

Vorlesung 19:

Roter Faden:

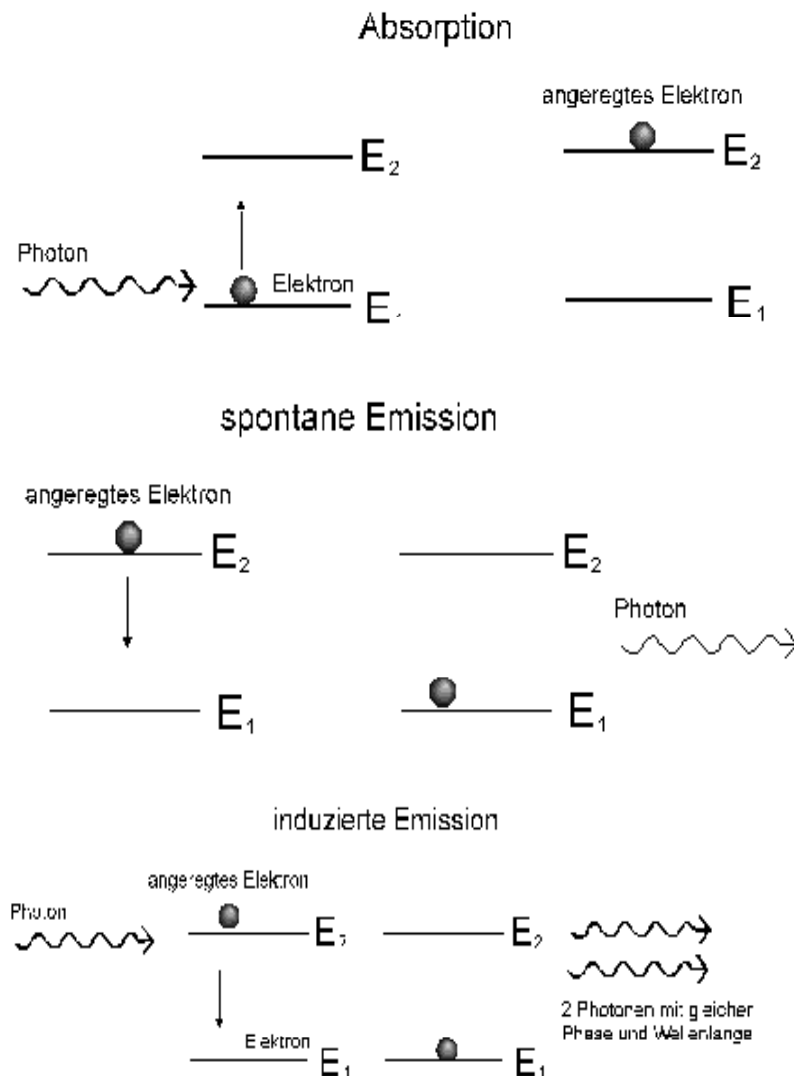
Laser

Folien auf dem Web:

<http://www-ekp.physik.uni-karlsruhe.de/~deboer/>

**Siehe auch: Demtröder, Experimentalphysik 3,
Springerverlag**

Prinzip eines Lasers



Das Wort Laser ist eine
Abkürzung für Light
Amplification by Stimulated
Emission of Radiation

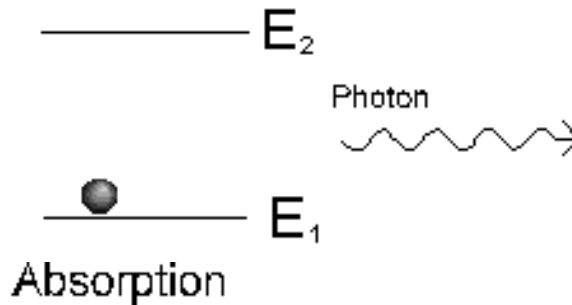
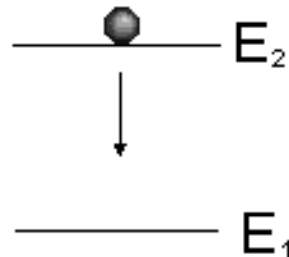
Für den Laser spielen drei
Wechselwirkungen zwischen
Atomen und Photonen eine
Rolle:

Absorption,
spontane Emission und
induzierte Emission

Bildliche Darstellung der möglichen Übergängen bei Schwarzkörperstrahlung

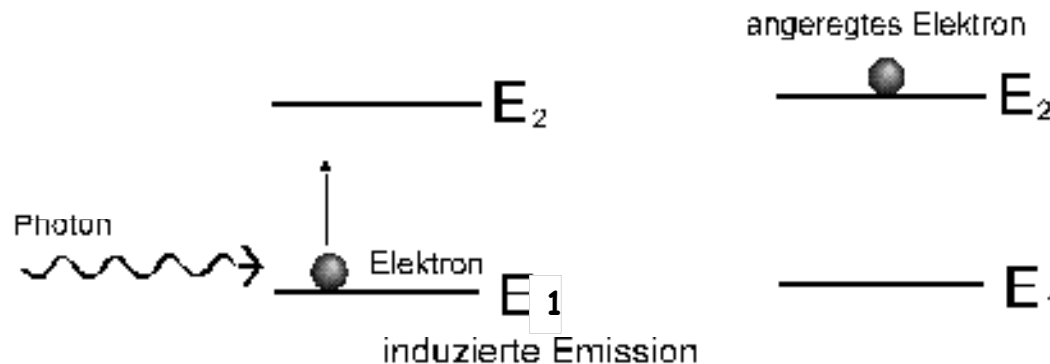
spontane Emission

angeregtes Elektron



$$dN_{21} = A_{21} N_2 dt$$

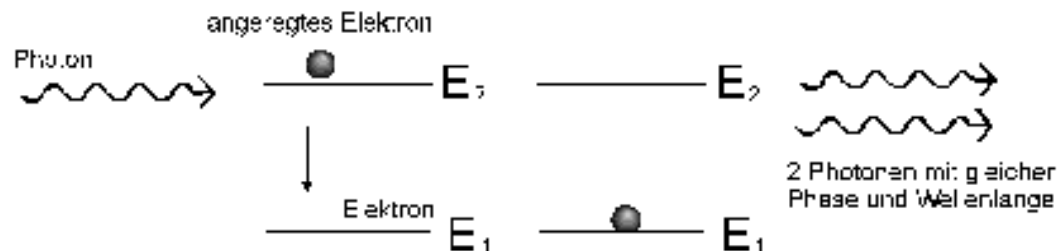
N_1, N_2 sind die Besetzungszahlen



$$dN_{12} = B_{12} u(\nu) N_1 dt,$$

$u(\nu)$ = Dichte der Photonen;

A_{21}, B_{21}, B_{12} sind die Einsteinkoeffizienten



$$dN_{21} = B_{21} u(\nu) N_2 dt$$

2 Photonen mit gleicher Phase und Wellenlänge

Herleitung der Planckschen Streuformel nach Einstein (VL4)

Induzierte Emission: $dN_{21} = B_{21} u(\nu) N_2 dt$

Spontane Emission: $dN_{21} = A_{21} N_2 dt$ (unabhängig von der Dichte der Photonen)

Im thermischen Gleichgewicht: $dN_{12} = dN_{21}$ oder $\frac{N_2}{N_1} = \frac{B_{12} u(\nu)}{A_{21} + B_{21} u(\nu)} \quad (1)$

Im thermischen Gleichgewicht sind die Besetzungszahlen

auch durch die Boltzmann-Statistik gegeben: $\frac{N_2}{N_1} = \frac{\exp(\frac{-E_1}{kT})}{\exp(\frac{-E_2}{kT})} \quad (2) \quad \text{Boltzmann}$

Aus (1) + (2) = (3):

$$u(\nu) = \frac{A_{21}}{B_{12} \exp(\frac{h\nu}{kT}) - B_{21}}$$

Randbedingungen:

- $T \rightarrow \infty$ ergibt $u(\nu) \rightarrow \infty$. Nach (3) kann $u(\nu)$ nur ∞ werden

Emissionswahrscheinlichkeit=
Absorptionswahrscheinlichkeit

$$B_{12} = B_{21}$$

- Bei kleinen Frequenzen : $u(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} kT$ (RJ-Gesetz), dann gilt:

$$u(\nu) = \frac{A_{21}}{B_{12}} \frac{kT}{h\nu} \rightarrow \left| \frac{A_{21}}{B_{12}} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \right| \quad (4) \quad \text{Spontane /induzierte Emission} \propto \text{Frequenz hoch drei !!!!!!!!!!!}$$

Aus (3) und (4) :

$$u(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{\exp(\frac{h\nu}{kT}) - 1}$$

Im Mikrowellenbereich überwiegt induzierte Emission

$$dN_{21} = A_{21}N_2dt = \text{spontane Emission} = P_s$$

$$dN_{21} = B_{21} u(\nu)N_2dt = \text{induzierte Emission} = P_i$$

$$P_s/P_i = A_{21}/B_{21}u(\nu) = \exp(\hbar\omega/kT) - 1$$

Bei Hohlraumstrahlung bei hohen Temperaturen $\hbar\omega/kT$ meistens $\gg 1$, so $P_s/P_i \gg 1$

**Bei Zimmertemperatur und Mikrowellenbereich (1000 MHz) $\hbar\omega/kT \approx 10^{-4}$, so
spontane Emission $\ll$ induzierte Emission**

Kohärente und Inkohärente Strahlung

Hohlraumstrahlung: inkohärent, weil Atome unabhängig strahlen, d.h. Phasen willkürlich.
 $I \propto \text{Anzahl Photonen } N E^2$, wobei E = elektr. Feld

Kohärente Strahlung: Alle Photonen in Phase,
 E -Felder addieren sich zu NE ,
 $I \propto (NE)^2 \propto (\text{Anzahl Photonen})^2$

Stimulierte Emission IST kohärent !! QM Effekt.
Klassisch: Photon stimuliert maximal, wenn E -Feld max. ist, d.h. bei fester Phase

Wie kriegt man stimulierte Emission >> spontane Emission und Absorption?

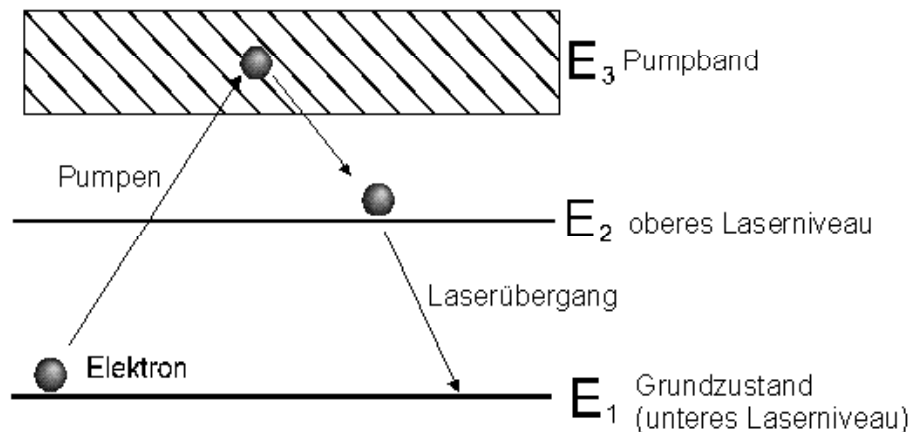
Stimulierte Emission >> spontane Emission, wenn $\hbar\omega/kT \ll 1$

Stimulierte Emission >> Absorption, wenn
 $N_2 \gg N_1$ (Besetzungsinversion (BI))
Nicht möglich im thermischen
Gleichgewicht. Dann $N_2/N_1 = \exp(-\Delta/kT)$ (Boltzmann)
Hohe Temp. $N_2/N_1 \rightarrow 1$ Tiefe Temp. $N_2/N_1 \rightarrow 0$
Nie $\gg 1$.

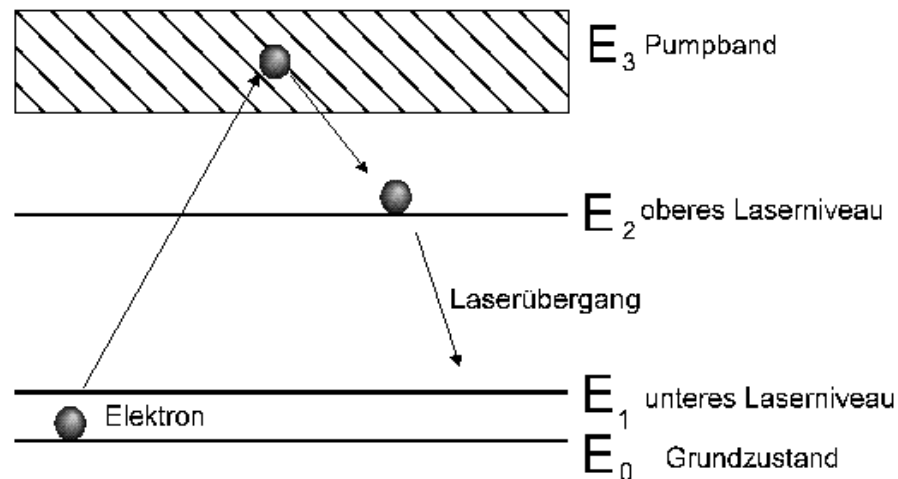
Trick: brauche langlebiges Niveau, dass durch Einstrahlung besetzt wird und wegen langer Lebensdauer nicht sofort in den Grundzustand zurückgeht. Dann kohärente induzierte Emission möglich, die sogar bei den sehr hohen Frequenz des sichtbaren Lichts zu sehr intensen Laserstrahlung führt.

Pumpen eines Lasers

Pumpen eines 3-Niveau-Lasers



Pumpen eines 4-Niveau-Lasers



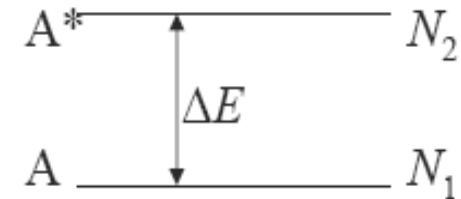
Um die Elektronen in einen angeregten Zustand zu bringen, muß der Laser "gepumpt" werden. Dies kann z.B. durch Gasentladung, Licht oder anderen Laser geschehen. Bei einem 3-Niveau-Laser wird dabei ein Elektron in ein noch höheres Energieniveau gebracht und fällt dann wieder auf das Energieniveau E_2 zurück (siehe Skizze). Die dabei entstehende Energie wird als Wärme abgegeben.

Freq. des Lasers:

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$$

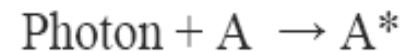
Laser

Atom mit Grundzustand A, angeregtem Zustand A*,
im starken Lichtfeld mit $\hbar\omega = \Delta E$:

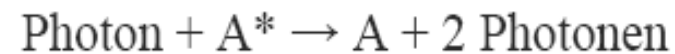


Wenn spontane Emission vernachlässigt:

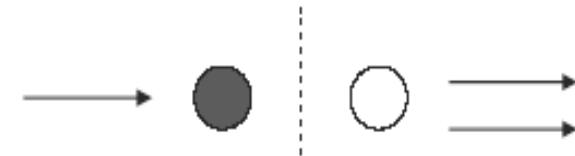
Anregung durch stimulierte Absorption:



Abregung durch stimulierte Emission:



Bei Abregung wird Photonenzahl verdoppelt,
und zwar jeweils in Vorwärtsrichtung



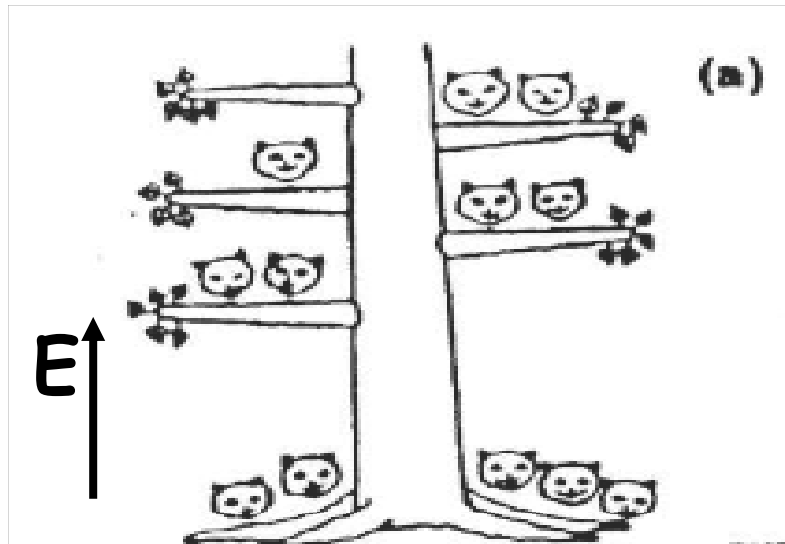
Wenn anfangs alle Atome im angeregten Zustand sind,
dann ist im Prinzip eine "**Kettenreaktion**" möglich

$$1 \rightarrow 2 \rightarrow 4 \rightarrow 8 \rightarrow \dots \rightarrow 2^n \text{ Photonen}$$

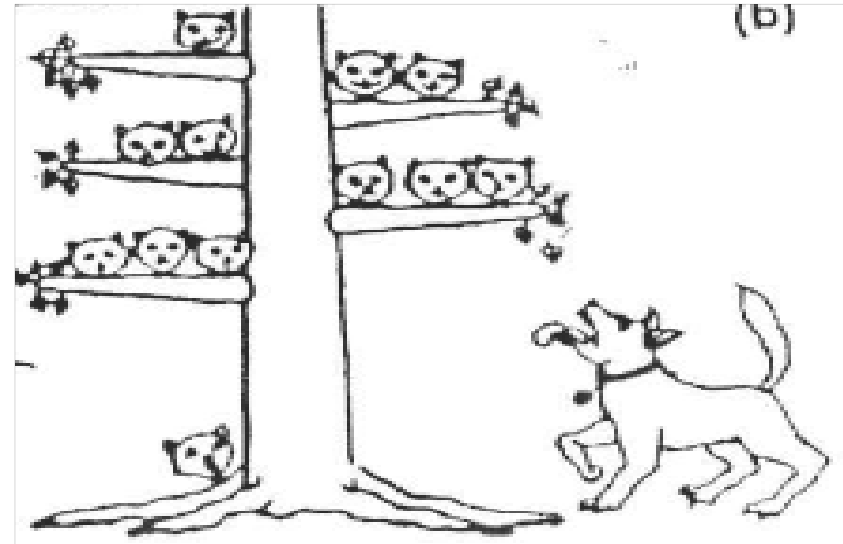
LASER = Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation

(vgl. Kernreaktor: $1 \rightarrow 2 \rightarrow 4 \rightarrow 8 \rightarrow \dots \rightarrow 2^n$ Neutronen)

Besetzungsinversion



Besetzung gegeben durch Boltzmannverteilung:
 $N(E) \propto \exp(-E/kT)$
 k =Boltzmannkonstante



Durch externe Kräfte ("Pumpen") kann thermisches Gleichgewicht gestört werden und Besetzungsinversion erzeugt werden.

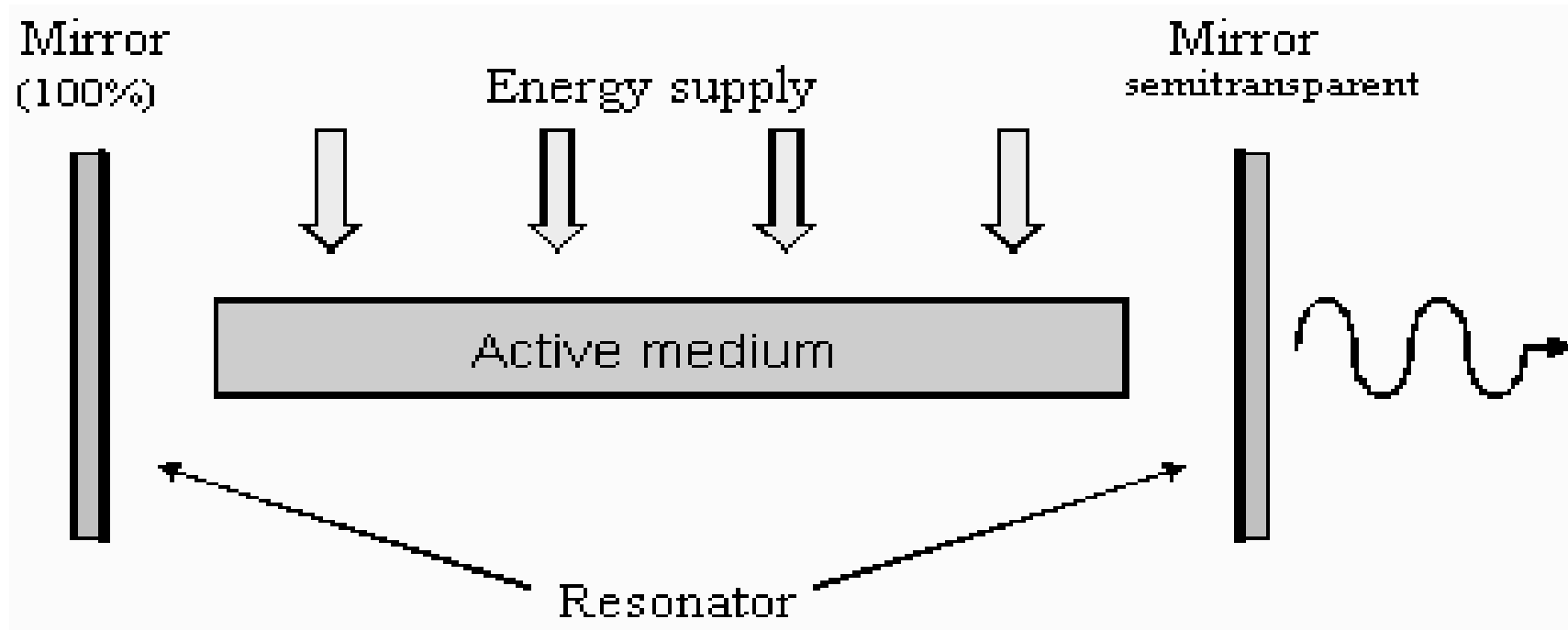
Laser: Ast bricht und alle Katzen fallen in den Grundzustand.

Bei Atomen: kohärenter Lichtblitz.

Voraussetzung für Lasermaterial: angeregte Niveaus mit

- 1) langer Lebensdauer (damit Pumpen effektiv wird)
- 2) geringer Energie-Unschärfe (damit Energie nicht über viele λ verteilt wird)

Aufbau eines Lasers



**3 Komponenten: Medium mit metastabilen Energieniveaus
Resonator mit Spiegeln
Energiequelle zum Pumpen**

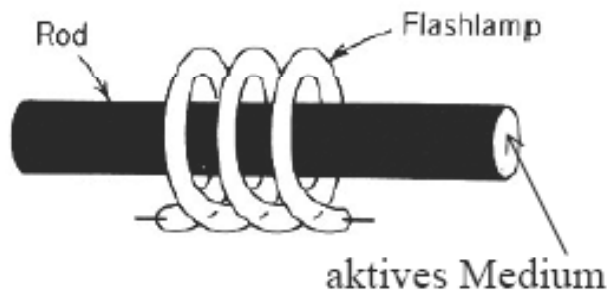
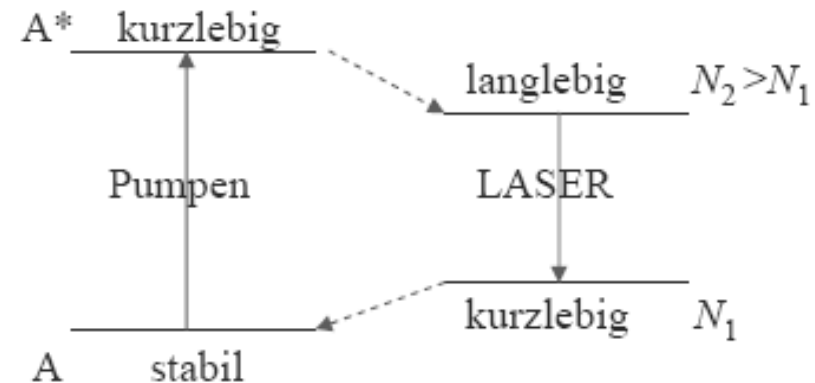
Pumpen eines Mehr-Niveau Lasers

aber: im Boltzmann-Gleichgewicht ist immer

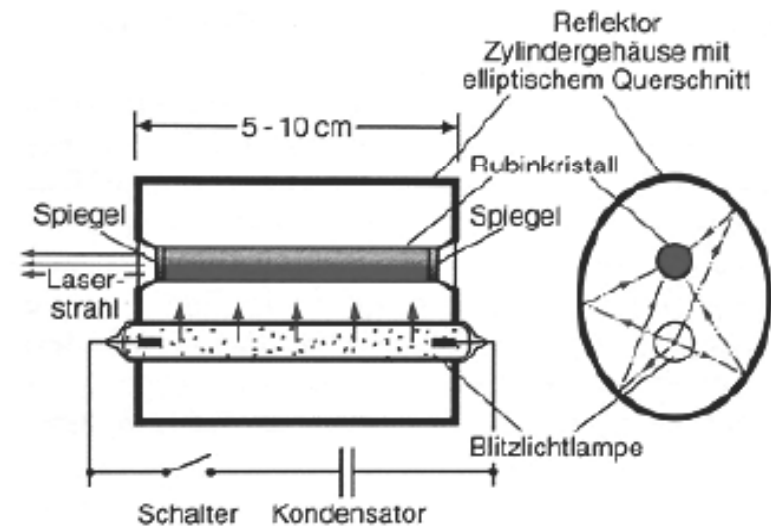
$$N_2 = N_1 \exp(-\Delta E/kT) \leq N_1$$

Abhilfe **Mehr-Niveau Laser:**

Besetzungsumkehr wird aufrecht erhalten durch **Pumpprozess**,
z.B. mit starker Lampe:



oder:



Zusammenfassung des Laserprinzips

In einem Laser werden zunächst durch das sogenannte "Pumpen" Elektronen in einem Medium auf ein höheres Energieniveau gebracht. Es müssen sich mehr Elektronen im angeregten Zustand befinden als im unangeregten. Diesen Zustand nennt man Besetzungsinversion.

Wird nun durch die spontane Emission ein Photon frei, löst dieses durch die induzierte Emission eine "Kettenreaktion" aus. Die erzeugten Photonen besitzen günstigerweise alle die gleiche Wellenlänge und Phase. Um den Effekt zu verstärken werden normalerweise Spiegel auf beiden Seiten des Mediums platziert. Einer von ihnen ist nicht vollständig verspiegelt und läßt einen geringen Teil des Lichts passieren. Das Licht wird nun zwischen beiden Spiegeln hin- und herreflektiert und erzeugt weitere induzierte Emissionen. Der erzeugte Laserstrahl tritt durch den Halbspiegel aus.

Eigenschaften des Laserlichts

1. hohe Monochromie : $\frac{\Delta\nu}{\nu} \ll 10^{-15}$ ($\Delta\nu \approx 1 \text{ Hz}$)
2. Räumliche und zeitliche Kohärenz, d.h. alle Photonen haben **am** jeden Ort und zu jedem Zeitpunkt die *gleiche* Phase $\rightarrow$ Lichtwellezug mit einer Länge l , der nicht begrenzt ist durch stehende Wellen im Laser, sondern
 $l = \frac{c}{\Delta\nu} \approx 3 \times 10^8 \text{ m}$ für : $\Delta\nu \approx 1 \text{ Hz}$, d.h. Abschwächung der Intensität durch Interferenzen erst nach $3 \times 10^8 \text{ m}$!
3. Starke Bündelung (begrenzt durch Beugung am Fenster)
4. Ultrakurze Pulse (10^{-13} s) und hohe Intensität $\rightarrow$ hohe Leistung (MW!)

Warum hat Laserlicht diese ungewöhnliche Eigenschaften?

1. Monochromasie bedingt durch die Energieunschärfe der Laserniveaus : wenn die Lebensdauer τ sehr groß ist, dann gilt nach der Unschärferelation:
$$\Delta E = \frac{h}{\Delta t} = \frac{h}{\tau} \text{ sehr klein.}$$
2. Die Kohärenz ist eine quantenmechanische Eigenschaft: die stimulierte Emission ist maximal, wenn die Wellenfunktion des Photons und des Elektrons in Phasen sind.

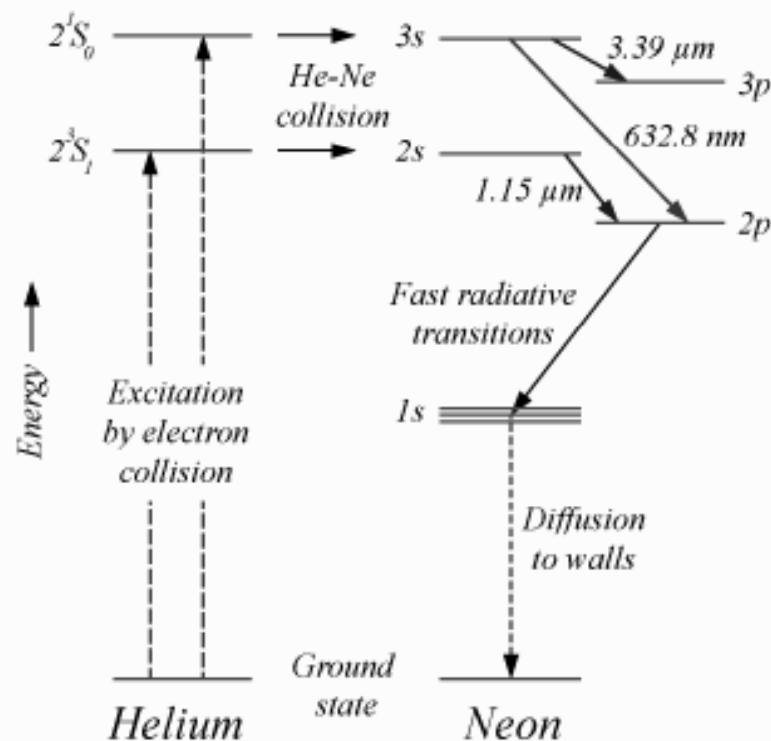
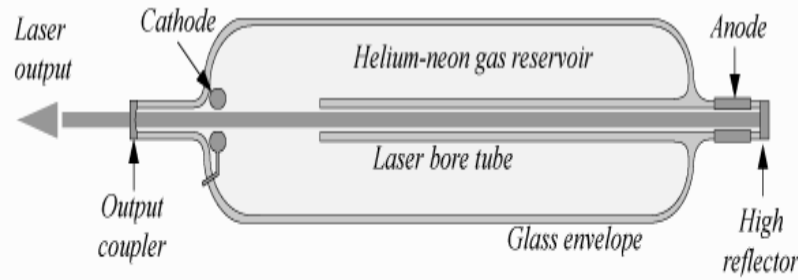
Durch Kohärenz des Lichts werden die AMPLITUDEN der Photonen addiert $\rightarrow$

Bei N Photonen $\rightarrow$ Amplitude NA_0

Intensität $\propto N^2 A_0^2 = N^2 I_0$.

Bei inkohärenten Quellen (Glühbirne) : $\propto NI_0$ ($\propto$ Anzahl der Photonen)

Konkretes Beispiel: He-Neon Laser



Lasermedium:
1 mbar He+Ne (1:7)

Angeregte metastabile He 2^3S_1 Niveaus hat fast gleiche Energie wie Ne*.

Daher können He Atome abregen durch Stöße mit Ne und dadurch Ne anregen!

Lasern durch induzierte Emission nach mehreren niedrigeren Energieniveaus möglich.

Beschreibung He-Neon Laser

The laser process starts with collision of electrons from the electrical discharge with the helium atoms in the gas. This excites helium from the ground state to the 2^3S_1 and 2^1S_0 long-lived, metastable excited states. Collision of the excited helium atoms with the ground-state neon atoms results in transfer of energy to the neon atoms, exciting them into the 2s and 3s states. This is due to a coincidence of energy levels between the helium and neon atoms. This process is given by the reaction equation:

$\text{He}^* + \text{Ne} \rightarrow \text{He} + \text{Ne}^* + \Delta E$ where (*) represents an excited state, and ΔE is the small energy difference between the energy states of the two atoms, of the order of 0.05 eV. Spontaneous emission between the 3s and 2p states results in emission of 632.8 nm wavelength light, the typical operating wavelength of a HeNe laser.

The gain bandwidth of the laser is dominated by Doppler broadening, and is quite narrow at around 1.5 GHz. This, along with the visible output and excellent beam quality possible from these lasers, makes the HeNe a useful source for holography and as a reference for spectroscopy. Other applications include use in barcode scanners

Laserbedingung

— Die Anzahl der Photonen ändert sich durch

- Stimulierte Emission $\rightarrow \dot{n} = +W N_2 n$
- Absorption $\rightarrow \dot{n} = -W N_1 n$
- spontane Emission $\rightarrow \dot{n} = W^1 N_2$
(unkorrelierte Emission = “Rauschen” des Lasers)
- Verluste durch Austritt : $\dot{n} = -\frac{n}{t_0}$, wobei t_0 die Lebensdauer der Photonen im Laser ist

Ohne Rauschen :

$$\frac{dn}{dt} = W(N_2 - N_1)n - \frac{n}{t_0}$$

$$W = \frac{1}{V D(\nu) \Delta \nu \tau},$$

wobei :

$D(\nu) \Delta \nu$ = Anzahl der stehenden Wellen im Laservolumen V

τ = Lebensdauer des oberen Laserniveaus

$$D(\nu) = 8\pi \frac{\nu^2}{c^3} \text{ (Jeans)}$$

$\dot{n} > 0$, wenn

$$\boxed{\frac{N_2 - N_1}{V} > \frac{8\pi \nu^2 \Delta \nu \tau}{c^3 t_0} \text{ notwendige Inversion pro Volumen}}$$

Bei guten Lasermaterialien wird die rechte Seite recht klein.

Schwellwert

Wenn die Photonen-Verluste vor dem nächsten Verdopplungsschritt $< 50\%$ sind, dann kann 'Kettenreaktion' aufrecht erhalten werden.

(mittlere Weglänge ξ für Verluste $>$ Weglänge ζ für stimulierte Emission)

Photonen-Verlustrate sei $\gamma = 1/\xi$,

d.h. **ohne** Laserwirkung:

$$dn/dz = -\gamma n$$

$$n(z) = n(0) \exp(-\gamma z)$$

mit Laserwirkung, und $z=ct$:

$$dn/dz = dn/c \cdot dt = (\alpha/c - \gamma) n,$$

mit $\alpha = 2(N_2 - N_1)g(\omega)B_{12} (= c/\zeta)$

$n(z) = n(0) \exp((\alpha/c - \gamma)z)$ wächst an, wenn

Schwellwert-Bedingung erfüllt: $\alpha > \gamma c$ (d.h. $\xi > \zeta$), oder

$$N_2 - N_1 > \frac{\gamma c}{2B_1 g(\omega)} \quad \sim \text{Kritikalität beim Kernreaktor}$$

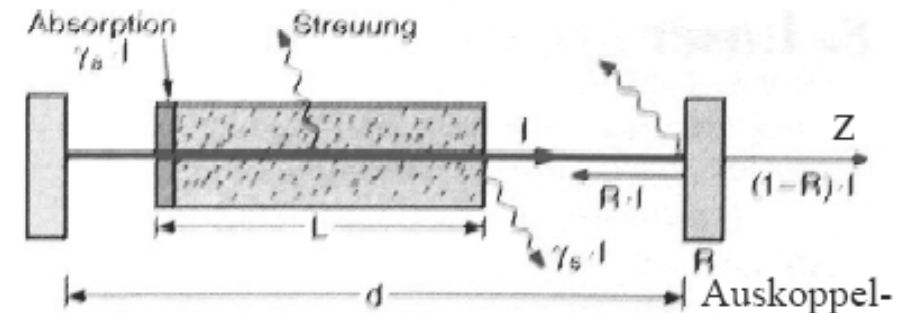


Abb. 8.4. Zur Illustration der Verluste eines Lasers
plus Beugungsverluste

Resonator

Resonator

Schwellwert-Bedingung ist nur zu erfüllen mit **optischem Resonator**. Dieser ist sehr effektiv wegen stimulierter Emission in Vorwärtsrichtung (entlang Resonatorachse z)

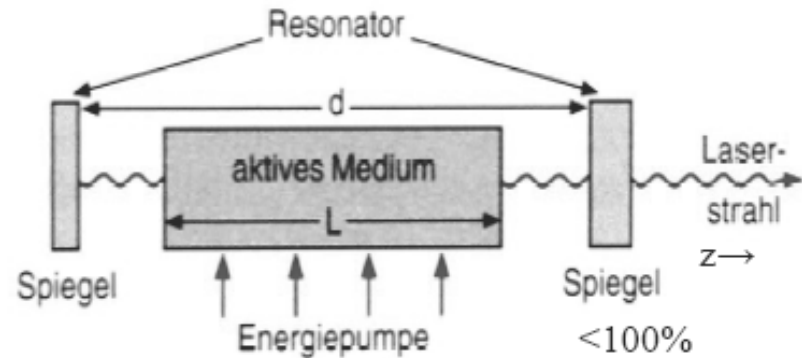
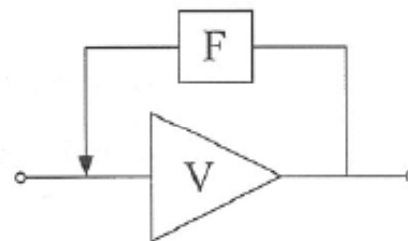
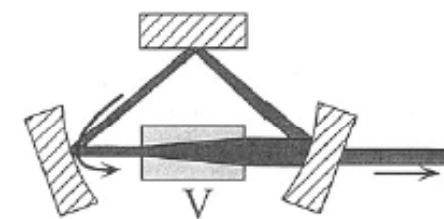


Abb. 8.1. Aufbauprinzip eines Lasers

Laser =
Amplifier



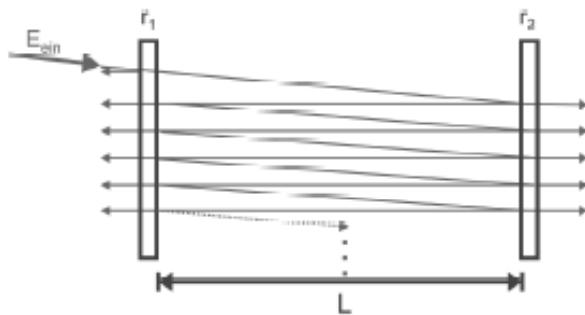
elektronischer Oszillator



Laser-Oszillator

Resonatormoden

Resonator-Moden



$L = n\lambda/2 = nc/2\nu$,
d.h. $\nu = nc/2L$, $n = 1, 2, 3, \dots$:
äquidistantes Eigenfrequenz-Spektrum

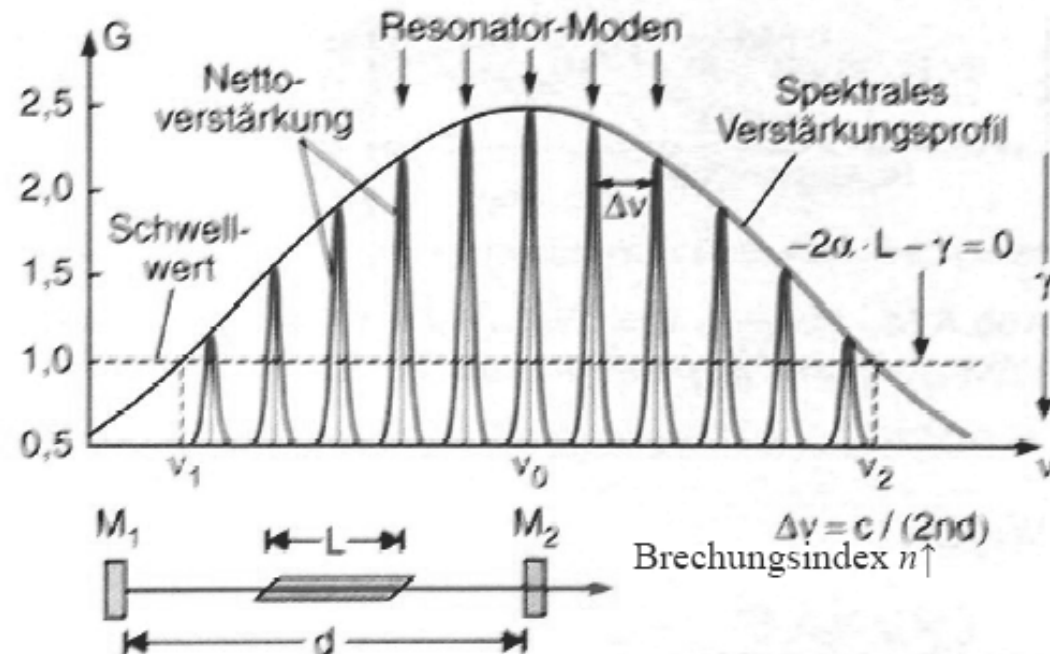


Abb.8.18. Nettoverstärkung G innerhalb des dopplerverbreiterten Verstärkungsprofils des aktiven Mediums. Die senkrechten schwarzen Linien innerhalb der Resonanzmaxima des Resonators geben die Oszillationsfrequenzen eines Mehrmodenlasers an, bei dem die Transversalmoden unterdrückt wurden

Einmodenlaser

Ein- Moden Laser

Ausgangsspektrum =

Resonatormoden

- × Verstärkungskurve
- × Schwellwertbedingung
- × Durchlasskurve des frequenzselektiven Elements

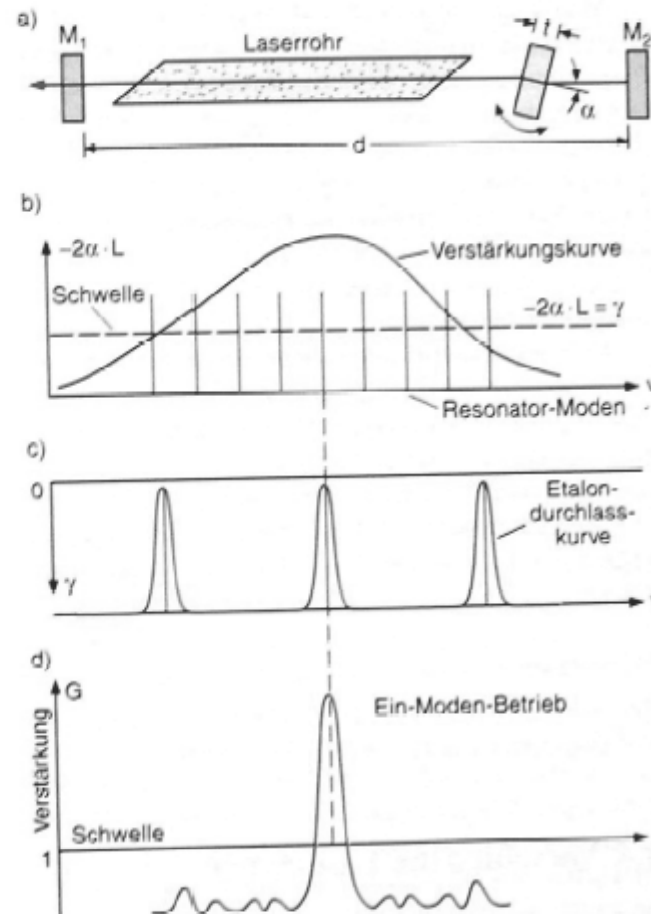


Abb. 8.19a–d. Selektion einer einzigen Fundamentalmode durch ein Etalon im Laserresonator. (a) Experimentelle Anordnung; (b) Verstärkungsprofil des aktiven Mediums mit den Resonatoreigenfrequenzen ν_r ; (c) Transmission des Etalons; (d) Nettoverstärkung des Gesamtsystems

Farbstofflaser

Farbstoff Laser

= durchstimmbare
Breitbandlaser

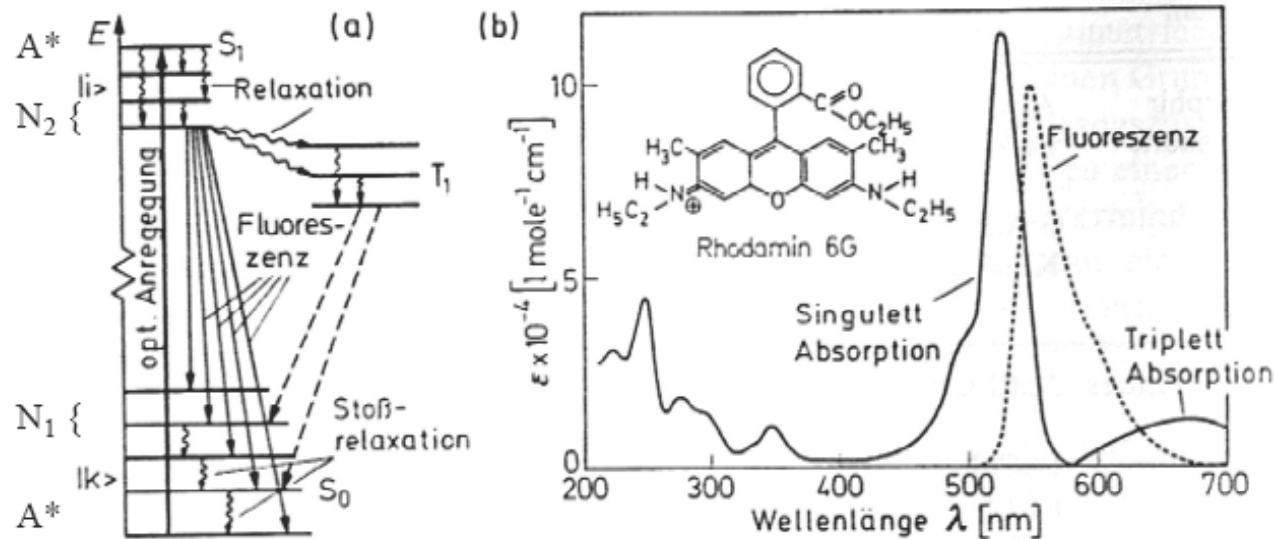


Abb. 5.60. (a) Vereinfacht dargestelltes Termschema eines Farbstofflasers und (b) Struktur, Absorptions- und Emissionsspektrum von Rhodamin 6G in Äthanol gelöst = 4-Niveau-System

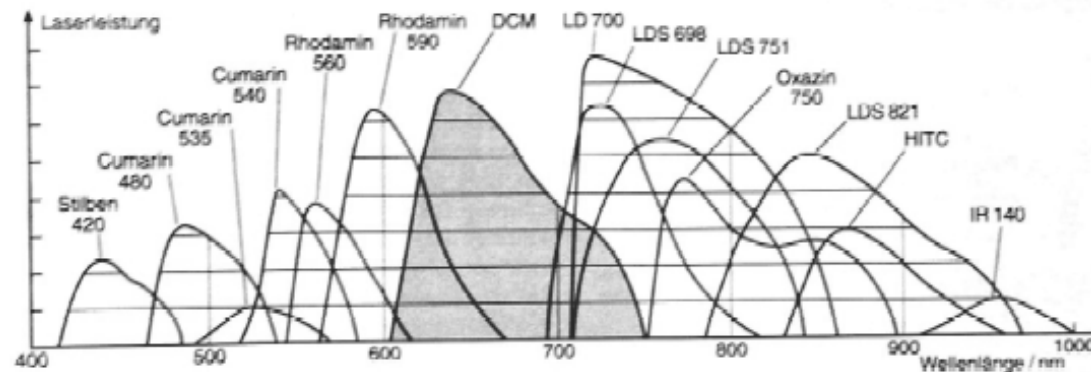
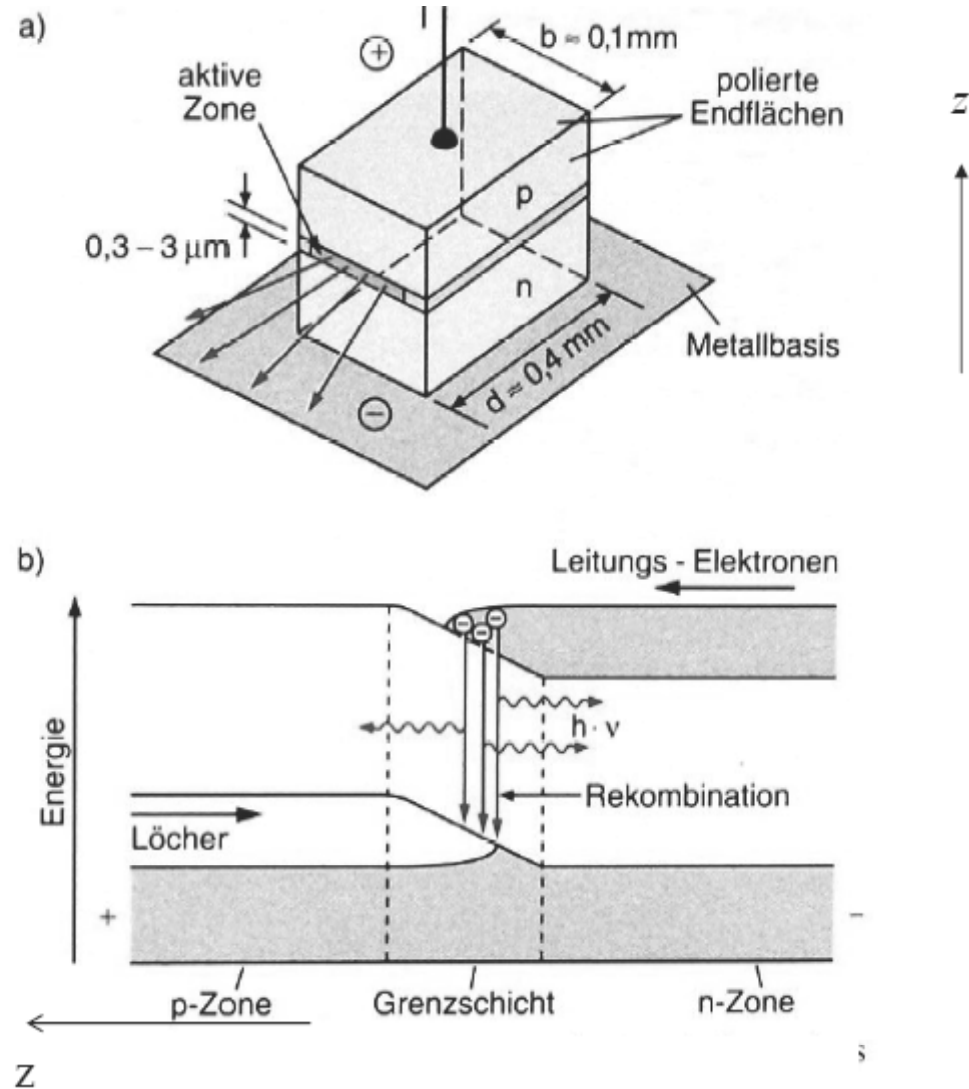


Abb. 8.25. Durchstimmbereiche einiger Farbstofflasermidien

Halbleiter Laser

Dioden Laser

klein
aber
oho



Halbleiter Laser

Laser gain medium and type	Operation wavelength(s)	Pump source	Applications and notes
<u>Semiconductor laser diode</u>	wavelength depends on device material: 0.4 μm (GaN) or 0.63-1.55 μm (AlGaAs) or 3-20 μm (lead salt)	Electrical current	<u>Telecommunications</u> , <u>holography</u> , <u>laser pointers</u> , <u>printing</u> , pump sources for other lasers. The 780 nm AlGaAs laser diode, used in <u>compact disc</u> players, is the most common type of laser in the world.

When a diode is forward biased, holes from the p-region are injected into the n-region, and electrons from the n-region are injected into the p-region. If electrons and holes are present in the same region, they may radiatively recombine—that is, the electron "falls into" the hole and emits a photon with the energy of the band gap. This is called spontaneous emission, and is the main source of light in a light-emitting diode.

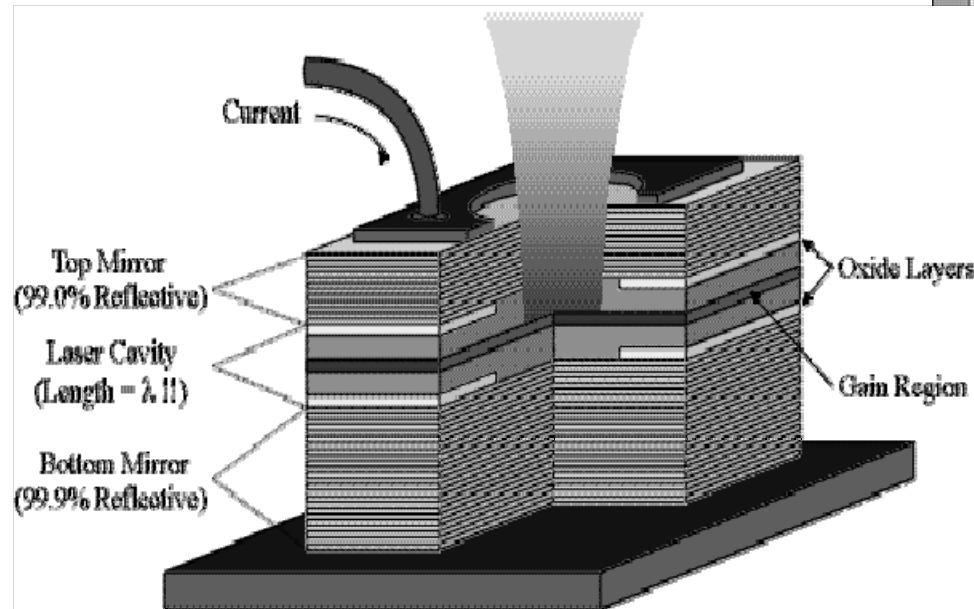
Under suitable conditions, the electron and the hole may coexist in the same area for quite some time (on the order of microseconds) before they recombine. If a photon of exactly the right frequency happens along within this time period, recombination may be stimulated by the photon. This causes another photon of the same frequency to be emitted, with exactly the same direction, polarization and phase as the first photon.

Halbleiter Laser

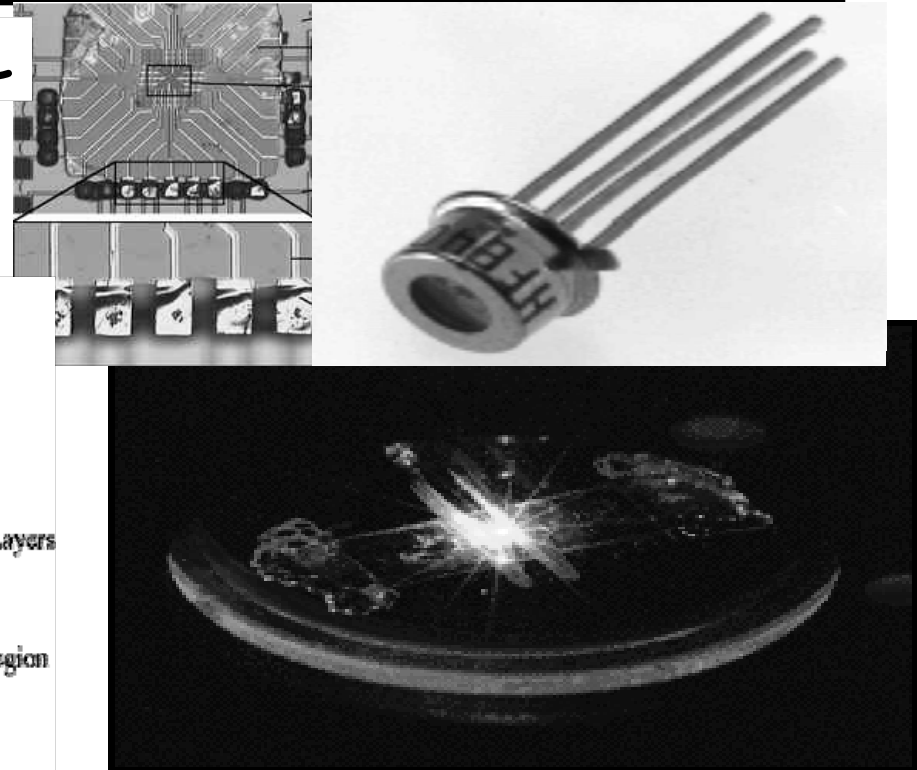
In a laser diode, the semiconductor crystal is fashioned into a shape somewhat like a piece of paper—very thin in one direction and rectangular in the other two. An optical waveguide is made on that piece of paper, such that the light is confined to a relatively narrow line. The top of the crystal is n-doped, and the bottom is p-doped, resulting in a large, flat p-n junction. The two ends of the crystal are cleaved so as to form perfectly smooth, parallel edges; two reflective parallel edges form a resonator called a Fabry-Perot cavity. Photons emitted in precisely the right direction will travel along the waveguide and be reflected several times from each end face before they are emitted. Each time they pass through the cavity, the light is amplified by stimulated emission. Hence, if there is more amplification than loss, the diode begins to "lase".

VCSEL=Vertical Cavity Surface Emitting Laser

<http://en.wikipedia.org/wiki/VCSEL>



Telecommunication
AIDS detector
Cancer detector

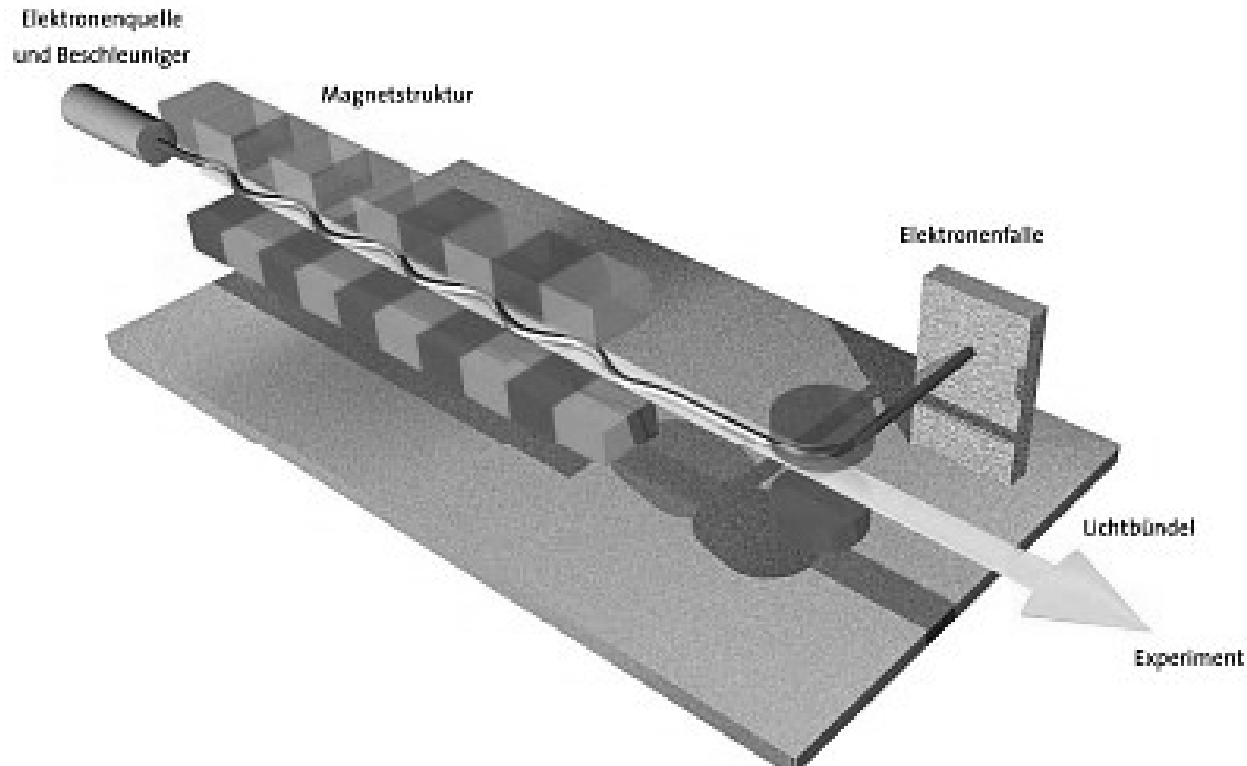


LAB ON A CHIP COMES CLOSER - A biocavity laser - a VCSEL capped by a glass plate enclosing a blood sample, all about the size of a quarter - is excited by a pump laser in Paul Gourley's lab. The VCSEL device can produce information about the state of millions of blood cells in a few minutes.
[Download 150dpi jpg image, 'VCSEL.jpg', 1.5MB](#)

X-ray FELs (http://en.wikipedia.org/wiki/Free_electron_laser)

The lack of suitable mirrors in the extreme ultraviolet and x-ray regimes prevent the operation of an FEL oscillator; consequently, there must be suitable amplification over a single pass of the electron beam through the undulator to make the FEL worthwhile. X-ray free electron lasers utilise long undulators. The underlying principle of the intense pulses from the X-ray laser lies in the principle of Self-Amplified Stimulated-Emission (SASE), which leads to the microbunching of the electrons. Initially all electrons are evenly distributed. but through the interaction of the oscillating electrons with the emitted radiation, the electrons drift into microbunches separated by a distance equal to one wavelength of the radiation. Through this arrangement, all the radiation emitted can reinforce itself perfectly whereby wave crests and wave troughs are always superimposed on one another in the best possible way. This is what leads to the high intensities and the laser-like properties. Examples of facilities operating on the SASE FEL principle include the Free electron LASer in Hamburg (FLASH), the Linac Coherent Light Source (LCLS), at Stanford (USA), and the European x-ray free electron laser.

Free Electron Laser



Built at
DESY
in Hamburg

Elektronen durch Ondulator -> kohärentes Röntgenlicht -> Amplituden der Photonen addieren -> Leistung $\propto N^2$ statt N .

The free-electron laser hat den größten Frequenzbereich range aller Laser wobei die Wellenlänge vom Mikrowellenbereich über das sichtbare Licht zu Röntgenstrahlen geändert werden kann.

Festkörper Laser

Laser gain medium and type	Operation wavelength(s)	Pump source	Applications and notes
<u>Ruby</u> solid-state laser	694.3 nm	Flashlamp	<u>Holography</u> , <u>tattoo</u> removal. The first type of laser invented, in 1960.
<u>Neodymium</u> YAG (Nd:YAG) solid-state laser	1.064 μm , (1.32 μm)	Flashlamp, <u>laser diode</u>	Material processing, <u>rangefinding</u> , laser target designation, surgery, research, pumping other lasers (in combination with <u>frequency doubling</u>). One of the most common high power lasers. Usually pulsed (down to fractions of a <u>nanosecond</u>)
<u>Neodymium</u> YLF (Nd:YLF) solid-state laser	1.047 and 1.053 μm	Flashlamp, laser diode	Mostly used for pulsed pumping of certain types of pulsed Ti:sapphire lasers, in combination with <u>frequency doubling</u> .
<u>Neodymium</u> YVO ₄ (Nd:YVO) solid-state laser	1.064 μm	laser diode	Mostly used for continuous pumping of <u>mode-locked</u> Ti:sapphire lasers, in combination with <u>frequency doubling</u> .
<u>Neodymium</u> Glass (Nd:Glass) solid-state laser	~1.062 μm (Silicate glasses), ~1.054 μm (Phosphate glasses)	Flashlamp, laser diode	Used in extremely high power (<u>Terawatt</u> scale), high energy (Megajoules) multiple beam systems for <u>inertial confinement fusion</u> . Nd:Glass lasers are usually <u>frequency tripled</u> to the third harmonic at 351 nm in laser fusion devices.
<u>Titanium sapphire</u> (Ti:sapphire) solid-state laser	650-1100 nm	Other laser	Spectroscopy, <u>LIDAR</u> , research. This material is often used in highly-tunable <u>mode-locked infrared</u> lasers to produce <u>ultrashort pulses</u> and in amplifier lasers to produce ultrashort and ultra-intense pulses.
<u>Thulium</u> YAG (Tm:YAG) solid-state laser	2.0 μm	Laser diode	Laser radar.
<u>Ytterbium</u> YAG (Yb:YAG) solid-state laser	1.03 μm	Laser diode, flashlamp	<u>Optical refrigeration</u> , materials processing, ultrashort pulse research, multiphoton microscopy, <u>LIDAR</u> .
<u>Holmium</u> YAG (Ho:YAG) solid-state laser	2.1 μm	Laser diode	Tissue ablation, <u>kidney stone</u> removal, <u>dentistry</u> .
<u>Cerium</u> doped <u>lithium strontium</u> (or <u>calcium</u>)	~280 to 316 nm	Frequency quadrupled Nd:YAG laser pumped,	Remote atmospheric sensing. <u>LIDAR</u> . optics research.

Gas lasers

Laser gain medium and type	Operation wavelength(s)	Pump source	Applications and notes
Helium-neon gas laser	632.8 nm (543.5 nm, 593.9 nm, 611.8 nm, 1.1523 μm , 1.52 μm , 3.3913 μm)	Electrical discharge	Interferometry , holography , spectroscopy , barcode scanning, alignment, optical demonstrations.
Argon ion gas laser	488.0 nm, 514.5 nm, (351 nm, 465.8 nm, 472.7 nm, 528.7 nm)	Electrical discharge	Retinal phototherapy (for diabetes), lithography , pumping other lasers.
Krypton ion gas laser	416 nm, 530.9 nm, 568.2 nm, 647.1 nm, 676.4 nm, 752.5 nm, 799.3 nm	Electrical discharge	Scientific research, mixed with argon for creation of "white-light" lasers, light shows.
Xenon ion gas laser	Many lines throughout entire visible spectrum extending into the UV and IR .	Electrical discharge	Scientific research.
Nitrogen gas laser	337.1 nm	Electrical discharge	Pumping of dye lasers, measurement of air pollution, scientific research, nitrogen lasers are capable of operating superradiantly (without a resonator cavity), amateur laser construction.
Hydrogen fluoride laser	2.7 to 2.9 μm for (Hydrogen fluoride) 3.6 to 4.2 μm for (Deuterium fluoride)	Chemical reaction in a burning jet of ethylene and nitrogen trifluoride (NF_3)	Used in research for laser weaponry by the U.S. DOD , operated in continuous wave mode and capable of extremely high powers in the megawatt range.
Chemical Oxygen-iodine Laser (COIL)	1.315 μm	Chemical reaction in a jet of singlet delta oxygen and iodine	Laser weaponry, scientific and materials research, laser used in the U.S. military's Airborne laser , operated in continuous wave mode and capable of extremely high powers in the megawatt range.
Carbon dioxide (CO_2) gas laser	10.6 μm , (9.4 μm)	Transverse (high power) or longitudinal (low power) electrical discharge	Material processing (cutting , welding , etc.), surgery .

Geschichte des Lasers

Theoretically, the principle of the maser was described by Nikolay Basov and Alexander Prokhorov from Lebedev Institute of Physics at an *All-Union Conference on Radio-Spectroscopy* held by USSR Academy of Sciences in May 1952. They subsequently published their results in October 1954. Independently, Charles H. Townes, J. P. Gordon, and H. J. Zeiger built the first maser at Columbia University in 1953. The device used stimulated emission in a stream of energised ammonia molecules to produce amplification of microwaves at a frequency of 24 gigahertz. For their research in this field Townes, Basov and Prokhorov were awarded the Nobel Prize in Physics in 1964.

Townes later worked with Arthur L. Schawlow to describe the principle of the optical maser, or laser, which Theodore H. Maiman first demonstrated in 1960.

Maser: Microwave Amplification by stimulated Emission
Microwellen Verstärker, Rauschen $\propto \nu^3$ durch spontane Emission kleiner als beim Laser, Freq. sehr stabil.

Lebensdauer und Linienbreite

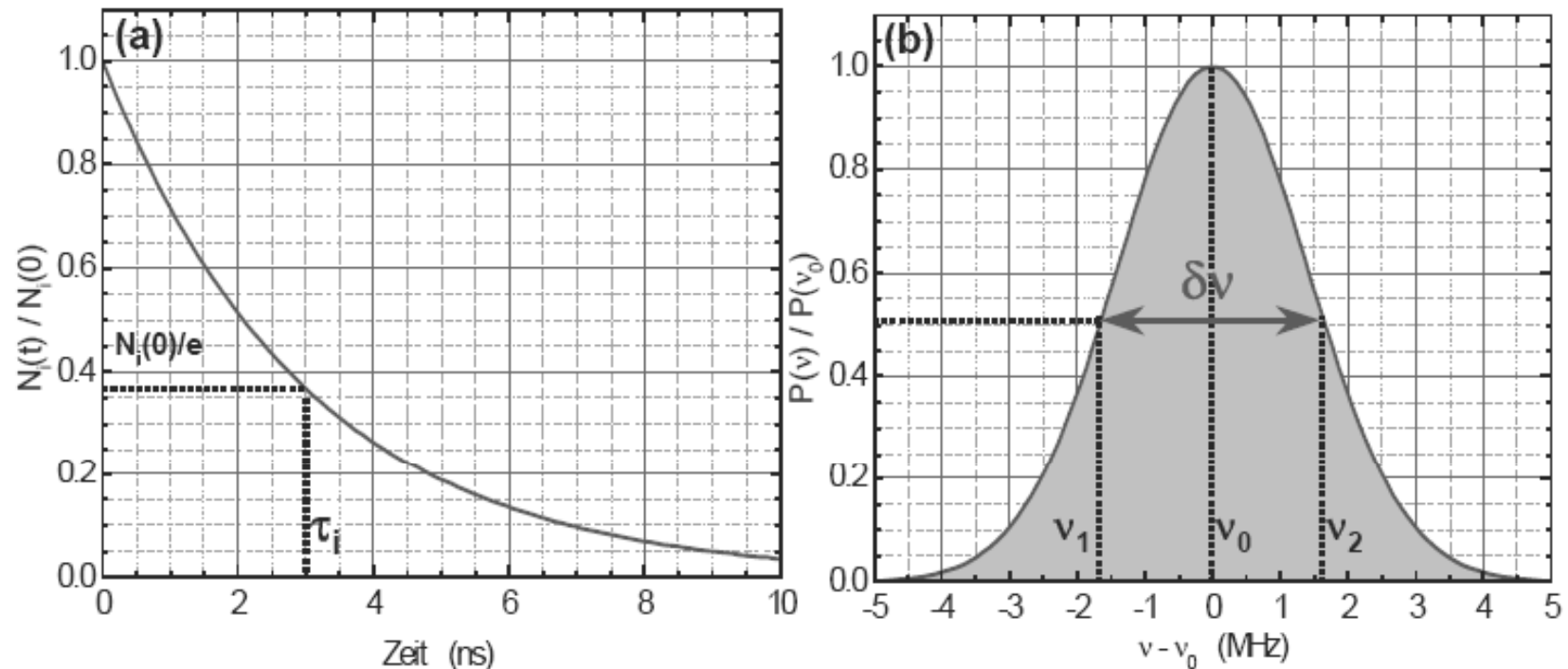


Abbildung 6.4: (a) Zeitliche Änderung der Besetzungszahl $N_i(t)$ eines angeregten Zustands bei zeitlich konstanter Zerfallswahrscheinlichkeit. (b) Linienprofil einer Spektrallinie.

Natürliche Linienbreite aus Unschärferelation: $\Delta E = \hbar/\tau$

**Linienverbreiterung durch Dopplereffekt
und Stoßverbreiterung bei mehreren Atomen**

Linienform

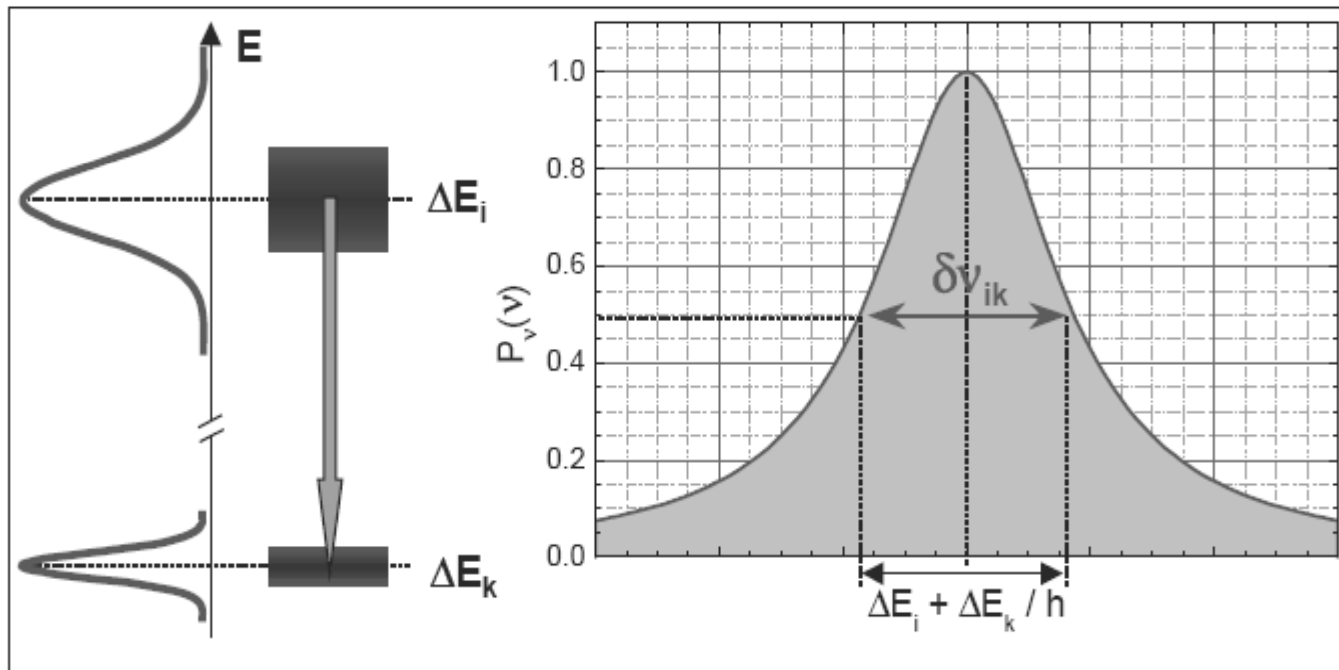


Abbildung 6.5: Schematische Darstellung der natürlichen Linienbreite als Folge der Energieunschärfe der am Übergang beteiligten Niveaus.

Natürliche Linienbreite ergibt Lorentzkurve:

$$P_{\omega}(\omega) = P_0 \frac{\Gamma/2\pi}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2}$$

Dopplerverbreiterung durch thermische Bewegung der Atome

Molekülgeschwindigkeiten in Gas Gauss-verteilt:

$$n_i(v_x)dv_x = C \exp\left(\frac{-mv_x^2}{2k_B T}\right) dv_x$$

Daraus ergibt sich eine Dopplerverbreiterung:

$$\delta\omega_{\text{Doppler}} = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{8k_B T \ln 2}{m}}$$

Die Bewegung der Atome führt zu einer Dopplerverbreiterung der Spektrallinien, die linear mit der Frequenz und proportional zu $\sqrt{T}$ ansteigt, mit zunehmender Masse der Atome aber proportional zu $1/\sqrt{m}$ abnimmt. Typischerweise ist die Dopplerverbreiterung im sichtbaren Spektralbereich bei Raumtemperatur um etwa 2 Größenordnungen größer als die natürliche Linienbreite.

Hohe spektrale Auflösung nur bei tiefen Temp.

Stoßverbreiterung

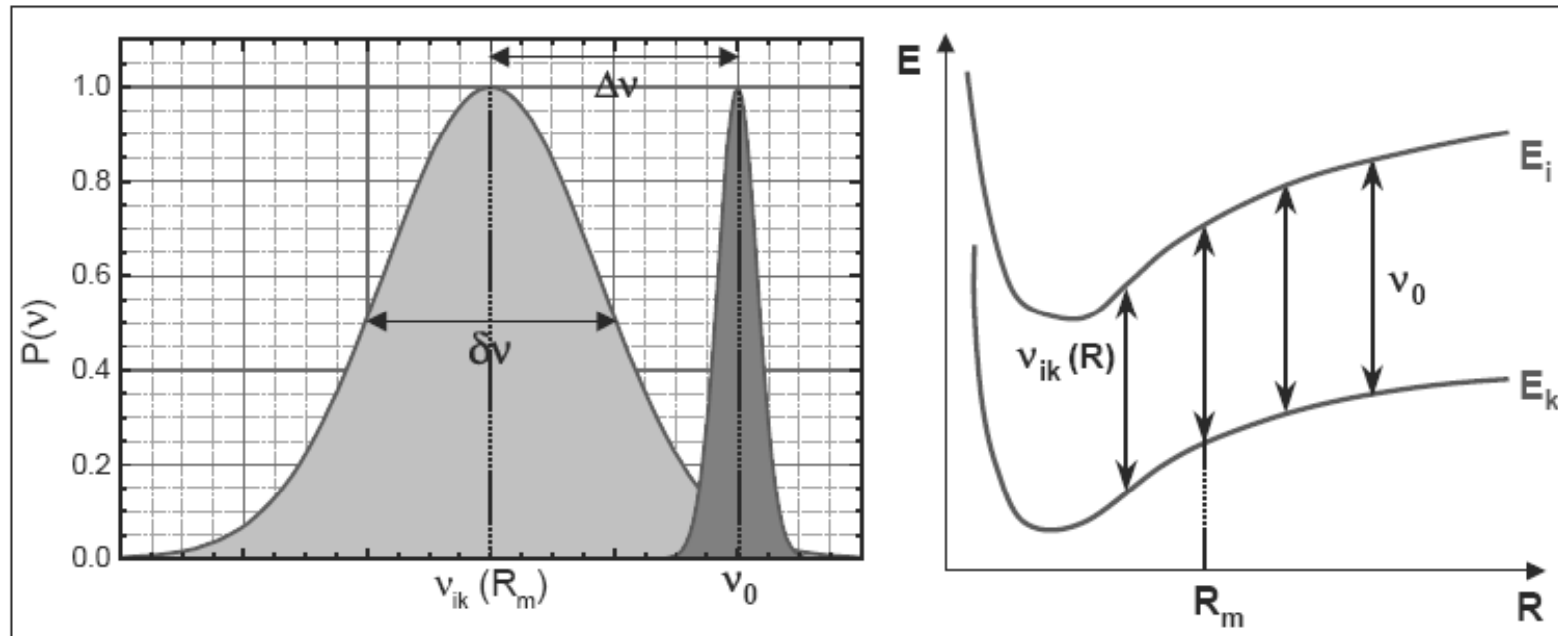


Abbildung 6.7: Zur Veranschaulichung der Stoßverbreiterung und Verschiebung von Spektrallinien durch elastische Stöße. Gezeigt sind die Potenzialkurven der Stoßpartner sowie die Linienform ohne Stöße und die um Δv verschobene, verbreiterte Linie.

Hohe spektrale Auflösung nur bei geringen Druck

R_m =mittlere Abstand = $F(T)$.

Bei Stoß verringert sich R und daher
potentielle Energie $\rightarrow$ Energieverschiebung

Zum Mitnehmen

**Laser high tech für Kommunikation,
Medizin, Technik, Spektroskopie.**

50 Jahre Laser

1. Zum Abschluss des momentan in Karlsruhe stattfindenden Kongresses der OSA gibt es die Möglichkeit am kommenden Donnerstag um 17h Vorträge von Theodor Hänsch und Charles Townes anlässlich des 50-jährigen Jubiläums der Erfindung des Lasers zu sehen. 2. Direkt davor findet ab 15.45h das Finale des Optics Visualized Contests statt, bei dem Arbeiten prämiert werden, die besonders gut optische Effekte und Phänomene veranschaulichen. Unter den 7 Finalisten sind 2 Arbeiten aus der Gruppe von Kurt Busch und eine Arbeit aus der AG Wegener.

Beide Veranstaltungen finden im Kongresszentrum statt, weshalb es auch erforderlich ist, sich vor der Veranstaltung in der Bibliothek Campus Süd ein Ticket zu besorgen.

Bei Interesse können Sie weitere Informationen zu den Veranstaltungen unter <http://www.optics-visualized.com/> und <http://www.ihq.uni-karlsruhe.de/events/congresses/2010/OSA/laser.shtml> erhalten.