

Vorlesung 20:

Roter Faden:

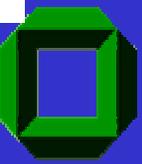
Laser

Exotische Atome

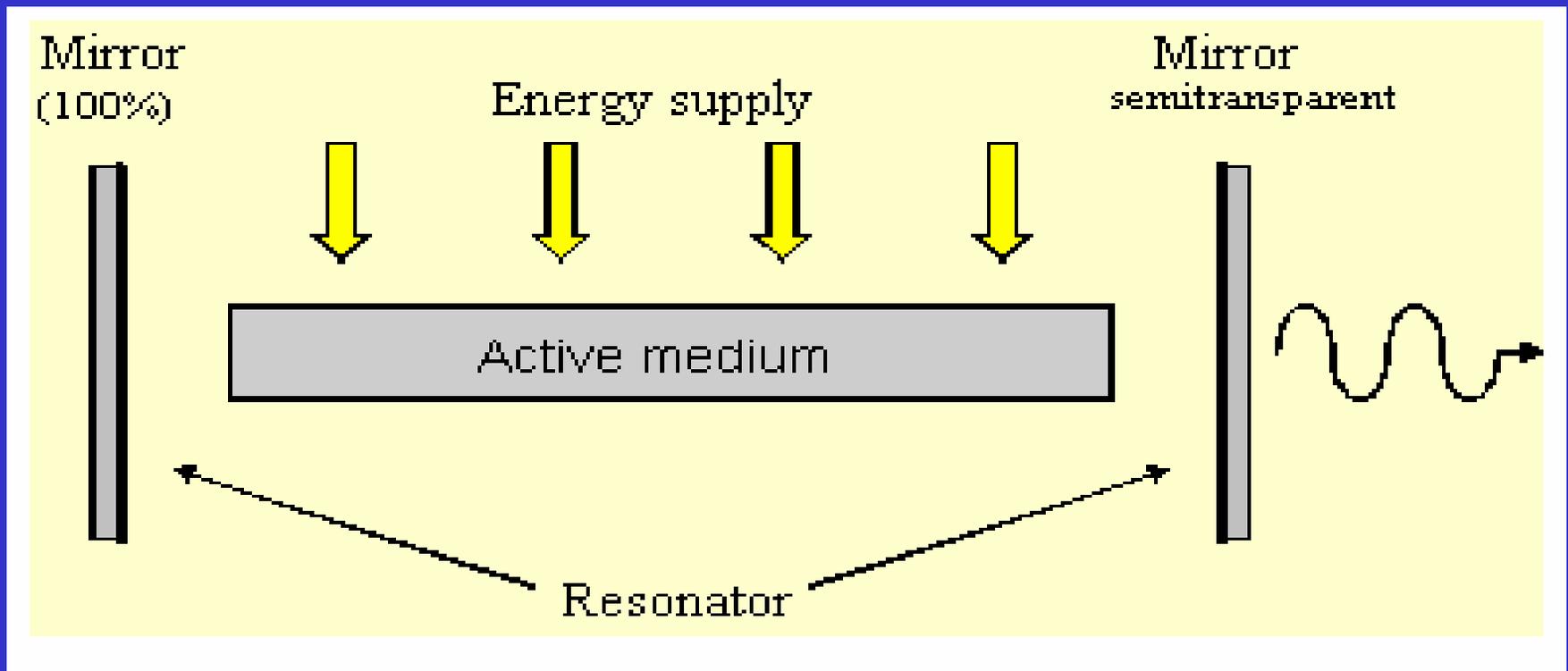
Folien auf dem Web:

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

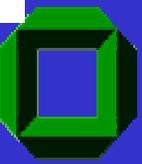
**Siehe auch: Demtröder, Experimentalphysik 3,
Springerverlag**



Aufbau eines Lasers

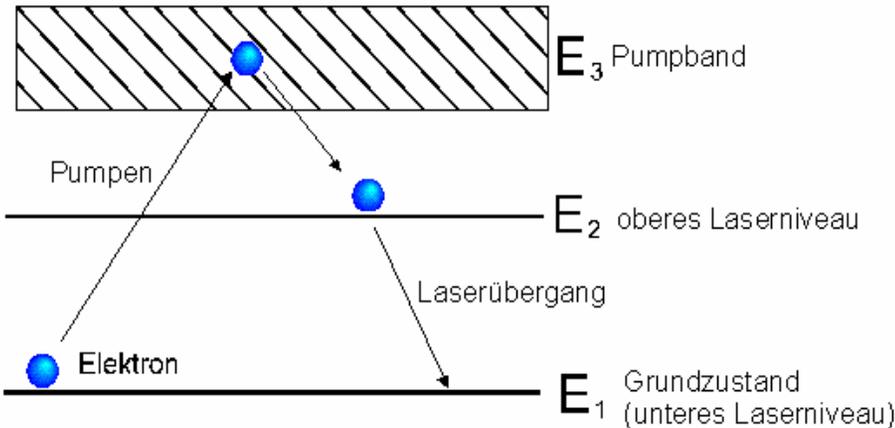


**3 Komponenten: Medium mit metastabilen Energieniveaus
Resonator mit Spiegeln
Energiequelle zum Pumpen**

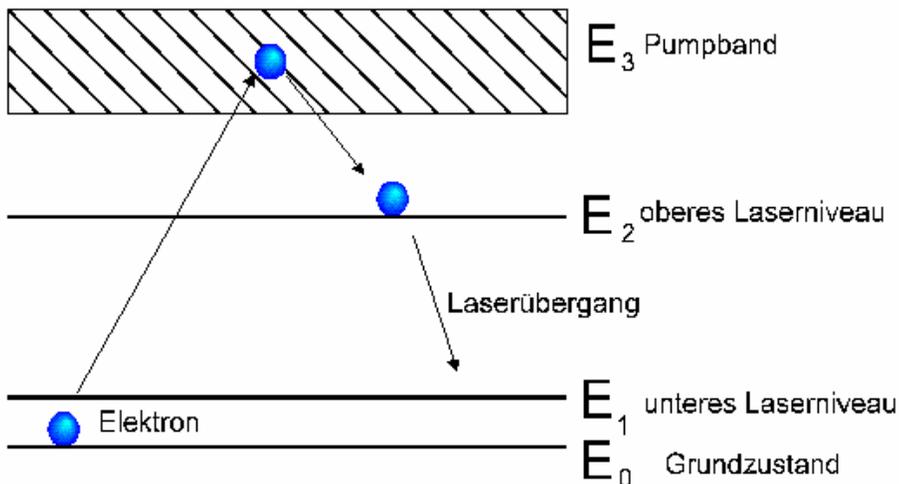


Pumpen eines Lasers

Pumpen eines 3-Niveau-Lasers



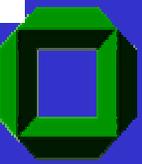
Pumpen eines 4-Niveau-Lasers



Um die Elektronen in einen angeregten Zustand zu bringen, muß der Laser "gepumpt" werden. Dies kann z.B. durch Gasentladung, Licht oder andere 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.

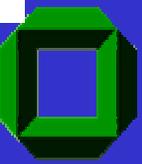
Freq. des Lasers:

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



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 um jeden Ort und zu jedem Zeitpunkt die *gleiche* Phase → 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 → 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.

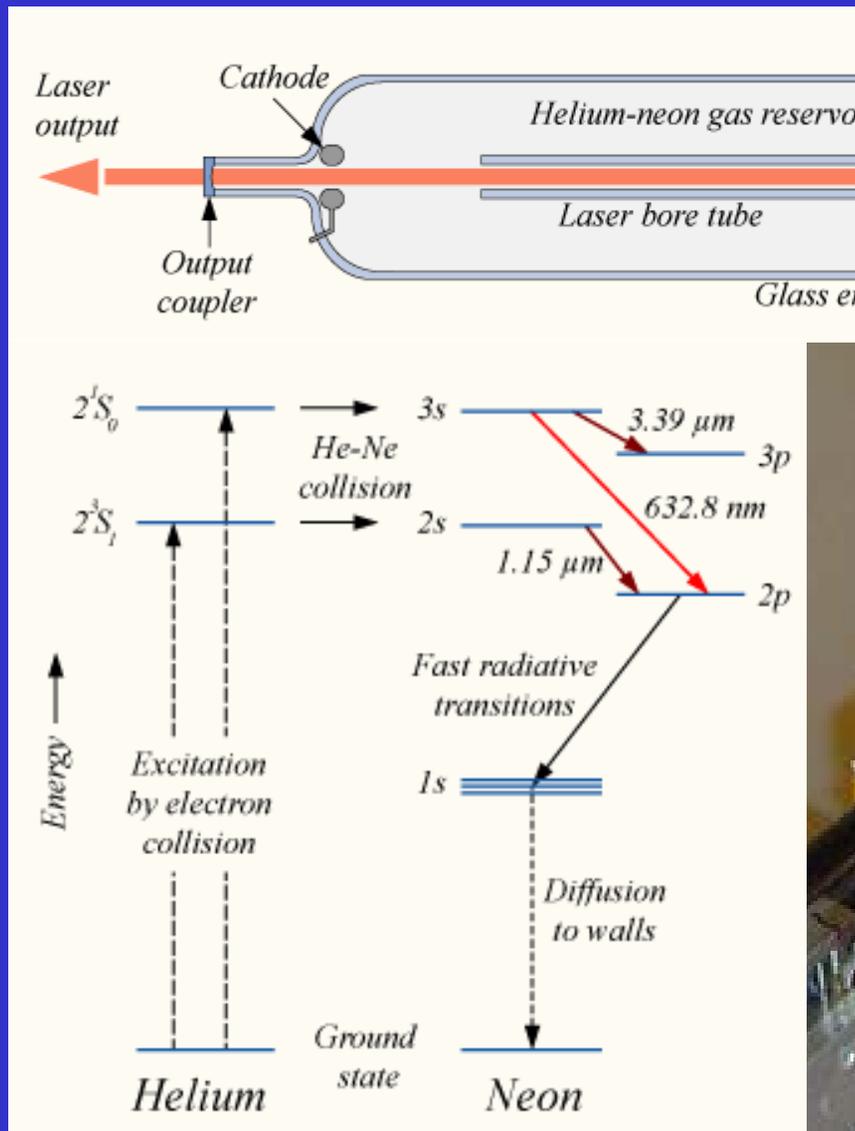
Durch Kohärenz des Lichts werden die AMPLITUDEN der Photonen addiert \rightarrow

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

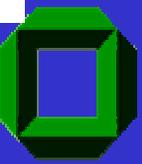


Lasermedium:
1 mbar He+Ne (1:7)

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 Energieniv.
möglich.

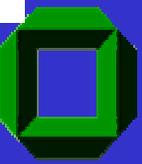


HeNe Laser

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:

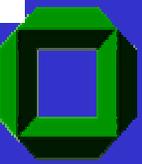
$He^* + Ne \rightarrow He + Ne^* + \Delta E$ where (*) represents an excited state, and ΔE is the small energy difference between the energy states of the two atoms, of the order of 0.05 eV. Spontaneous emission between the 3s and 2p states results in emission of 632.8 nm wavelength light, the typical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



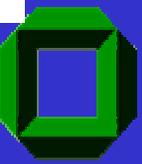
Gas lasers

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 (CO₂) gas laser	10.6 μm , (9.4 μm)	Transverse (high power) or longitudinal (low power) electrical discharge	Material processing (cutting , welding , etc.), surgery .



Festkörper Laser

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



Halbleiter Laser

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

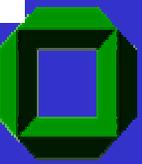
When a diode is forward biased, holes from the p-region are injected into the n-region, and electrons from the n-region are injected into the p-region. If electrons and holes are present in the same region, they may radiatively recombine—that is, the electron "falls into" the hole and emits a photon 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

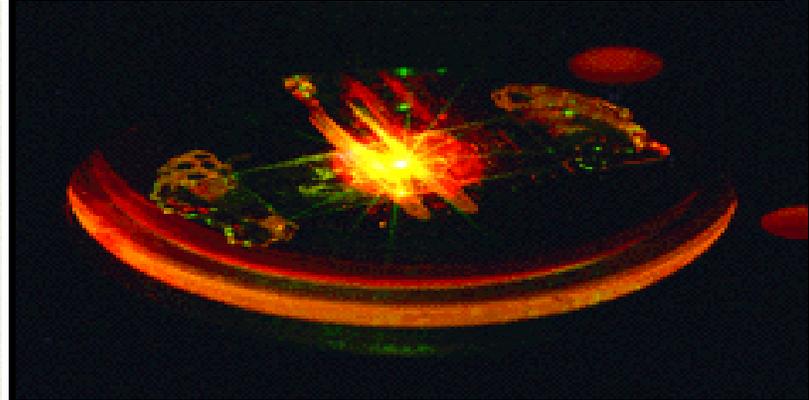
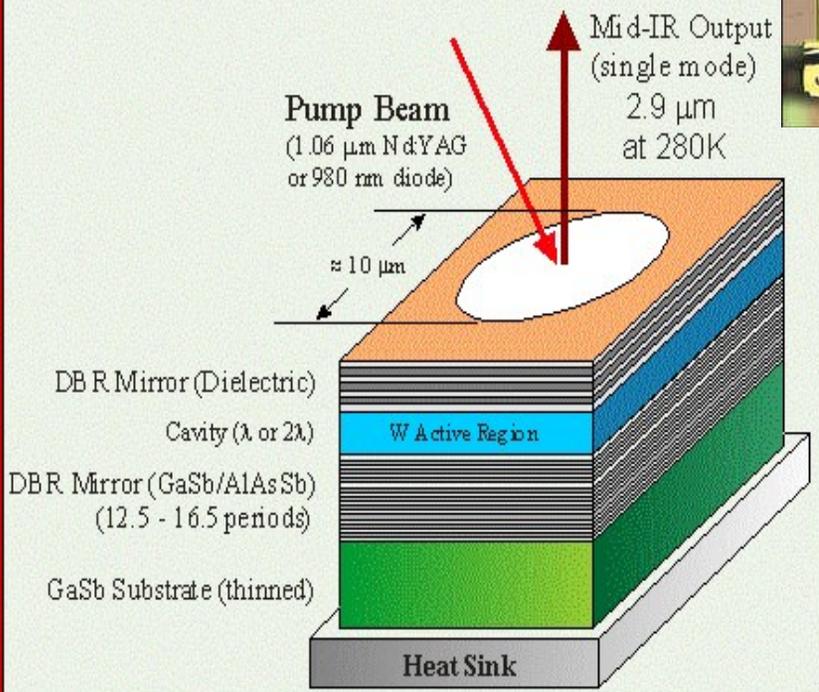
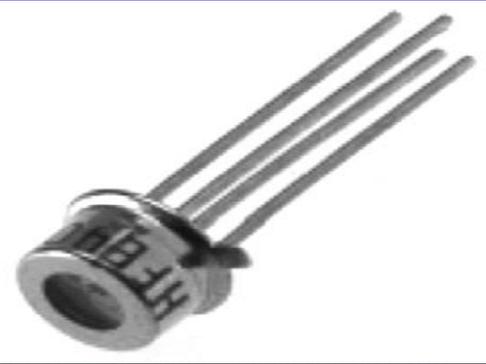
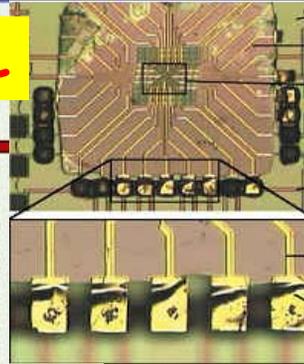
In a laser diode, the semiconductor crystal is fashioned into a shape somewhat like a piece of paper—very thin in one direction and rectangular in the other two. An optical waveguide is made on that piece of paper, such that the light is confined to a relatively narrow line. The top of the crystal is 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>

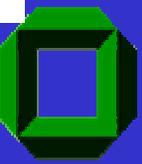
Simulations performed using QSA Software



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

NRL / HUGHES

**Telecommunication
AIDS detector
Cancer detector**



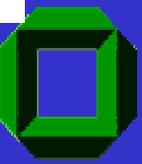
Geschichte des Lasers

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.

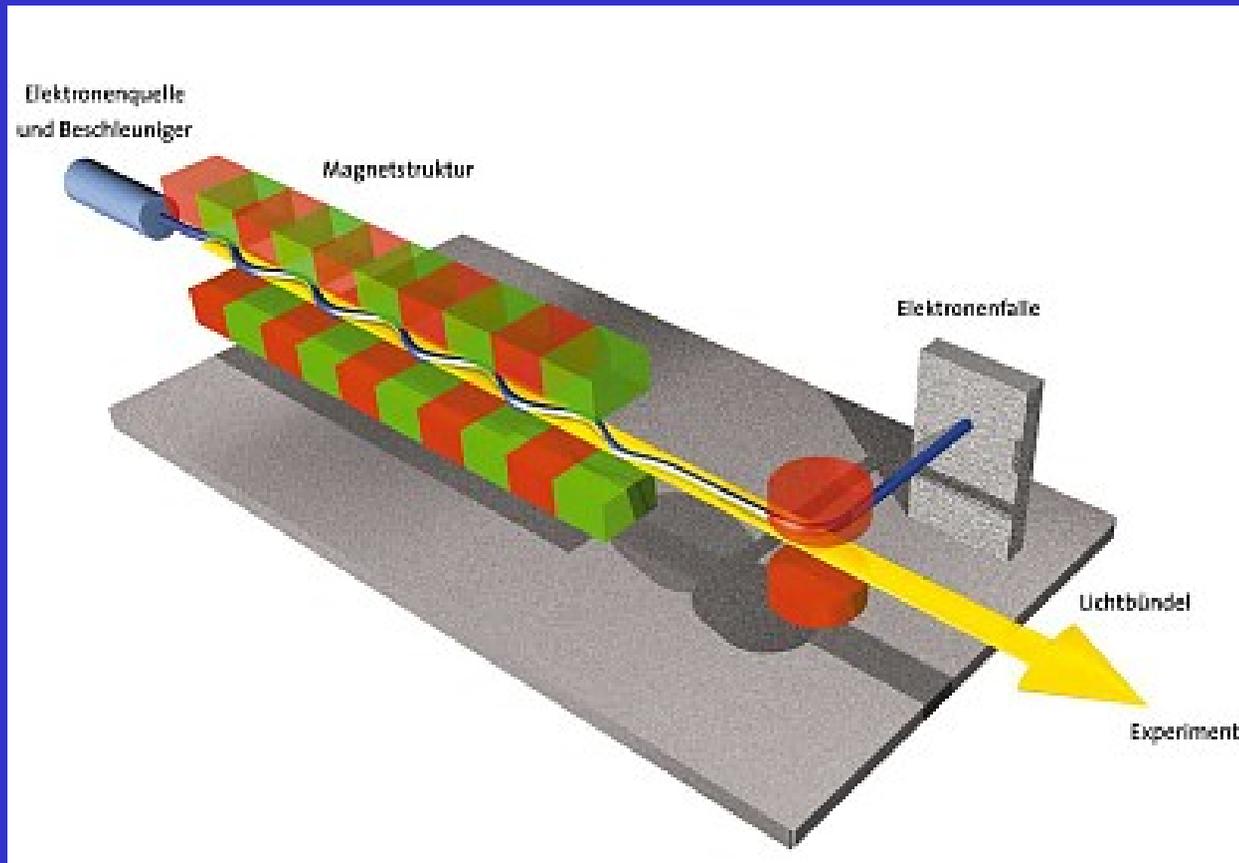
Independently, Charles H. Townes, J. P. Gordon, and H. J. Zeiger built the first maser at Columbia University in 1953. The device used stimulated emission in a stream of energised ammonia molecules to produce amplification of microwaves at a frequency of 24 gigahertz. For their research in this field 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 $\propto v^3$ durch spontane Emission kleiner als beim Laser, Freq. sehr stabil.



Free Electron Laser



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

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

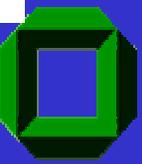
τ = Lebensdauer des oberen Laserniveaus

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

$\dot{n} > 0$, wenn

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

Bei guten Lasermaterialien wird die rechte Seite recht klein.



Übergangswahrscheinlichkeiten

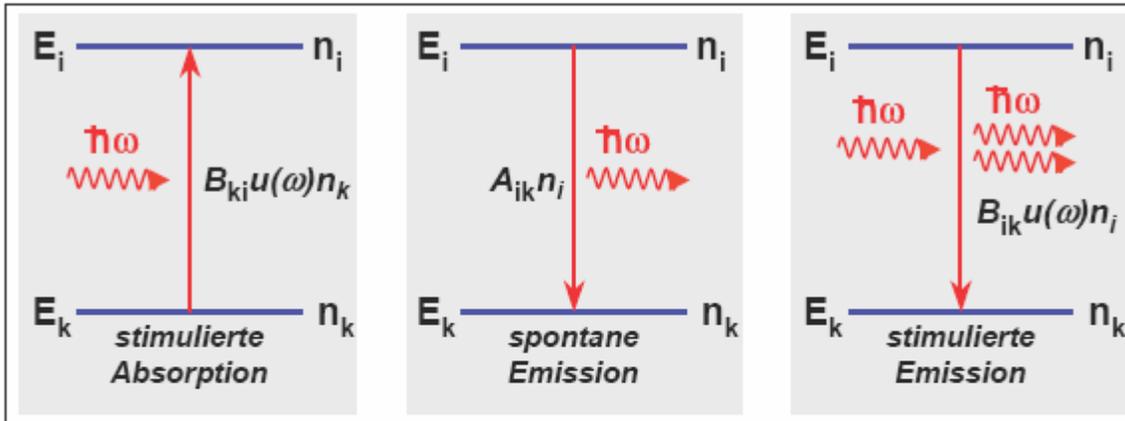


Abbildung 6.1: Strahlungsübergänge nach Einstein.

Hierbei ist die Zahl $g = 2j + 1$ das statistische Gewicht eines Zustands mit Quantenzahl j

$$\frac{n_i}{n_k} = \frac{g_i}{g_k} \exp\left(-\frac{E_i - E_k}{k_B T}\right) = \frac{g_i}{g_k} \exp\left(-\frac{\hbar\omega_{ik}}{k_B T}\right) \quad \text{(Besetzung nach Boltzmann)}$$

Koeff. nach Einstein:

$$\frac{B_{ik}}{B_{ki}} = \frac{g_i}{g_k}$$

$$\frac{A_{ik}}{B_{ik}} = \frac{\hbar\omega_{ik}^3}{c^3\pi^2}$$

Energiedichte nach Planck:

$$u(\omega) = \frac{\hbar}{c^3\pi^2} \frac{\omega^3}{\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1}$$

der Ausdruck $\hbar\omega^3/c^3\pi^2$ gibt gerade die mittlere Zahl der Moden

Moden sind Anzahl der stehenden Wellen im Volumen

bei hohen Temp.

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

$$u(\omega) = \left(\frac{\hbar\omega^3}{c^3\pi^2}\right) \langle n \rangle$$

$\langle n \rangle =$ Anzahl Photonen/Mode groß!

Anzahl der Photonen als Fkt. der Temp. und Energie

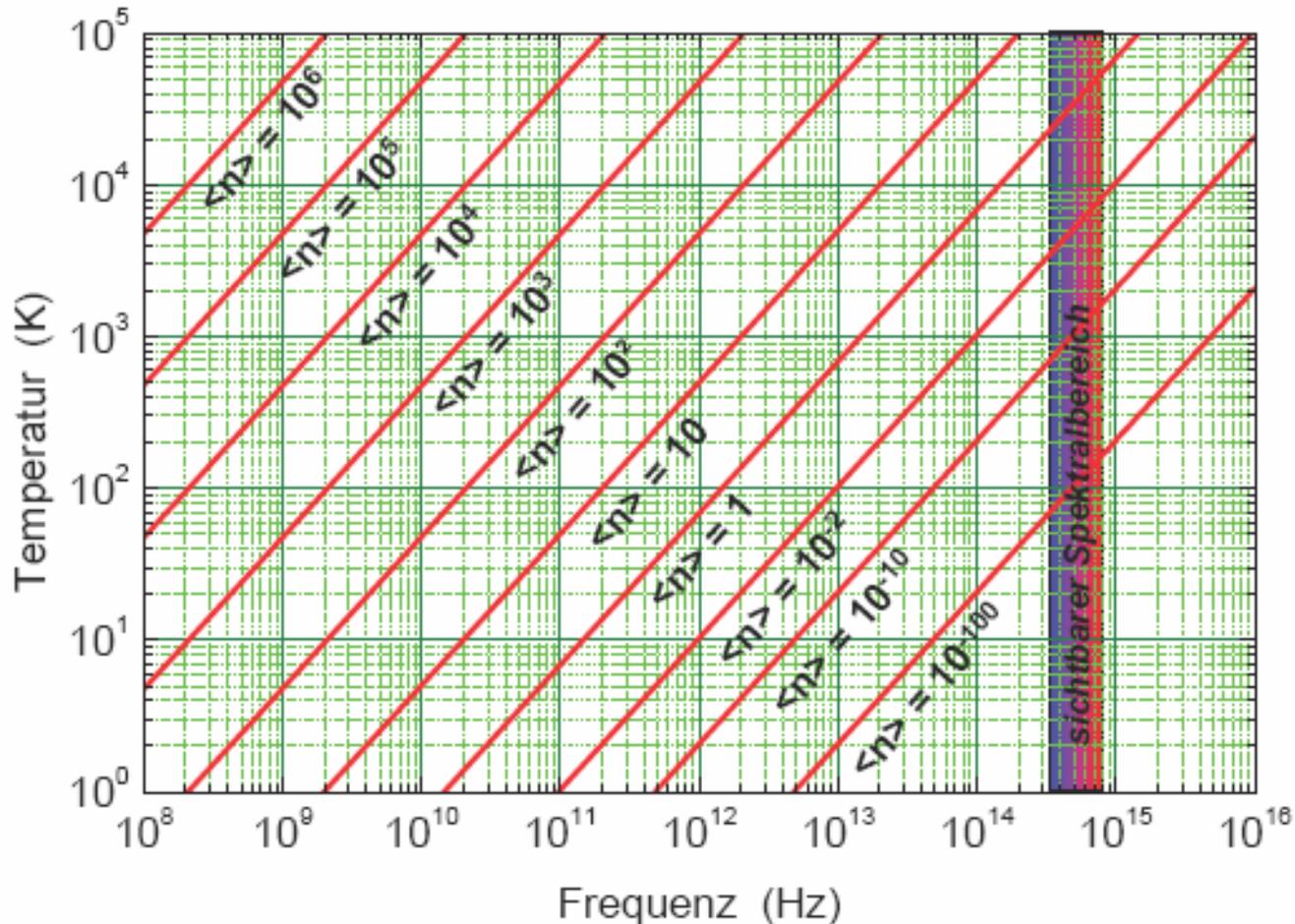
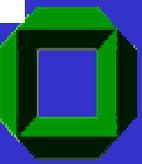
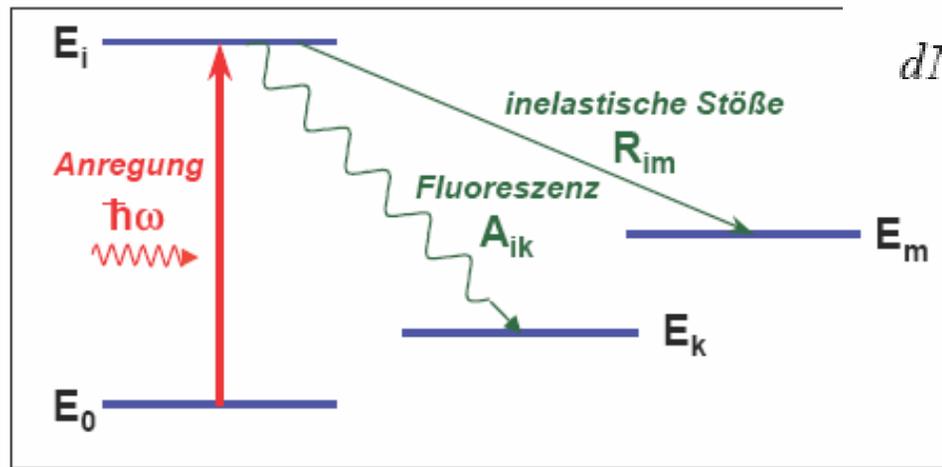


Abbildung 6.2: Mittlere Photonenzahl $\langle n \rangle$ pro Mode des Strahlungsfeldes im thermischen Gleichgewicht als Funktion der Temperatur und der Frequenz. Der sichtbare Spektralbereich ist farbig hinterlegt.



Lebensdauer angeregter Niveaus



$$dN_i = -(A_i + R_i)N_i dt$$

Abbildung 6.3: Entvölkerung des angeregten Zustands E_i durch spontane Emission und durch inelastische Stöße.

$$N_i(t) = N_i(0) \exp[-(A_i + R_i)t]$$

$$\tau_i^{\text{eff}} = \frac{1}{A_i + R_i}$$

$$A_i = \sum_{n_k < n_i} \sum_{l_k=0}^{n_k-1} \sum_{m_k=-l_k}^{+l_k} A_i^{n_k, l_k, m_k}$$

= Summe der Einsteinkoeff.
(summiert über alle QZ des Niveaus)

Lebensdauer und Linienbreite

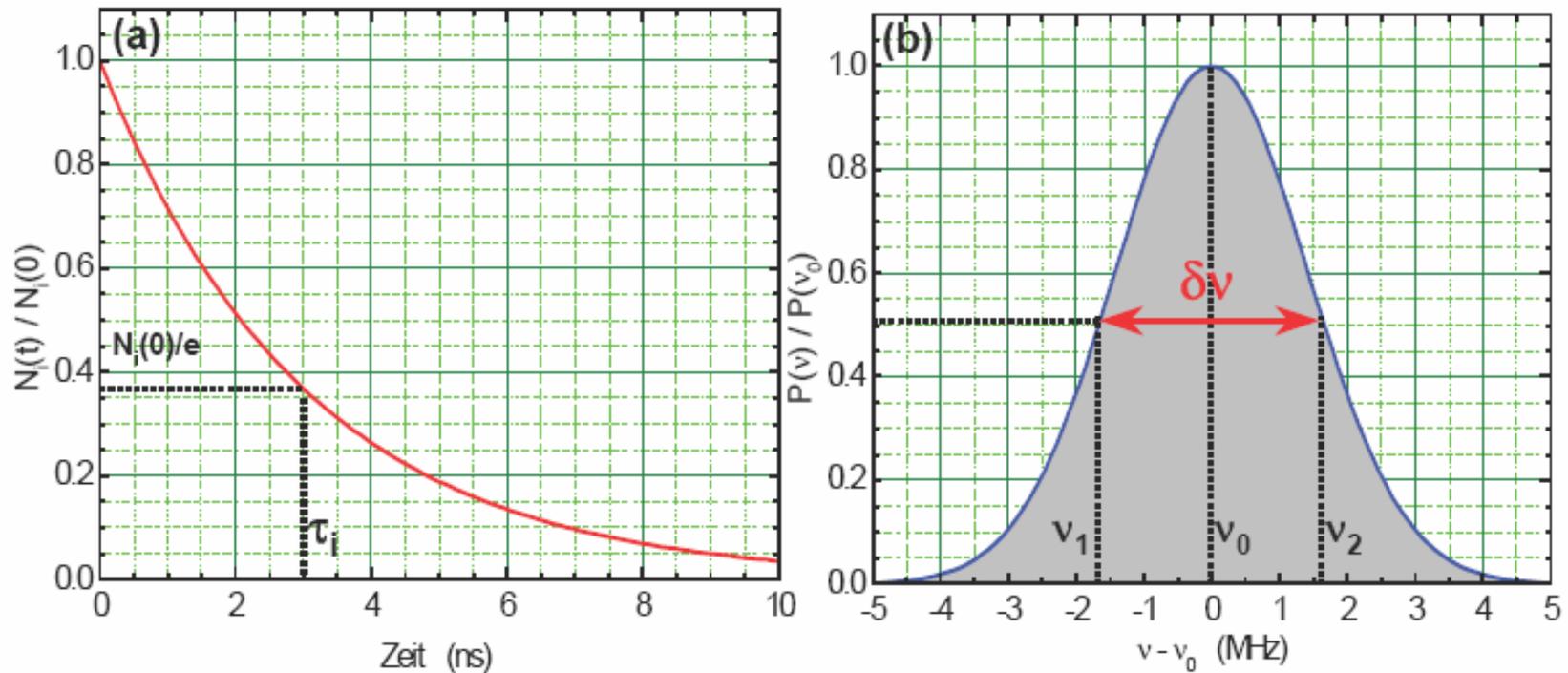
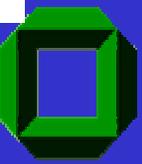


Abbildung 6.4: (a) Zeitliche Änderung der Besetzungszahl $N_i(t)$ eines angeregten Zustands bei zeitlich konstanter Zerfallswahrscheinlichkeit. (b) Linienprofil einer Spektrallinie.

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

Linienverbreiterung durch Dopplereffekt
und Stoßverbreiterung bei mehreren Atomen



Linienform

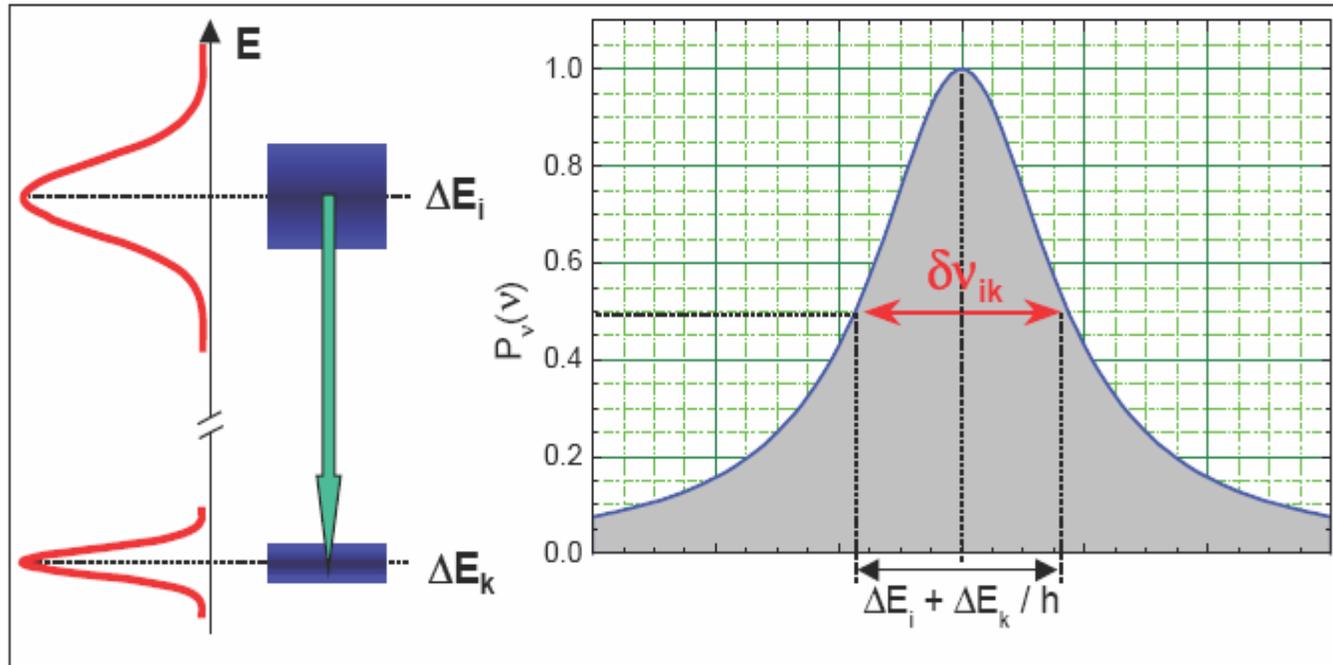
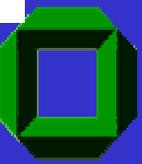


Abbildung 6.5: Schematische Darstellung der natürlichen Linienbreite als Folge der Energieunschärfe der am Übergang beteiligten Niveaus.

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

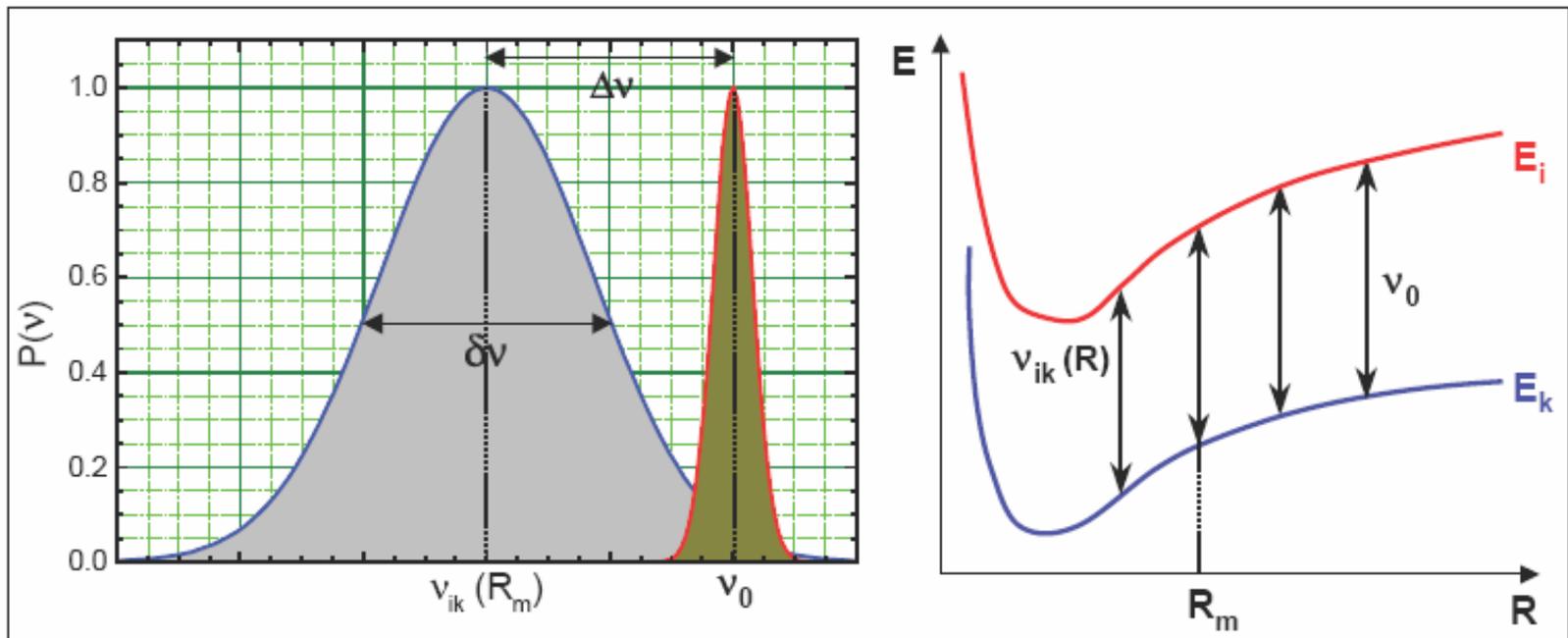
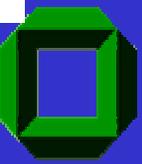


Abbildung 6.7: Zur Veranschaulichung der Stoßverbreiterung und Verschiebung von Spektrallinien durch elastische Stöße. Gezeigt sind die Potenzialkurven der Stoßpartner sowie die Linienform ohne Stöße und die um Δv verschobene, verbreiterte Linie.

Hohe spektrale Auflösung nur bei geringen Druck

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

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



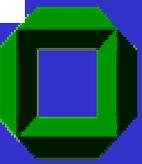
Rydberg-Atome

Angeregte Atome mit Leuchtelektron bei sehr großen Hauptquantenzahl n sieht $Z_{\text{eff}}=Z-(Z-1)=1$, d.h. Wasserstoff-ähnlich. Jedoch sehr stabil, weil Energie zu benachbarten Niveaus sehr klein und spontane Emission $\propto \Delta E^3$. Ionisationsenergie sehr gering, jedoch im Weltall keine Abregung durch Stöße und Lebensdauer in ms Bereich. Strahlung im Mikrowellenbereich. Tatsächlich im Universum beobachtet.

Hüllendurchmesser für $n = 100$ bereits $\sim 10^4 a_B \simeq 0.5 \mu\text{m}$

$$\Delta E = E_{n+1} - E_n = E_H \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n+1)^2} \right) = E_H \frac{(n+1)^2 - n^2}{(n+1)^2 n^2} \propto \frac{1}{n^3}$$

zwischen benachbarten Energieniveaus nimmt grob proportional zu $1/n^3$ ab und besitzt bereits für $n = 50$ Werte im Bereich von $100 \mu\text{eV}$, also weit unterhalb der thermischen Energie bei 300 K (25 meV). Da



Rydberg-Atome

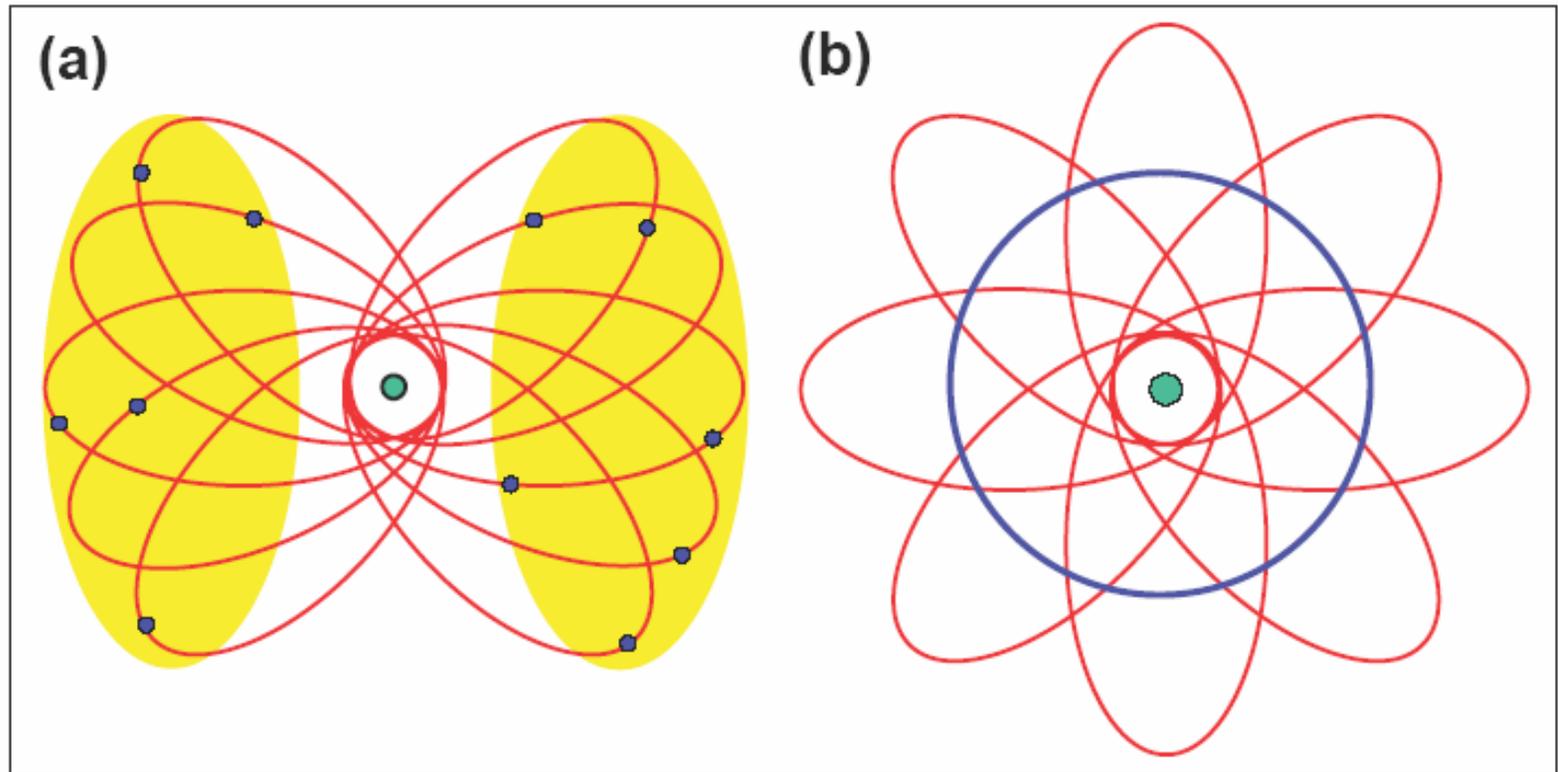
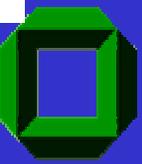


Abbildung 5.1: (a) Beschreibung eines Rydberg-Orbitals (gelb) durch ein Ensemble von Teilchen, das sich nach den Gesetzen der klassischen Mechanik auf Ellipsenbahnen bewegt. Die klassischen Teilchen halten sich hauptsächlich im äußeren Bereich auf, da die Geschwindigkeit in Kernnähe zunimmt. (b) Klassische Veranschaulichung von sphärischen $l = m = n - 1$ (blauer Kreis) und stark elliptischen $l \ll n$ Rydberg-Zuständen.

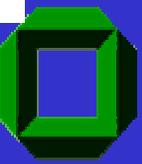


Myonische Atome

Da das Myon 206.76-mal schwerer als das Elektron ist, ergibt sich ein um diesen Faktor kleinerer Bohrscher Radius

$$a_{\mu} = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{m_{\mu}e^2} = a_B \frac{m_e}{m_{\mu}} = 256 \text{ fm} = 0.00256 \text{ \AA} . \quad (5.4.1)$$

Wir wollen uns daran erinnern, dass die intrinsische Längenskala der Wellenfunktionen a_{μ}/Z ist. Für einen schweren Kern wie Quecksilber ${}_{80}^{200}\text{Hg}$ erhalten wir damit differentielle radiale Aufenthaltswahrscheinlichkeiten, die ihr Maximum bei einigen wenigen Femtometern aufweisen. Dieser Sachverhalt ist in Abb. 5.2 explizit für den 1s-Grundzustand des Quecksilbers gezeigt. Der Kernradius beträgt in guter Näherung



Myonische Atome

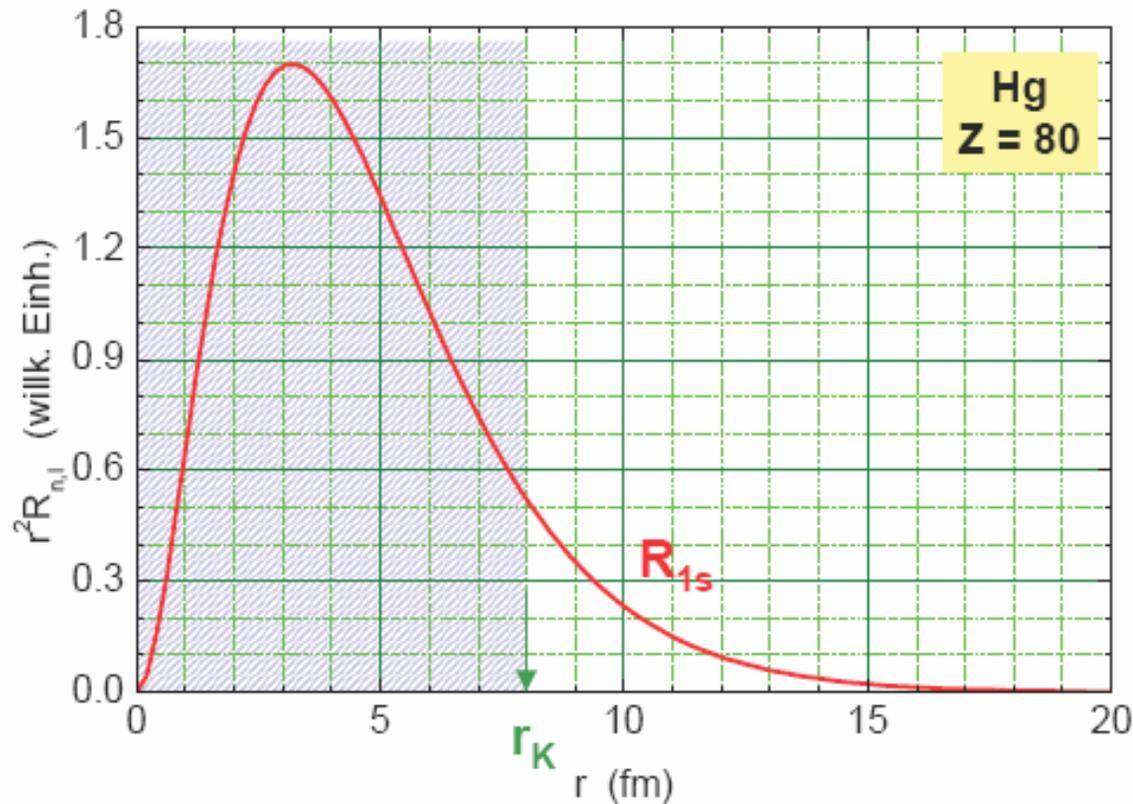
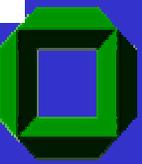


Abbildung 5.2: Differentielle radiale Aufenthaltswahrscheinlichkeit für ein Myon im $1s$ -Zustand. Beim Kern handelt es sich um Quecksilber. Der Radius wurde mit der Formel $r_K = 1.4 \cdot A^{1/3}$ mit $A = 200$ abgeschätzt und ist schraffiert dargestellt. Man erkennt, dass sich das Myon zu einem beträchtlichen Anteil im Kern befindet und deshalb dessen Struktur fühlt.



Myonische Atome

Hierbei ist r_0 der Nucleonenradius und A die Massenzahl des Kerns, d.h. die Zahl der Nukleonen im Kern. Für Quecksilber ($A = 200$) führt diese Näherungsformel auf $r_{\text{Hg}} \simeq 8 \text{ fm}$. Wir erkennen, dass sich die radiale Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Myons zu einem merklichen Teil innerhalb des Kerns befindet. Dies hat zwei Konsequenzen:

- Die Wellenfunktionen des Myons decken praktisch keine Bereiche ab, in denen Elektronen anzu-treffen sind. Dies rechtfertigt nachträglich unsere Vorgehensweise, die Elektronen völlig zu ver-nachlässigen, da die Elektronen weit vom Myonenort entfernt sind.⁸
- Die einfache Annahme, dass der Kern für die Bewegung des Myons ein punktförmiges Gebilde darstellt, ist nicht länger gerechtfertigt. Das Myon fühlt die Struktur des Kerns und kann daher als Sonde zu dessen Erforschung herangezogen werden.⁹ Untersucht man z.B. der $2p \rightarrow 1s$ Übergang von myonischem Nd, so erkennt man für verschiedene Isotope des Nd eine Verschiebung der Spektrallinien, die durch eine unterschiedliche Größe und Masse der Isotope verursacht wird. Man nennt diese Verschiebung *Isotopie-Verschiebung* (genauer, der Kernvolumeneffekt der Isotopiever-schiebung).

Antiwasserstoff

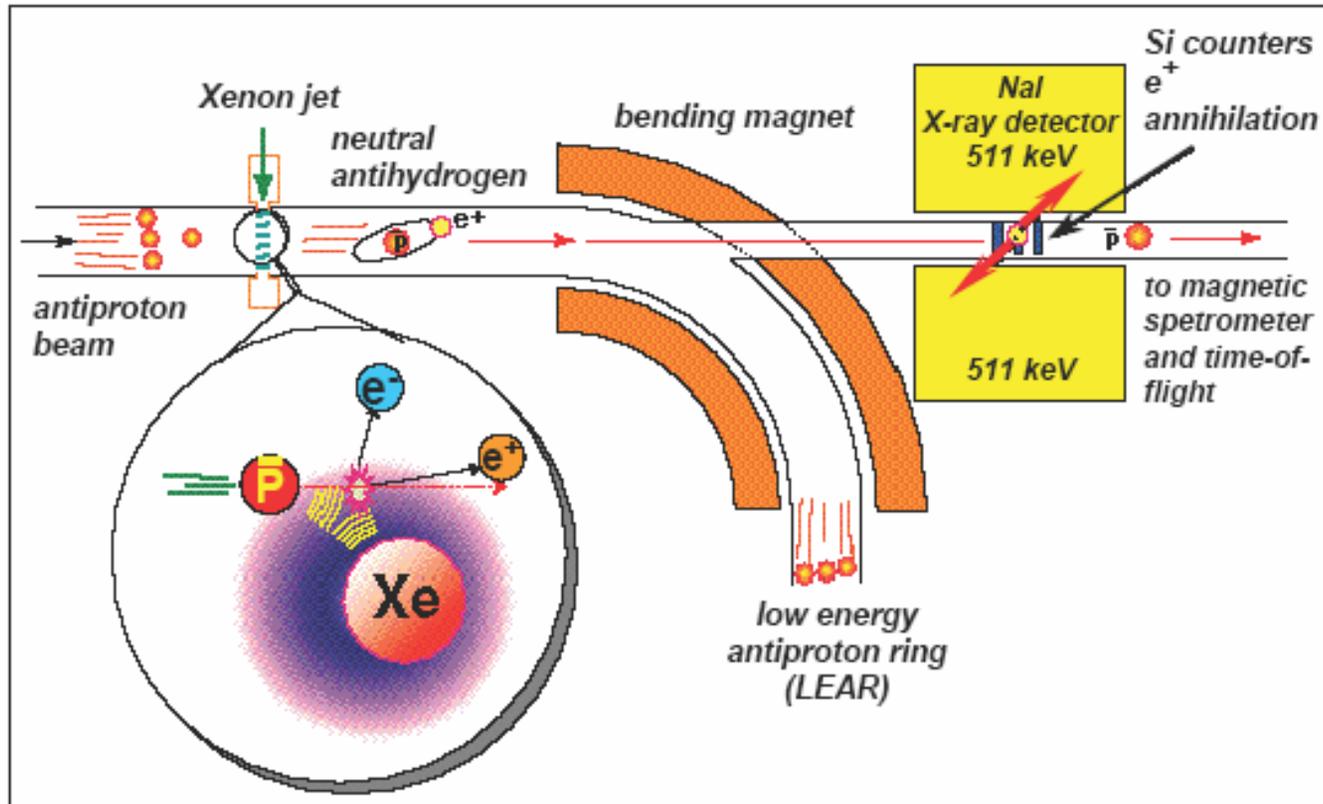
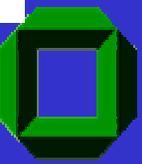


Abbildung 5.4: Prinzip des CERN Anti-Wasserstoff-Experiments. Ein Strahl von Anti-Protonen \bar{p} trifft auf ein Xenon Target. Durch die Wechselwirkung mit den Kernfeldern, entstehen Positron-Elektron-Paare. Das Positron e^+ wird in einigen wenigen Fällen vom Anti-Proton eingefangen und bildet mit ihm ein Anti-Wasserstoffatom. Dies ist nur dann möglich, falls das Positron eine Energie besitzt, die kleiner als die Ionisierungsenergie ist. 1996 wurden während einer Dauer von 15 Stunden 8 Wasserstoffatome beobachtet.

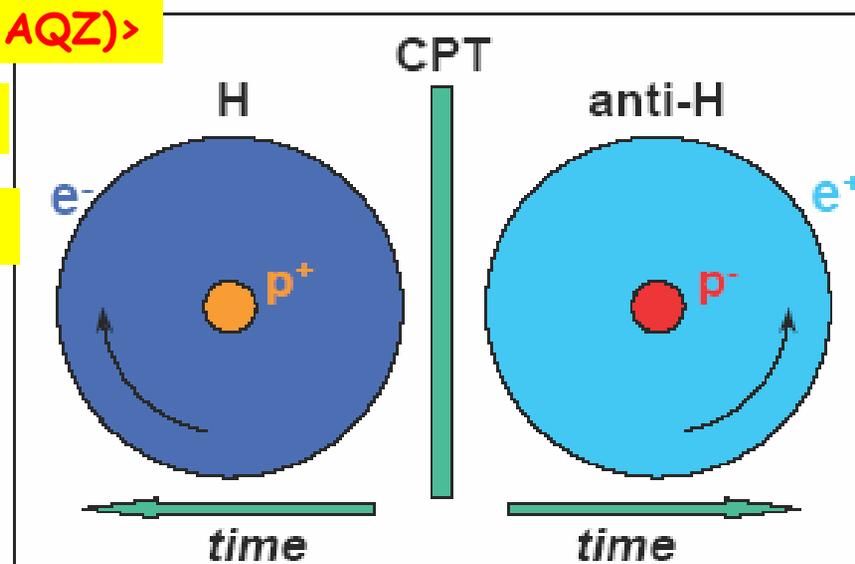


CPT Invarianz

$$C|\Psi(r, t, QZ)\rangle = |\Psi(r, t, AQZ)\rangle$$

$$P|\Psi(r, t)\rangle = \pm |\Psi(-r, t)\rangle$$

$$T|\Psi(r, t)\rangle = \pm |\Psi(r, -t)\rangle$$



C-Operator ändert Teilchen in Antiteilchen

P-Operator spiegelt Ortskoordinaten gegenüber Ursprung

T-Operator ändert Zeitrichtung

Abbildung 5.5: Schematische Darstellung der CPT-Invarianz. Ein physikalisches System, bei dem Ladung, Zeit und Raum invertiert werden, sollte sich vom Ausgangszustand nicht unterscheiden. Der aus dem Wasserstoff hervorgehende Anti-Wasserstoff ist ein solches System.

Beobachtung: Spiegelinvarianz P verletzt, CP verletzt, Daher Zeitumkehr verletzt?? Denn CPT sollte nach dem CPT Theorem streng erhalten sein. CPT Verletzung macht sich bemerkbar, wenn anti-H sich unterscheidet von H, z.B. in der Masse oder im Spektrum. In den bisherigen Experimenten konnte kein Unterschied zwischen Wasserstoff und Anti-Wasserstoff festgestellt werden.

Positronium

Mit Positronium (übliche Abkürzung: "Ps") bezeichnet man ein gebundenes System eines Positrons (Anti-Elektrons) und eines Elektrons. Das Positronium hat eine Lebensdauer von etwa einer Nanosekunde. Es unterscheidet sich vom Wasserstoffatom in zwei wesentlichen Punkten:

- Da beide Teilchen dieselbe Masse aufweisen, halbiert der Schwerpunkt die Verbindungsgerade. Das heißt, beide Teilchen bewegen sich um den zwischen ihnen liegenden Schwerpunkt. Die reduzierte Masse

$$\mu_{\text{Ps}} = \frac{1}{2} m_e .$$

führt dazu, dass der Bohrsche Radius des Positroniums zweimal so groß ist wie beim Wasserstoff. Für den Grundzustand gilt:

$$r_{1s}^{\text{Ps}} = 2a_B .$$

Die Ionisierungsenergie

$$I_{\text{Ps}} = E_H/2 \simeq 6.8\text{eV} .$$

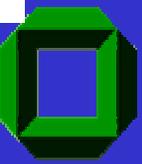
ist gegenüber dem Wasserstoffatom halbiert.

- Positron und Elektron besitzen das dem Betrag nach gleiche magnetische Moment, während beim Wasserstoffatom das Kernmoment etwa 650 mal kleiner ist als das des Hüllenelektrons. Dies hat zur Folge, dass die Hyperfeinstrukturkonstante entsprechend größer ist. Im Positronium werden dadurch Fein- und Hyperfeinaufspaltung etwa gleich groß.



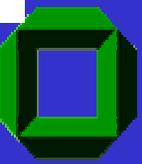
Positronium Zerfall

In Umkehrung zum Paarerzeugungsprozess zerstrahlt das Positron mit einem Elektron in elektromagnetische Energie. Dabei muss die Impuls- und Drehimpulserhaltung berücksichtigt werden. Sind Impuls und Drehimpuls in Ausgangszustand Null, so entstehen, da das Photon einen Impuls $p = \hbar k$ besitzt, immer zwei Photonen mit entgegengesetzter Ausbreitungs- und Spinrichtung. Jedes Photon besitzt die Ruheenergie eines der Teilchen: $E = mc^2 = 511 \text{ keV}$. Zur Zerstrahlung kommt es dadurch, dass sich die Wellenfunktionen von Positron und Elektron im $1s$ -Zustand etwas überlappen. Die mittlere Lebensdauer hängt davon ab, ob ein Singulett- oder ein Triplett-Zustand vorliegt. Im Singulett-Zustand ($s = 0$) führt die Impuls- und Drehimpulserhaltung zur Emission von zwei γ -Quanten mit entgegengesetztem Impuls und Drehimpuls. Die Lebensdauer beträgt hier $\tau = 125 \text{ ps}$. Im Triplett-Zustand ($s = 1$) müsste zur Drehimpulserhaltung eigentlich nur ein Quant entstehen. Damit lässt sich aber die Impulserhaltung nicht erfüllen. Daher muss das Triplett-Positronium in einem 3- γ -Prozess zerstrahlen. Dies ist ein Prozess höherer Ordnung und entsprechend weniger wahrscheinlich. Die Lebensdauer beträgt hier tatsächlich $\tau = 142 \text{ ns}$.



Quarkonium

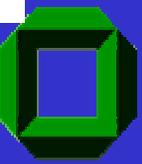
In der modernen Theorie der Elementarteilchen, der Quantenchromodynamik QCD, werden gebundene Systeme aus einem schweren Quark und Anti-Quark als *Quarkonium* bezeichnet. Am wichtigsten ist *Charmonium*, das aus dem Charm-Quark und seinem Anti-Teilchen besteht ($c\bar{c}$). Obwohl die Bindung hier über eine völlig andere Wechselwirkung erfolgt (starke Kraft statt Coulomb-Kraft), ist in den niedrigen Anregungszuständen eine starke Ähnlichkeit zum Positronium (Lepton-Anti-Lepton-Paar) vorhanden. Das sich aus dem Zerfall eines angeregten Charmoniums ergebende Termschema besitzt deutliche Ähnlichkeit zum Termschema atomarer Systeme.



Exzitonen

Unter Exzitonen versteht man gebundene Elektron-Loch-Paare in Festkörpern. Löst man z.B. aus einer geschlossenen Schale ein Elektron heraus, so verhält sich das zurückbleibende Loch in guter Näherung wie ein Positron. Insbesondere ähnelt das Spektrum des Teilchen-Loch-Systems dem des Wasserstoffs.

In Halbleitern kann der Übergang eines Elektrons vom Valenz- ins Leitungsband als Erzeugung eines Teilchen-Loch-Paares verstanden werden. Sind Teilchen und Loch nicht zu eng benachbart, bildet das Paar ein wasserstoffähnliches Gebilde, welches dann als Exziton bezeichnet wird. Da die Energiezustände des Exzitons in die Bandlücke fallen, beeinflussen sie die physikalischen Eigenschaften des Halbleiters wesentlich.



Zum Mitnehmen

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

Exotische Atome:

1) hohe Anregung,

2) statt (e,p,n) andere Kombinationen
von Elementarteilchen