systemen mit entsprechend hoher Verstärkung

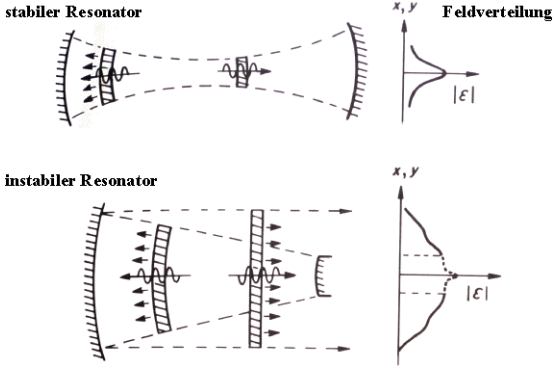


Abbildung 13.14: Stabiler und instabiler Resonator.

verwenden.

13.2.2 Transversale Moden

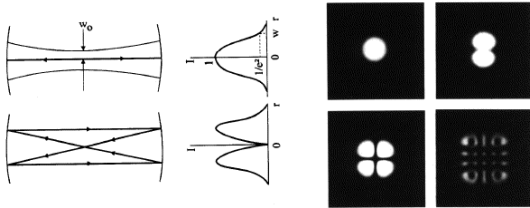


Abbildung 13.15: Transversale Moden

Neben der longitudinalen Modenstruktur besitzen Resonatoren auch eine transversale Modenstruktur. Die einzelnen Moden unterscheiden sich durch die Zahl der Knotenlinien (siehe rechte Bildhälfte). Die linke Bildhälfte stellt eine alternative Betrachtungsweise dar: bei höheren Moden muss das Licht als klassischer Strahl mehrere Umläufe durchführen, bis es sich wieder am Ausgangspunkt befindet.

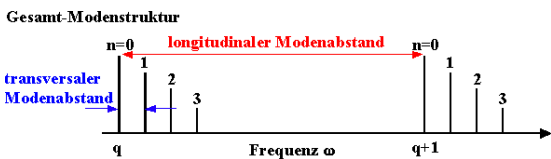


Abbildung 13.16: Frequenzspektrum von longitudinalen und transversalen Moden.

Genau wie die longitudinalen Moden besitzen auch die transversalen Moden unterschiedliche Frequenzen. Die Abstände zwischen diesen Moden können

je nach Resonatortyp größer oder kleiner sein als zwischen den longitudinalen Moden. In der Figur ist ein typischer Fall dargestellt: jede Mode wird jetzt durch eine longitudinale und zwei transversale Quantenzahlen spezifiziert. Für effiziente Laseroperation sollte nur die Grundmode (transversale Modenzahlen 00) angeregt sein.

Variable Modenstruktur in einem Ar-Ionen Laser

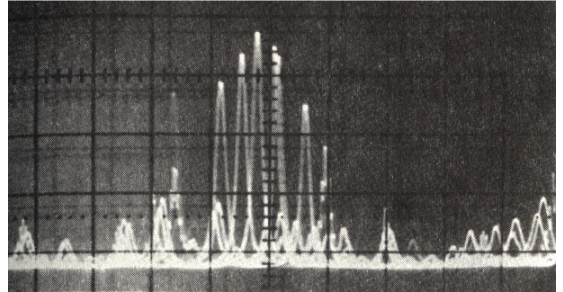


Abbildung 13.17: Modenstruktur eines Ar-Ionenlasers. Die überlagerten Bilder zeigen die Schwankungen auf.

Diese große Zahl von Lasermoden führt zu einer Reihe von unerwünschten Schwankungen: sind mehrere Moden gleichzeitig aktiv, so führt die Interferenz zwischen den Feldern mit unterschiedlichen Frequenzen zu einem Schwebungssignal, dem "mode-beating". Andere Effekte sind "mode-jumps": Der Laser springt von einer Mode auf eine andere.

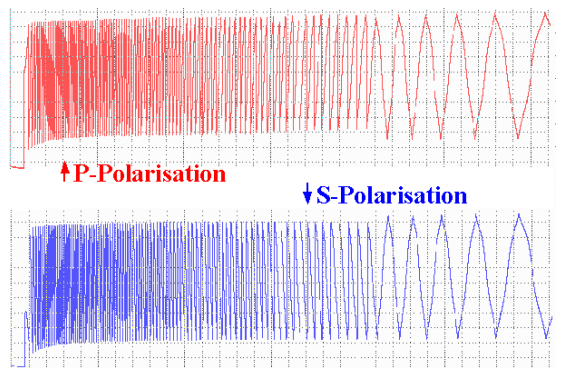


Abbildung 13.18: Polarisationsmoden in einem He-Ne Laser,

In diesem Beispiel sieht man sehr schön den Wechsel zwischen zwei Polarisationsmoden in einem HeNe Laser. Dabei handelt es sich um zwei Moden, wel-

che identische räumliche Struktur aufweisen (longitudinal und transversal), aber orthogonale Polarisati-on. Dies tritt in HeNe Lasern häufig auf, ist in an-deren Lasern aber eher untypisch: in den meisten Fällen enthält der Resonator Elemente, welche eine Polarisati-on bevorzugen (z.B. Fenster, die unter dem Brewsterwinkel orientiert sind). Dadurch wird die andere Polarisati-on effektiv unterdrückt.

13.2.3 Schmalbandige Laser

Wenn man den Laser so optimieren will, dass er nur auf einer Moden arbeitet und damit möglichst schmalbandiges Licht erzeugt, muss man weitere frequenzselektive Elemente in der Resonator bringen. Damit kann man erreichen, dass alle Photonen, welche vom aktiven Medium emittiert werden, in die gleiche Mode des Resonators emittiert werden. Im Idealfall haben sie somit alle die gleiche Frequenz. In der Praxis muss man mehrere solche frequenzselektiven Elemente kombinieren.

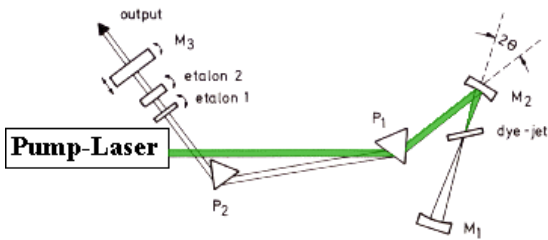


Abbildung 13.19: Resonator eines Farbstofflasers mit modenselektiven Elementen.

Abb. 13.19 stellt ein Beispiel dar: hier werden zwei Etalons, d.h. Platten unterschiedlicher Dicke in den Resonator gebracht. Für Wellenlängen, bei denen die Dicke der Etalons ein ganzzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge darstellt, wird die Transmission maximal. Eines dieser Transmissionsmaxima sollte mit der Wellenlänge der gewünschten Mode übereinstimmen. Der Abstand zwischen den Moden ist indirekt proportional zur Dicke des Etalons,

Meist benötigt man zusätzlich ein breitbandig ab-stimmbares Element. In diesem Beispiel wird dafür ein Prismenpaar verwendet, typischer sind ab-stimmbare Filter, wie z.B. ein Lyot-Filter. In der Figur ist

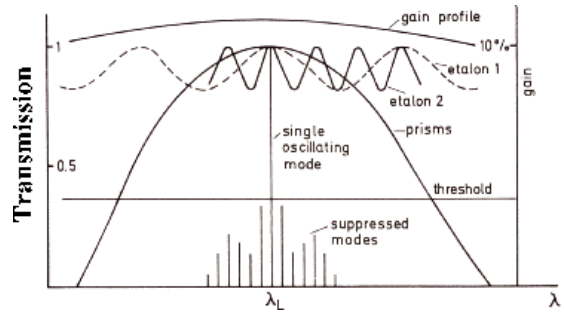


Abbildung 13.20:

dargestellt, wie man diese frequenzselektiven Ele-mente kombiniert, um eine Mode auszuwählen, wel-che dann allein über der Lasergrenze liegt.

Schema eines Farbstoff-Ringlasers

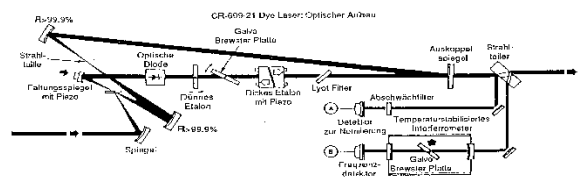


Abbildung 13.21: Schematischer Aufbau eines Farbstoff-Ringlasers.

Der Resonator sieht in einem solchen System des-halb häufig sehr viel komplexer aus, als auf dem einfachen Schema. In Abb. 13.21 ist ein Ring-Farbstofflaser der Firma Coherent dargestellt. Als aktives Medium dient ein Farbstoff molekül. Dieses wird in einer Flüssigkeit gelöst, welche durch den Resonator gepumpt wird. Dieses Zirkulationssystem ist die effizienteste Methode, um die Wärme abzu-führen.

In einem linearen Resonator erhält man stehende Wellen, welche Knotenlinien aufweisen. An diesen Stellen findet keine Verstärkung statt, da hier kei-ne Emission induziert werden kann. Es ist deshalb besser, Resonatoren mit umlaufenden Wellen zu ver-wenden. Dies ist möglich, wenn man den Resonator als Ring aufbaut und mit Hilfe einer "optischen Di-ode" eine der beiden Richtungen etwas abschwächt, so dass die andere Umlaufrichtung bevorzugt wird.

Mit Hilfe weiterer selektiver Elemente (Galvos, Eta-lons, Lyot Filter) stellt man sicher, dass eine einzel-ne Mode über die anderen dominiert. Läuft der La-

ser auf einer einzelnen Mode (“single-mode operation”), so kann man sich bemühen, die verbleibenden Frequenzschwankungen zu reduzieren um einen möglichst monochromatischen Lichtstrahl zu erhalten. Heute erreichbar sind in kommerziellen Systemen Linienbreiten im Bereich von ca. 1 MHz. In unserem Labor läuft ein System, dessen Linienbreite im Bereich von einigen kHz liegt, und Spezialsysteme erreichen Werte unterhalb von 1 Hz. Diese Werte müssen verglichen werden mit der Frequenz des Lichtfeldes von etwas weniger als 10^{15} Hz.

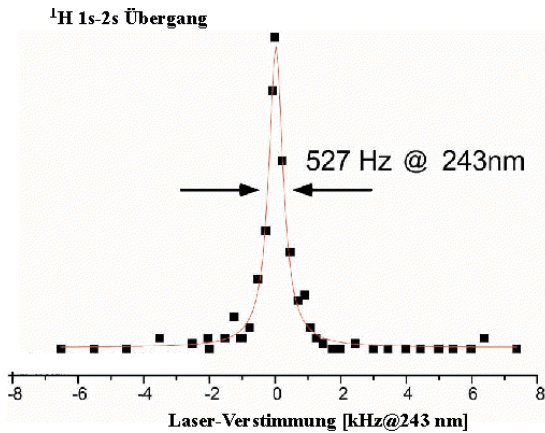


Abbildung 13.22: 1s-2s Übergang im ^1H -Atom.

In diesem Beispiel wurde ein schmalbandiger Laser verwendet um den 1s-2s Übergang des Wasserstoffatoms zu vermessen. Der Übergang ist besonders interessant weil er sich theoretisch recht gut berechnen lässt und über eine präzise Messung einige Naturkonstanten wie z. B. die Rydbergkonstante, den Lamb-Shift oder die Feinstrukturkopplungskonstante α bestimmt werden können.

13.2.4 Pulslaser

In anderen Fällen möchte man möglichst kurze Laserpulse erzeugen. Dies erlaubt einerseits hohe Spitzenleistungen, andererseits gibt dies die Möglichkeit, schnelle Phänomene zu untersuchen. Mit Laborsystemen (“table-top”) kann man heute Leistungen von einigen Terawatt (10^{12} W) erreichen, während einzelne Lasersysteme bis in den Petawatt Bereich (10^{15} W) vorstoßen. Hier bemüht man sich also, dafür zu sorgen, dass alle Photonen zur gleichen

Zeit erzeugt werden. In der Praxis wichtiger ist wohl die Möglichkeit, schnelle Prozesse im Bereich von einigen fs zu untersuchen.

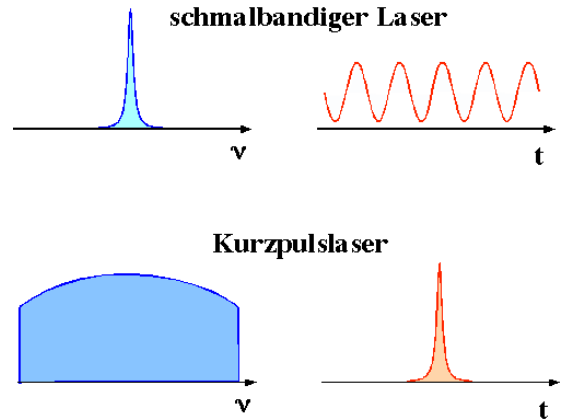


Abbildung 13.23: Verteilung der Laserpulse im Frequenz- und Zeitraum.

Bei einem schmalbandigen Laser bedingt eine schmale Verteilung im Frequenzraum eine kontinuierliche Operation: das Feld muss eine breite Verteilung im Zeitraum aufweisen. Bei einem Kurzpulslaser hat man umgekehrt eine schmale Verteilung im Zeitraum. Aus den Eigenschaften der Fouriertransformation ist somit klar dass die Verteilung im Frequenzraum breit sein muss ($\Delta\nu\Delta t > 1$). Ein Puls von 10 fs Dauer bedingt eine Frequenz-Unschärfe von 10^{14} s^{-1} und damit bei einer Wellenlänge von 800 nm etwa ein 200 nm breites Spektrum. Damit Licht mit einem so breiten Spektrum erzeugt werden kann, muss das aktive Medium ein entsprechend breites Verstärkungsprofil besitzen.

Die einfachste Möglichkeit, kurze Pulse zu erzeugen, ist die Verwendung kurzer Pumppulse. Das klassische Beispiel dafür ist ein Blitzlampengepumpter Rubinlaser. Damit erhält man Pulse mit hoher Energie; allerdings sind sie nicht besonders kurz und die Pulsform ist sehr unregelmäßig. Diese “Spikes” stellen Oszillationen dar: die Lichtleistung steigt exponentiell an, wenn eine Inversion vorhanden ist. Durch die zunehmende Laserintensität steigt die stimulierte Emissionsrate, die Inversion wird abgebaut und die Verstärkung geht zurück. Die Zeitkonstante dieses Prozesses wird dominiert durch die Umlaufs- und Zerfallszeit des Laserresonators.