

Skriptum zur Vorlesung
Der Laser in Physik, Chemie, Biologie und Medizin
Grundlagen, Realisierung und ausgewählte Anwendungen

Wolfgang Husinsky
Unter Mitarbeit von Wolfgang Huf

Version 5 (Oktober 2015)

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Laser und Laserspektroskopie

Das Ziel der vorliegenden Vorlesung ist, eine Einführung in die wichtigsten Methoden und Techniken der modernen Laserspektroskopie sowie der Wechselwirkung von intensiver Lichtstrahlung mit molekularen Systemen und Materie zu geben und deren vielfältige Anwendungen an ausgewählten Beispielen zu zeigen. Die Laserspektroskopie hat in vielen Teilbereichen der Physik als Diagnostikwerkzeug eine große Bedeutung erlangt. Als Beispiele soll z.B. der Einsatz der Laserspektroskopie in der Oberflächenphysik oder der Plasmaphysik als Diagnostikwerkzeug zur Bestimmung verschiedener Plasmaparameter dienen. Darüber hinaus hat die Laserspektroskopie jedoch auch Bedeutung in Bereichen gefunden, die über die Physik hinausreichen. Als Beispiele können die Biologie, die Medizin oder die Umweltforschung herangezogen werden. Im Laufe dieser Vorlesung werden wir einerseits die wichtigsten modernen Techniken besprechen, die als Grundlage der heutigen Laserspektroskopie dienen. Im Weiteren sollen einige spezielle Anwendungen exemplarisch behandelt werden.

Aus dem weiten Spektrum der Anwendungen seien z.B. folgenden wichtigen Fälle herausgegriffen:

Hochauflösende Spektroskopie

- Ein besseres Verständnis der Natur

Zeitaufgelöste Ultra-Kurzzeitspektroskopie

- Wie laufen physikalische, chemische und biologische Prozesse ab?

Materialbearbeitung

Medizinische Anwendungen

Hochauflösende Spektroskopie und Zeitaufgelöste Ultra-Kurzzeitspektroskopie stellen die zwei Extreme dar, die man heute mit Laser erreichen kann: Extrem schmalbandige Dauerstrichstrahlung oder fs-Pulse mit praktisch "weißem" Licht.

Als Grundlage für die Laserspektroskopie kann die Wechselwirkung von elektromagnetischer Strahlung mit Atomen und Molekülen angesehen werden. Eine erste Behandlung dieses Problems wurde von Einstein durchgeführt. Die Einsteinkoeffizienten beschreiben allgemein die Relation zwischen induzierter Absorption, induzierter Emission und spontaner Emission. Wir werden im Laufe der Vorlesung spezielle Fälle der Wechselwirkung von Laserstrahlung mit atomaren Systemen behandeln.

Es ist sinnvoll, den Begriff Laserspektroskopie näher zu definieren. Unter Spektroskopie verstehen wir im Allgemeinen die Bestimmung einer physikalischen Größe als Funktion der Energie (Wellenlänge). Das Wort Spektroskopie kommt vom griechischen Wort *σκοπεω*, welches *schauen* heißt. Das Wort Spektrum wird am besten mit *Abbild* übersetzt. Im Laufe dieser Vorlesung werden wir unter (Laser)-Spektroskopie die Wechselwirkung von Atomen und Molekülen mit elektromagnetischer Strahlung (meist entweder schmalbandig oder ultrakurz) und der damit verbundenen Reaktion der Systeme als Funktion der eingestrahlten Energie (Wellenlänge) verstehen.

Als Voraussetzung für die Entwicklung der modernen Laserspektroskopie dient die rasante Entwicklung von Lasern seit 1969. Schon 1917 zeigte Einstein theoretisch die Existenz der stimulierten Emission, die als physikalische Grundlage des Lasers angesehen werden muss. Aber erst nach 1950 wurde ein Gerät basierend auf der stimulierten Emission, und zwar im Mikrowellenbereich, der MASER von Ch. Townes an der Columbia University in New York realisiert. Townes schlug dann auch gemeinsam mit A. L. Shalov die Erweiterung dieses Prinzips auf den optischen Wellenlängenbereich (LASER - Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) vor. Experimentell realisiert wurde ein LASER erstmals von T. H. Maiman 1969 und zwar in Form eines Rubinlasers. Seitdem nahmen die Entwicklung und die Einführung neuer Lasertypen stetig zu. Für die Laserspektroskopie, wie wir sie hier betrachten, war aber historisch gesehen zuerst die Einführung von durchstimmbaren Lasern, vor allem in Form des Farbstofflasers, von entscheidender Bedeutung. Im weiteren war stellt dann die Realisierung von ultrakurzer Laserstrahlung einen nächsten entscheidenden Schritt dar.

Denn mit der Einführung durchstimmbarer Laser nahm die Atom- und Molekülspektroskopie einen rasanten Aufschwung. Eine bis dahin unerreichte Auflösung sowie Nachweisempfindlichkeit ermöglichte eine Vielzahl neuer Methoden und Techniken. Neben der Entwicklung der entsprechenden Laser war natürlich auch die Entwicklung auf dem Gebiet der Elektronik und der modernen Messtechnik im allgemeinen entscheidend für die Realisierung der Methoden und Anwendungen der modernen Laserspektroskopie.

Eine weitere wesentliche Bereicherung stellt die Einführung von Lasern mit extrem kurzen Pulsdauern bis in den Femtosekundenbereich dar. Dadurch wurde es möglich, eine Vielzahl physikalischer und biologischer Prozesse, die in dieser Zeitskala ablaufen, zu untersuchen.

1.2. ORIGINALZITATE AUS DER AUTOBIOGRAFIE VON CH. TOWNES ALS GEDANKEN ZUM LASER³

Schließlich sei noch erwähnt, dass im Laufe der letzten Jahre einige Nobelpreise für hervorragende Erfolge auf dem Gebiet der Laseranwendungen vergeben wurden.

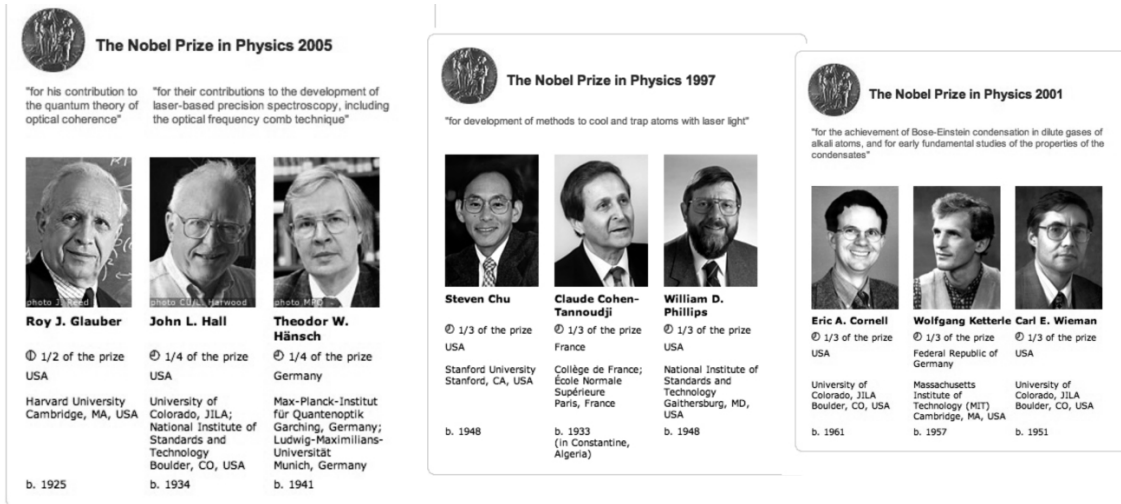


Abbildung 1.1: Nobelpreise in den letzten Jahren mit Laseranwendungen im Hintergrund.

1.2 Originalzitate aus der Autobiografie von Ch. Townes als Gedanken zum Laser

Once invented, lasers found myriad uses. The device that shot the moon's distance was a middle-sized laser, and by the time it pulled off that feat surveyors were already using lasers for such mundane, but perhaps more useful, tasks as laying out land boundaries or grading roads.

The smallest lasers are so tiny one cannot see them without a microscope - thousands can be built on semiconductor chips like those that form the hearts of computers (before long, some computers may in fact use light from lasers in the way that computers now use electrical impulses). The biggest lasers consume as much electricity as a small town.

While the laser fusion program at Livermore may be an exotic example of the way laser beams can alter materials, there are hundreds of more mundane materials processing applications. For example, the bearing surfaces in your car may have been treated by laser beams played across them - a laser beam heats up steel so fast that it hardens the surface without appreciably heating the interior, which would make the bearing brittle.

Contrasting with the power and intensity that laser beams have achieved, scientists have also found that a weak laser beam focused by a microscope can gently move tiny particles around, including even

the organelles inside living cells. Such optical tweezers" can be powerful tools for biological research. Lasers are also used to slow the high-speed motion of atoms and hold them in traps, creating pockets of gas with temperatures of only a few billionths of a degree above absolute zero, the lowest temperatures yet achieved by researchers.

Agencies that monitor air pollution can instantly learn, in the field, how dirty the air is over a city-wide basin, by comparing the ways laser beams of various colors are absorbed.

Lasers provide an unsurpassed medium for communication. One laser beam can, in principle, carry all the information that is passing back and forth right now among all the people and computers in the world. The signals from all the telephone lines, all the television stations, all the radio stations, all the talk and music and digitized information—all could be packed into just one laser beam.

Actual military uses of lasers as death rays are likely to be rare and specialized, if they occur at all. Yet there are indeed important military uses for lasers. Communication is one, which of course is not peculiar to the military. The ability of modern tanks, bombs, and missiles to hit their targets precisely, within a few feet, is important, and that ability often depends on lasers. A laser beam aimed at the target provides, as it reflects off the target or guides a missile, a distinct beacon on which a warhead can home.

Hospitals and some doctors' offices are full of lasers. Surgeons operate on detached retinas at the backs of eyes by sending laser beams through patients' pupils. The laser light has little effect until it is absorbed by the pigments of the retina, thereby creating a small scar and effectively welding it into place.

I have a special emotional reaction when a friend tells me that a laser operation has saved his or her eyesight—very different from hearing of other purely technical laser successes. In all manner of surgery, the ability of lasers to cut tissue and stop bleeding at the same time, by cauterizing blood vessels, has made the jobs of surgeons easier and the lives of their patients more secure.

Kapitel 2

Wechselwirkung von Licht mit einem Atomaren System

2.1 Semiklassische Beschreibung, Zweiniveausystem

In der semiklassischen Behandlung der Absorption und Emission von Licht durch Atome bzw. Moleküle (siehe Schema in Abbildung 2.1) wird die Lichtwelle

$$E = E_0 \cos(\omega t - kz) \quad (2.1)$$

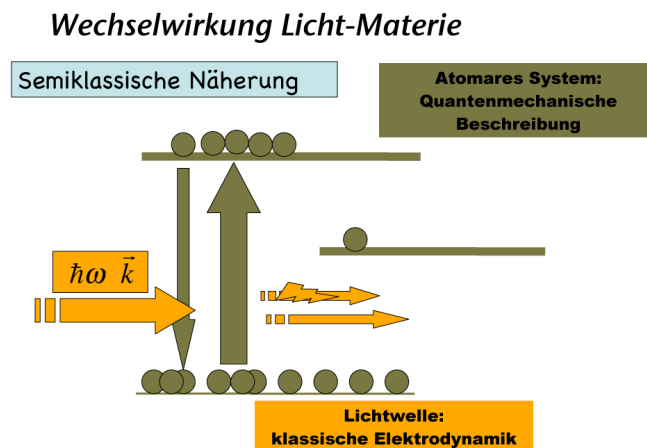
klassisch beschrieben das Atom jedoch quantenmechanisch. Die Energiezustände E_i des „ungestörten“ Atoms (d. h. bei Abwesenheit der Lichtwelle) sind durch die Wellenfunktionen ψ_i bestimmt, die man als Lösungen der „ungestörten“ Schrödinger-Gleichung

$$H_0 \psi_i = E_i \psi_i$$

erhält. Die „Störung“ durch die Lichtwelle verursacht eine zeitliche Veränderung der Besetzungsdichten N_i . Die hier verwendete „Dipolnäherung“ gilt, wenn die Wellenlänge λ des Lichtes groß ist gegen die Dimensionen des Atoms. Dies ist bei sichtbarem Licht ($\lambda \approx 500 \text{ nm}$) immer erfüllt.

2.1.1 Photonen

Um die experimentell gefundene Intensitätsverteilung $I(\nu)$ der Strahlung eines Hohlraumes zu erklären, forderte M. Planck, dass jede Eigenschwingung des elektromagnetischen



28

Abbildung 2.1: Prinzip der semiklassischen Näherung zur Behandlung der wechselwirkung von Strahlung mit Materie (einem molekularen System)

Feldes Energie nur in ganzzahligen Vielfachen von $h\nu$ aufnehmen oder abgeben kann. Man nennt diese Energiequanten $h\nu$ auch Photonen. Eine Eigenschwingung, die n Photonen enthält, hat also die Energie $W = q \cdot h\nu$ mit $q = 1, 2, 3, \dots$

Im thermischen Gleichgewicht folgt die Verteilung der Gesamtenergie auf die einzelnen Eigenschwingungen einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung. Daraus ergibt sich dann für die Hohlraumstrahlung die bekannte Formel für die mittlere Energiedichte zu

$$\langle W \rangle = \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (2.2)$$

Die spektrale Energieverteilung $\rho(\nu) \cdot d\nu$ der Hohlraumstrahlung, d. h. die Energie pro Volumeneinheit im Frequenzintervall $d\nu$ ist dann gleich der Zahl der Moden im Intervall $d\nu$ mal der mittleren Energie $\langle W \rangle$ jeder Mode. Aus (2.2) und der bekannten Formel für die Anzahl der Moden pro Volumeneinheit im Frequenzintervall in einem Hohlraum

$$n(\nu) \cdot d\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} d\nu \quad (2.3)$$

erhält man für die spektrale Energiedichte $\rho(\nu)$ die berühmte Plancksche Strahlungsformel

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (2.4)$$

Diese als Funktion von ν kontinuierliche Strahlung des Hohlraums ist isotrop, d. h. in allen Raumrichtungen gleichmäßig verteilt.

2.1.2 Absorption, induzierte und spontane Emission, Einstein-Koeffizienten

Bringen wir in das thermische Strahlungsfeld Atome oder generell "Moleküle" mit den Energieniveaus E_1 und E_2 , so kann Licht der Frequenz ν absorbiert werden, wenn die Bedingung $h\nu = E_2 - E_1$ erfüllt ist (Abb. 2.2). Jedes absorbierte Photon $h\nu$ regt ein Molekül vom Zustand E_1 in den energetisch höheren Zustand E_2 an. Dieser Prozess heißt induzierte Absorption. Die Wahrscheinlichkeit P_{12} , dass ein Molekül pro Sekunde ein Photon absorbiert, ist proportional zur Zahl der Photonen $h\nu$ am Ort des Moleküls, also proportional zur spektralen Energiedichte $\rho(\nu)$ des Strahlungsfeldes:

$$P_{12} = B_{12} \cdot \rho(\nu) \quad (2.5)$$

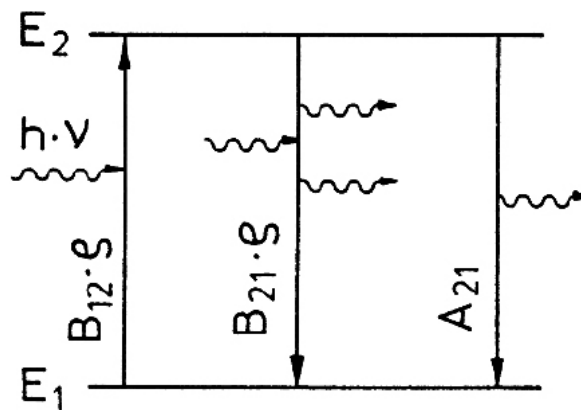


Abbildung 2.2: Definition der Einsteinkoeffizienten.

Der Proportionalitätsfaktor B_{12} heißt Einstein-Koeffizient der induzierten Absorption. Jeder Absorptionsakt vermindert die Photonenbesetzungszahl in einer Eigenschwingung des Strahlungsfelds um 1. Analog kann das Strahlungsfeld Moleküle im angeregten Zustand E_2 „veranlassen“ (induzieren), unter Emission eines Photons $h\nu$ in den tieferen Zustand E_1 überzugehen. Dieser Prozess heißt induzierte Emission. Er erhöht die Photonenanzahl derjenigen Eigenschwingung um 1, durch die er induziert wurde, d. h. das induziert emittierte Photon gehört zu derselben Mode wie das induzierende Photon. Die Wahrscheinlichkeit P_{21} , dass ein Molekül pro Sekunde ein Photon induziert emittiert, ist analog zu (2.5)

$$P_{21} = B_{21} \cdot \rho(\nu) \quad (2.6)$$

B_{21} ist der Einstein-Koeffizient der induzierten Emission. Ein angeregtes Molekül kann seine Anregungsenergie auch spontan, d. h. ohne äußeres, induzierendes Feld durch Lichtemission abgeben. Das spontan emittierte Photon kann die Besetzungszahl irgend einer Mode mit passender Frequenz $\nu = (E_2 - E_1)/h$ aber beliebiger Richtung des \vec{k} -Vektors um eins erhöhen. Bei isotroper Emission ist die Wahrscheinlichkeit für alle diese Moden gleich groß.

Die Wahrscheinlichkeit $P_{21}(\text{spontan})$ pro Sekunde, dass ein Photon $h\nu$ von einem angeregten Molekül spontan emittiert wird, ist unabhängig vom äußeren Feld und hängt nur von der Struktur des Moleküls und dem betrachteten Übergang $E_2 \rightarrow E_1$ ab; d. h.

$$P_{21}(\text{spontan}) = A_{21} \quad (2.7)$$

A_{21} heißt Einstein-Koeffizient der spontanen Emission oder auch spontane Übergangswahrscheinlichkeit für den Übergang $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$.

Von der Gesamtzahl N der Moleküle pro Volumeneinheit unseres Hohlraums seien N_i im Zustand E_i . Im stationären Fall muss die gesamte Absorptionsrate (= Zahl der pro Volumeneinheit und Sekunde absorbierten Photonen) $N_1 B_{12} \rho(\nu)$ gleich der gesamten Emissionsrate $N_2 B_{21} \rho(\nu) + N_2 A_{21}$ sein, da sich sonst die Energiedichte $\rho(\nu)$ unseres Strahlungsfeldes ändern müsste. Wir haben also

$$N_2 B_{21} \rho(\nu) + N_2 A_{21} = N_1 B_{12} \rho(\nu) \quad (2.8)$$

Im thermischen Gleichgewicht gilt für die Besetzungszahlen N_i des Energieniveaus E_i die Boltzmann-Verteilung

$$N_i = (g_i N / Z) \cdot e^{-E_i / kT} \quad (2.9)$$

wobei g_i das statistische Gewicht des Zustandes E_i (für einen Zustand E_i eines freien Atoms mit dem Drehimpuls J_i ist $g_i = 2J_i + 1$), N die Gesamtzahl der Moleküle pro Volumen und Z die Zustandssumme $Z = \sum_{q=0}^{\infty} e^{-q h \nu / kT}$ ist. Für das Verhältnis N_2 / N_1 erhält man aus (2.9)

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_1}{g_2} e^{-(E_2 - E_1) / kT} = \frac{g_1}{g_2} e^{-h\nu / kT} \quad (2.10)$$

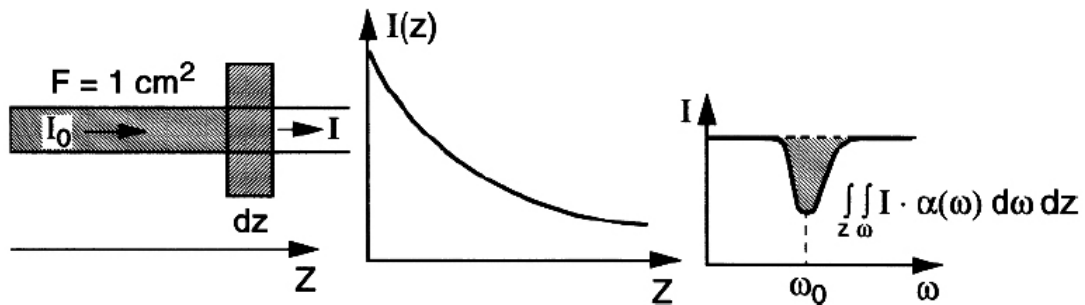


Abbildung 2.3: Zur Definition von absorbiertem Intensität und dem spektralem Absorptionsprofil bei Einfall einer spektral-kontinuierlichen Strahlung

Andererseits wird die spektrale Energiedichte $\rho(\nu)$ der Hohlraumstrahlung durch die Plancksche Formel (2.4) beschrieben. Da beide Gleichungen für alle Frequenzen ν und beliebige Temperaturen T gelten müssen, liefert ein Vergleich für die Einstein-Koeffizienten die Relationen

$$B_{12} = \frac{g_2}{g_1} B_{21} \quad (2.11)$$

$$A_{21} = \frac{8\pi \cdot h\nu^3}{c^3} B_{21} \quad (2.12)$$

Das heißt, dass bei gleichen statistischen Gewichten der beiden Zustände E_1 und E_2 die Einstein-Koeffizienten für induzierte Emission und Absorption gleich sind!

Man kann (2.12) das folgende wichtige Ergebnis entnehmen: Die induzierte Emissionswahrscheinlichkeit $B_{21} \cdot \rho(\nu)$ ist immer dann größer als die spontane Emissionswahrscheinlichkeit A_{21} , wenn

$$\rho(\nu) > \frac{8\pi \cdot \nu}{c^3} h\nu \quad (2.13)$$

Die induzierte Emissionsrate in einer Mode ist immer dann größer als die spontane Rate, wenn das induzierende Strahlungsfeld in dieser Mode mehr als ein Photon enthält.

2.1.3 Beersches Gesetz

Üblicherweise beschreibt man die Absorption von Licht beim Durchgang durch Materie nicht als Amplituden- sondern als Intensitätsabnahme, da man nur Intensitäten – nicht aber Amplituden –

direkt messen kann. Läuft eine ebene Welle mit der Intensität $I(\omega)$ in z-Richtung durch ein homogenes Medium (Abb. 2.3), so wird auf der Strecke dz die Intensität um

$$dI = -\alpha \cdot I \cdot dz \quad (2.14)$$

vermindert. Der Absorptionskoeffizient $\alpha [cm^{-1}]$ gibt dabei den auf der Strecke $dz = 1cm$ absorbierten Bruchteil di/I an. Wenn α unabhängig von I ist (lineare Absorption), liefert die Integration von (2.14) das Beer'sche Absorptionsgesetz mit $I(z = 0) = I_0$

$$I = I_0 e^{-\alpha z} \quad (2.15)$$

Der Absorptionskoeffizient α ist in vielen Fällen proportional zum Imaginärteil des Brechungsindex (n_rRealteil, kImaginärteil) und hat in der Umgebung der Oszillatoreigenfrequenz für ruhende Moleküle eine Frequenzabhängigkeit, die für $n - 1 \ll 1$ wie allgemein im Falle von Resonanzen durch ein Lorentz-Profil beschrieben wird.

$$\begin{aligned} \kappa &= \frac{Nq^2}{2\varepsilon_0 m} \frac{\gamma \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2} \\ n_r &= 1 + \frac{Nq^2}{2\varepsilon_0 m} \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2} \end{aligned} \quad (2.16)$$

Die Gleichungen (2.16) heißen auch Dispersionsrelationen.

In der Umgebung der Eigenfrequenzen vereinfachen sich die Gleichungen zu:

$$\begin{aligned} \kappa &= \frac{Nq^2}{8\varepsilon_0 m \omega_0} \frac{\gamma}{(\omega_0 - \omega)^2 + (\gamma/2)^2} \\ n &= 1 + \frac{Nq^2}{4\varepsilon_0 m \omega_0} \frac{\omega_0 - \omega}{(\omega_0 - \omega)^2 + (\gamma/2)^2} \end{aligned}$$

2.1.4 Oszillatorstärken und Einsteinkoeffizienten

Atome oder Moleküle haben wegen der Vielzahl ihrer möglichen Energiezustände nicht nur einen, sondern viele Absorptionsübergänge, d. h. Eigenfrequenzen, bei denen Absorption auftreten kann. Die Größe des Absorptionskoeffizienten hängt dabei ab von der Art des Moleküls und der Struktur

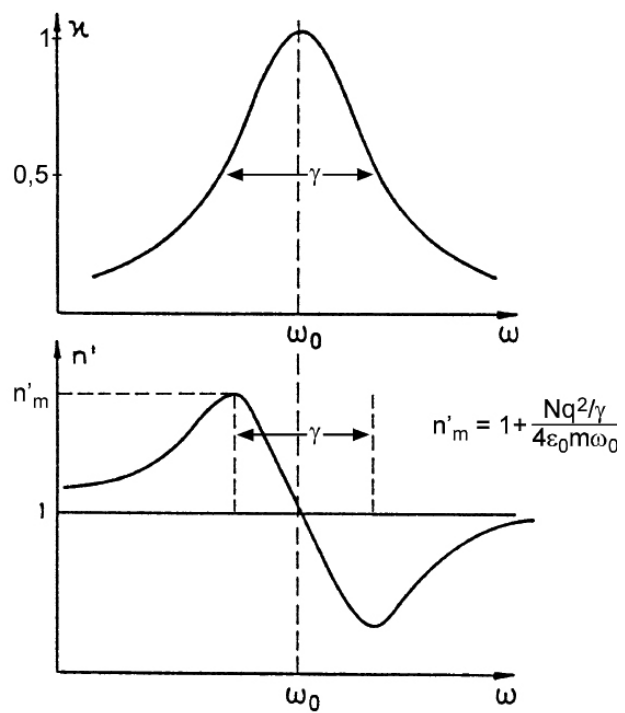


Abbildung 2.4: Verlauf von Absorption und Dispersion in der Umgebung der Resonanzfrequenz ω_0 eines atomaren Überganges

und Symmetrie der Zustände, zwischen denen bei der Absorption ein Übergang stattfindet. Wir wollen jetzt den i aus dem Modell des klassischen Oszillators hergeleiteten Absorptionskoeffizienten α mit den speziellen Atom- bzw. Molekül-Übergängen verknüpfen. Dazu muss man im Prinzip die Übergangswahrscheinlichkeit zwischen zwei Energiezuständen E_i und E_k ausrechnen, was nur mithilfe der Quantenmechanik möglich ist. Man kann jedoch diese Übergangswahrscheinlichkeit summarisch ausdrücken durch die sogenannte Oszillatorstärke f , die aus Experimenten bestimmbar ist und folgende Bedeutung hat:

Ein Atom mit einem „Leuchtelektron“ d. h. mit einem im betrachteten Spektralbereich anregbaren Elektron, das beim Übergang in ein tieferes Energieniveau zu Lichtemission führt, kann hinsichtlich seiner Gesamtabsorption wie ein klassischer Oszillator mit der oszillierenden Ladung $q = -e$ beschrieben werden. Die Gesamtabsorption vom Niveau E_i aus verteilt sich jedoch auf alle möglichen Übergänge $E_i \rightarrow E_k$, die von diesem Niveau E_i aus zu anderen Niveaus E_k möglich sind, so dass auf jeden einzelnen Übergang nur ein Bruchteil f_{ik} der Gesamtabsorption entfällt. Diese Zahl $f_{ik} < 1$ gibt die Oszillatorenstärke des Übergangs $E_i \rightarrow E_k$ an. Mit anderen Worten: N Atome absorbieren auf dem Übergang $E_i \rightarrow E_k$ genau so stark wie $N f_{ik}$ klassische Oszillatoren.

Da die Gesamtabsorption eines Atoms mit nur einem Leuchtelektron gleich der eines klassischen Oszillators ist, muss $\sum_k f_{ik} = 1$ sein. Die Summation geht dabei über alle Energieniveaus k (einschließlich des Kontinuums), die vom Zustand E_i , aus erreichbar sind. Ist ein angeregtes Niveau E_k besetzt, so kann auch induzierte Emission auftreten, die zu einer Verminderung der effektiven Absorption führt. Die entsprechenden Oszillatorenstärken f_{ki} mit $E_{k>i}$ werden deshalb negativ.

2.1.5 Wechselwirkung Strahlung-Molekulares System

Wie wir schon festgestellt haben, wollen wir bei der Laserspektroskopie eine Reaktion des atomaren oder molekularen Systems als Folge der Einstrahlung von elektromagnetischer Strahlung - und zwar als Funktion der Wellenlänge dieser Strahlung - beobachten.

Ausgangspunkt für die meisten der folgenden Überlegungen ist das vereinfachte Zwei-(Drei-) Niveausystem für die quantenmechanische Beschreibung des Atoms (Moleküls) (Abbildung 2.5).

Eine Laserstrahlung (elektromagnetische Strahlung) \vec{E} falle auf ein Atom welches durch das in Abbildung 2.5 gezeigte Energieniveauschema beschrieben wird. Einfachheitshalber werden wir uns dabei auf eine monochromatische Strahlung der Form $E = A_0 \cos(\omega t - kz)$ beschränken. Außerdem soll die Frequenz ω der Strahlung nahe der Resonanzfrequenz ω_{ab} des Übergangs $a \rightarrow b$, liegen.

Wir wollen uns im folgenden auf den Fall der so genannten Dipolnäherung beschränken. Wie aus der Elektrodynamik bekannt, kann man die Kraft, die ein Feld auf eine Ladung ausübt, unter der Voraussetzung, dass das Feld im interessanten Bereich nicht stark variiert (in unserem Fall verlangen wir dass

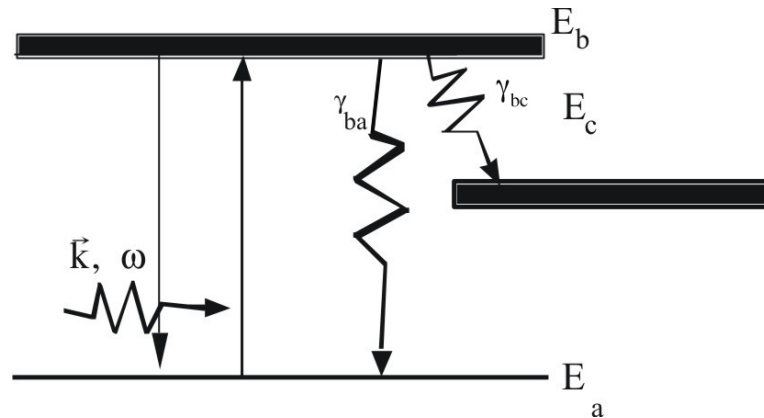


Abbildung 2.5: Schema der Wechselwirkung elektromagnetischer Strahlung der Frequenz ω und der Wellenzahl k mit einem molekularen System. Die Strahlung bewirke nur Änderungen des Systems bezüglich der Energieniveaus E_a und E_b , da die eingestrahelte Frequenz so schmalbandig sei, dass die Wirkungsquerschnitte für alle anderen möglichen Übergänge praktisch null sind. Die Dämpfungskonstante γ_b beschreibt alle möglichen Relaxationsprozesse, das heißt Übergänge vom Niveau E_b in niedrigere Niveaus, die nicht durch die Strahlung ω ausgelöst werden (z.B. spontane Emission, strahlungslose Übergänge). Eine analoge Konstante γ_a muss definiert werden, wenn E_a nicht der Grundzustand ist.

die Phase des Felds sich über das Atom hin nicht stark ändert, d.h. $1 \gg$ Abmessungen des Atoms), in eine Taylorreihe entwickeln. Das entsprechende Potential erhält man durch Integration ebenfalls als eine Reihenentwicklung. Berechnen wir nun die (Wechselwirkungs-) Energie des Feldes mit dem Atom bestehend aus mehreren Ladungen erhalten wir eine Multipolentwicklung für die Energie. Der uns hier interessierende Beitrag zur Energie, der durch das äußere E-Feld hervorgerufen wird, ist die Dipolwechselwirkung von der Form:

$$-\vec{d} \cdot \vec{E} = -\vec{d} \cdot \vec{A}_0 \cos(\omega t) = -\vec{d} \cdot \vec{A}_0 (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) \quad (2.17)$$

wobei wir schon berücksichtigt haben, dass $kz = 2\pi/\lambda \ll 1$ ist.

Explizit zwischen zwei atomaren Zuständen m, n können wir \vec{d} folgendermaßen anschreiben:

$$\vec{d} = \int \rho(\vec{r}) \vec{r} d^3r = \int -e\psi_n(\vec{r})^* \vec{r} \psi_m(\vec{r}) d^3r = -e \langle n | \vec{r} | m \rangle \quad (2.18)$$

2.2 Kohärente und Inkohärente Anregung

2.2.1 Ratengleichungen (inkohärente Anregung)

Bei der Behandlung der Anregung mit Ratengleichungen geht man von der vereinfachenden Annahme aus, dass die Änderung der Besetzung proportional dem Produkt aus einem Wirkungsquerschnitt und der momentanen Besetzung des Zustandes ist. Die Wirkungsquerschnitte können dabei von der Strahlungsintensität abhängen oder aber auch reine Relaxationskonstanten sein. (Siehe Gleichungen 2.11, 2.12)

Die Ratengleichungen beschreiben den inkohärenten Übergang des Systems aus dem Boltzmannschen thermodynamischen Gleichgewicht zum zeitunabhängigen Gleichgewichtszustand unter Einwirkung der Strahlung. Charakteristisch dabei ist, dass z.B. auch bei einem System ohne Relaxationen der obere und untere Zustand maximal gleich besetzt sein kann. Der inkohärente Fall entspricht der klassischen Überlagerung der messbaren Größe, also hier der Besetzungszahl der verschiedenen Energieniveaus (*mit Elektronen*). Mögliche Interferenzen der Zustände (Wellenfunktionen) werden dabei von vornherein vernachlässigt.

Unter Vernachlässigung von Einschwingvorgängen (d.h. $t \gg \tau$) ist die Wahrscheinlichkeit der induzierten Anregung (und auch Emission) P_{ab} ein Produkt aus der Laserintensität und einer konstanten Größe (der Einsteinkoeffizienten B_{ab}). Die Wahrscheinlichkeit der spontanen Emission $\gamma = 1/\tau$ ist proportional dem Einsteinkoeffizient A_{ab} . Die beiden Einsteinkoeffizienten stehen ja wie schon besprochen miteinander über die Gleichung

$$B_{ab} = \frac{c^3}{8\pi h\nu^3} A_{ab} \quad (2.19)$$

in Beziehung. Mit diesen Näherungen kann man dann die Änderung der Besetzung der einzelnen Zustände durch einfache Ratengleichungen beschreiben, wobei wir uns hier vorerst für den stationären Fall ($t \rightarrow \infty$) besonders interessieren werden. Für i atomare Zustände erhalten wir i Ratengleichungen für die Besetzungszahl $n_n(t)$ der einzelnen Zustände der Form

$$\frac{d}{dt} n_n(t) = \sum_{m \neq n}^i n_m(t) R_{mn}(t) - n_n(t) \sum_{m \neq n}^i R_{nm}(t) \quad (2.20)$$

wobei $R_{mn}(t)$ die Übergangswahrscheinlichkeit von Zustand m zu Zustand n ist. Diese kann selbst aus mehreren Beiträgen bestehen. Für unsere Betrachtungen können wir uns auf folgende Beiträge zu R_{mn} beschränken:

1. Induzierte Emission und Absorption: proportional zu

$$B_{mn} \times \text{Laserintensität} \times \text{Absorptionswirkungsquerschnitt(optionell)}$$

2. Spontane Emission : proportional zu

$$\Gamma_n = \frac{1}{\tau} = \sum_{m[E_m < E_n]}^i A_{nm} \quad (2.21)$$

Die einzelnen A_{mn} beschreiben die spontane Emission zwischen den einzelnen Zuständen.

3. Stoßabregung: in manchen Fällen können Stöße als Dämpfung wirken. Man kann diese wie einen zusätzlichen Beitrag zu γ_{mn} behandeln.

Lösung der Ratengleichungen

Die einem speziellen Fall entsprechenden Ratengleichungen 2.20 sind bei Kenntnis der Einsteinkoeffizienten und der zur Verfügung stehenden Intensitäten (*oder spektralen Dichten*) kann man die Ratengleichungen sehr leicht anschreiben. Dies gilt für den Übergang zwischen diskreten Energieniveaus, kann aber auch für Übergänge ins Kontinuum (Ionisierung) verwendet werden.

Die Gleichungen 2.20 ergeben ein Differentialgleichungssystem, das in sehr einfachen Fällen analytisch gelöst werden kann. Jedoch ist es auch in relativ komplexen Situationen sehr leicht numerisch zu lösen. Dazu stehen heute sehr komfortable Methoden zur Verfügung.

Z.B. bietet *Mathematica* eine gute Methode, die Ratengleichungen zu lösen. In gewissen Fällen kann damit eine analytische Lösung erhalten werden. In den meisten komplexeren Fällen ist es wahrscheinlich günstiger eine numerische Integration der Gleichungen durchzuführen. Dies ist aber nicht nur mit *Mathematica*, sondern mit einer Vielzahl von sogenannten Simulationssprachen möglich. Als Beispiel betrachten wir dazu ein Vierniveausystem, wobei wir die einzelnen Einsteinkoeffizienten wählen können. Damit ist ein Zwei-, Drei- oder Vierniveausystem darstellbar.

Für den Zahlenwert der Einsteinkoeffizienten sollte man beachten, dass im gezeigten Fall sinnvollerweise bei den Koeffizienten für die induzierten Übergänge eigentlich das Produkt $B_{ik} \cdot \rho$ verändert wird.

Im folgenden ein einfaches Mathematica Notebook, welches ein Vierniveausystem simuliert (Abbildung 2.6). Durch Wählen verschiedener numerischer Werte für die Einsteinkoeffizienten kann sowohl ein Zwei-, Drei- oder Vierniveausystem simuliert werden. Außerdem kann die Länge des Pumpulses und Q-Switching gewählt werden.

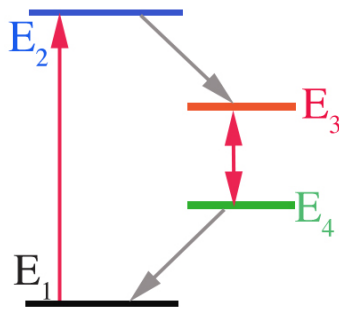


Abbildung 2.6: Definition der Energieniveaus in einem Vierniveausystem

Manipulate[

```
pump[t_]:=UnitStep[t]-UnitStep[-pumpwidth+t];
```

```
qswitch[t_]:=1-UnitStep[+∞+t]+UnitStep[-qsw+t];
```

```
glsys={(n1'[t]==(a12+b21 pump[t]) n2[t]+a41 n4[t]-b21 pump[t] n1[t],
```

```
(n2'[t]==b21 pump[t] n1[t]-n2[t] (a12+a23+a24+b21 pump[t]),
```

```
(n3'[t]==a23 n2[t]-(a34+b34 qswitch[t]) n3[t],
```

```
(n4'[t]==a24 n2[t]+(a34+b34 qswitch[t]) n3[t]-a41 n4[t],,
```

```
n1[0]==1,n2[0]==0,n3[0]==0,n4[0]==0};
```

```
s=NDSolve[glsys,{n1[t],n2[t],n3[t],n4[t]},{t,0,tend}];
```

```
Plot[Evaluate[{{n1[t],n2[t],n3[t],n4[t]},{(n3[t]-n4[t])}/.s},{t,0,tend},
```

```
PlotRange->All,PlotStyle->{{RGBColor[1,0,0]},{RGBColor[0,1,0]},{RGBColor[0,0,1]},{
```

```
{RGBColor[0.8,0,0.5]},{RGBColor[0.,0,0.]}}],
```

```
{{b21,10,"B21"},1,20,Appearance->"Labeled"},
```

```
{{a12,1,Å21"},0.01,2},
```

```
{{a23,0.1,Å23"},0.01,2},
```

```
{{b34,1,"B34"},1,20},
```

```
{{a34,0.1,Å34"},0.01,2},
```

```

{{a41,0,Ä41"},0.0,2
{{tend,10},0,30,Appearance->"Labeled"},
{{pumpwidth,∞},0,tend,Appearance->"Labeled"},
{{qsw,0},0,30,Appearance->"Labeled"}
]

```

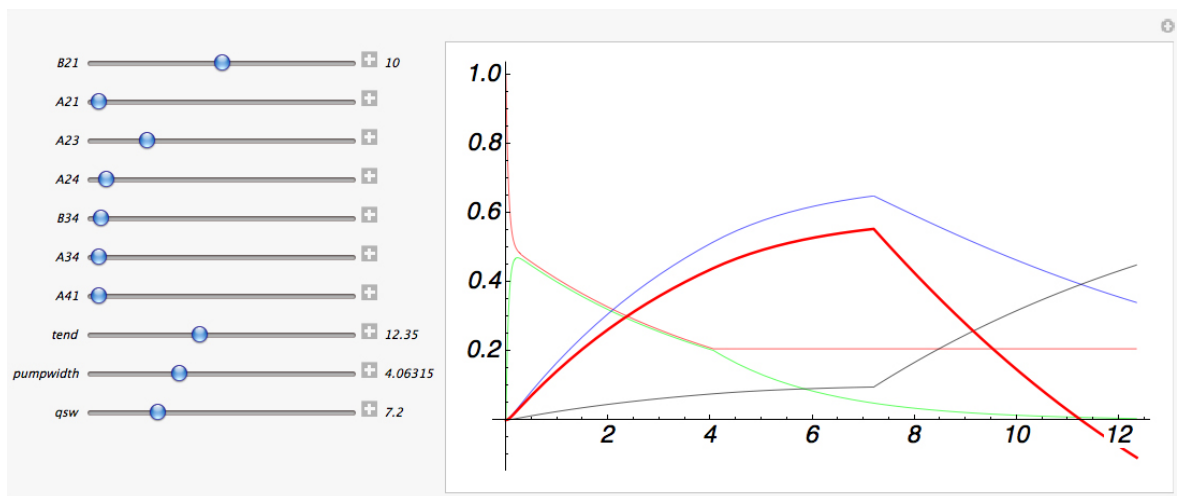


Abbildung 2.7: Mathematica Ergebnisse für ein 4-Niveausystem

2.2.2

2.2.3 Übergangswahrscheinlichkeiten

Unter Berücksichtigung der folgenden Beziehungen zwischen Intensität I der Laserstrahlung und der entsprechenden spektralen Dichte $\rho(\omega)$:

$$I = c \int \rho(\omega) d\omega = c\epsilon_0 E^2 = c\epsilon_0 E_0 \cos^2(\omega t - kz)$$

$$A_0 = \frac{E_0}{2} \rightarrow \bar{I} = c\epsilon_0 E_0^2 \overline{\cos^2(\omega t - kz)} = 2c\epsilon_0 A_0^2$$

$$\rho(\omega) = \epsilon_0 \frac{A_0^2}{2} \quad (2.22)$$

erhalten wir für die Übergangswahrscheinlichkeit $P_{ab}(t)$ (unter der vereinfachenden Annahme, dass I klein ist und daher in m vernachlässigt werden kann):

$$P_{ab}(t) = \int |b(t)|^2 d\omega = \frac{eR_{ab}^2}{2\varepsilon_0\hbar^2} \int \rho\omega \left[\frac{\sin \left[(\omega_{ba} - \omega) \frac{t}{2} \right]}{\left[\frac{(\omega_{ba} - \omega)}{2} \right]} \right] d\omega \quad (2.23)$$

Das Integral kann unter der Annahme eines im Bereich der Resonanz konstanten $\rho(\omega)$, wie es für thermische, weiße Lichtquellen der Fall ist, ausgeführt werden und ergibt den Wert $\rho(\omega_{ab}) \cdot 2\pi t$. Wir erhalten damit für die Übergangswahrscheinlichkeit P_{ab} bzw. die Übergangswahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit $\frac{dP_{ab}}{dt}$:

$$P_{ab}(t) = \frac{\pi e^2 R_{ab}^2}{\varepsilon_0 \hbar^2} \rho(\omega_{ba}) \cdot t$$

$$\frac{dP_{ab}}{dt} = \frac{\pi e^2 R_{ab}^2}{\varepsilon_0 \hbar^2} \rho(\omega_{ba}) = \rho(\omega_{ba}) \cdot B_{ab} \quad (2.24)$$

Wir erhalten aus Gleichung 2.24 auch die bekannte Beziehung für den Einsteinkoeffizient B_{ab} .

$$B_{ba} = \frac{\pi e^2}{\varepsilon_0 \hbar^2} \left| \int \psi_b^* \vec{r} \psi_a d^3r \right|^2 \quad (2.25)$$

Kapitel 3

Aufbau und Realisierung eines Lasers - wesentliche Eigenschaften

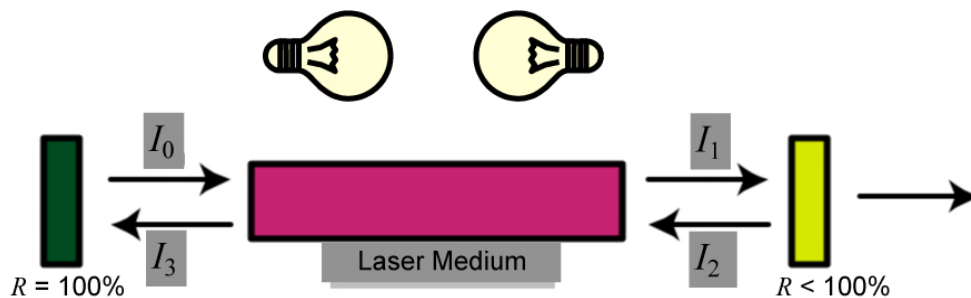


Abbildung 3.1: Grundelemente jedes Lasers.

Jeder Laser kann auf vier Grundelemente reduziert werden (siehe Abbildung 3.1:

1. Lasermedium - optischer Verstärker
2. Energiepumpe
3. Optischer Resonator
4. Optische Komponenten im Resonator (optionell)

Im Folgenden wollen wir die einzelnen Komponenten besprechen.

3.1 Laserverstärker, Aktives Medium

Die Energiepumpe (z. B. Blitzlampe, Gasentladung, oder auch ein anderer Laser) erzeugt im Lasermedium eine vom thermischen Gleichgewicht extrem abweichende Besetzung eines oder mehrerer Energieniveaus (z.B. in Abb. 2.7 die dicke rote Kurve, die die Besetzungsdifferenz zwischen Niveau 3 und Niveau 4 zeigt). Bei genügend großer Pumpleistung wird zumindest für ein Niveau k mit der Energie E_k die Besetzungsdichte N_k größer als die Besetzungsdichte N_i für ein energetisch tiefer liegendes Niveau i , das mit k durch einen erlaubten Übergang verbunden ist (Inversion). Da in einem solchen Fall die induzierte Emissionsrate $N_k B_{ki} \rho(\nu)$ mit $\nu = (E_k - E_i)/h$ auf dem Übergang $k \rightarrow i$ größer wird als die Absorptionsrate $N_i B_{ik} \rho(\nu)$ kann Licht beim Durchgang durch das aktive Medium verstärkt werden.

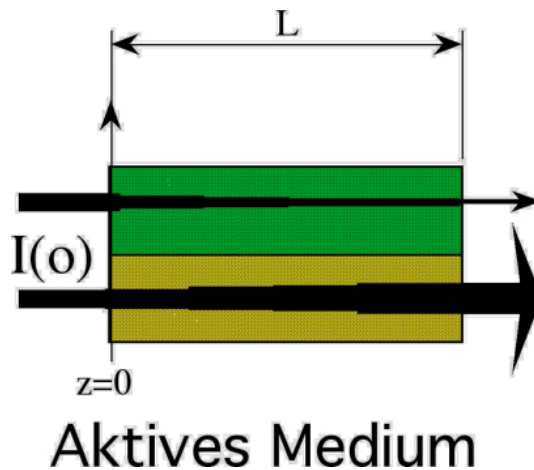


Abbildung 3.2: Aktives Medium

Auf Grund der Wechselwirkung mit den Atomen/Molekülen des Mediums wird eine Lichtwelle der Intensität $I(\nu, z)$ nach Eintritt in ein Verstärkermedium (aktives Medium) durch Leistungsabgabe/aufnahme gemäß dem Beer'schen Gesetz 2.14 ihre Größe ändern:

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

Der Absorptionskoeffizient $\alpha(\nu)$ ist nach den obigen Überlegungen

$$\alpha(\nu) = \left[n_i - \frac{g_i}{g_k} n_k \right] \cdot \underbrace{\left(\frac{\hbar \omega_{ik}}{c} B_{ik} \right)}_{\sigma_{ik}} \quad (3.1)$$

[Hinweis: Die Ratengleichungen liefern uns die Besetzungszahländerung der Zustände i, k unter

Einwirkung der Strahlung proportional $n_i B_{ik}$. Die dadurch absorbierte Leistung ist dann proportional $n_i B_{ik} \cdot h\omega_{ik} \rho(\omega_{ik})$ oder aber auch $I(\omega_{ik}) \alpha_{ik}$. Durch Vergleich erhalten wir dann sofort $\alpha_i = (h\omega_{ik}/c) B_{ik} n_i$. Die g -Werte sind die statistischen Gewichte der Zustände, falls diese entartet sind.]

Wir können sofort sehen, dass der Absorptionskoeffizient α positiv oder negativ sein kann und demnach in einer Abschwächung oder Verstärkung der einfallenden Lichtintensität resultieren kann.

Wird das aktive Medium der Länge L in einen optischen Resonator der Länge d eingebaut, kann die Lichtwelle dieses oft durchwandern. Wir definieren uns deshalb eine Verstärkung pro Umlauf $G(\nu)$:

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

In einem realen Resonator wird aber nur ein gewisser Anteil an den Spiegeln reflektiert und durch weitere Elemente im Resonator wird ein Teil der Lichtintensität bei jedem Umlauf verlorengehen.

$$I(\nu, 2d) = I(\nu, 0)e^{-\gamma}$$

wobei γ alle Verluste pro Umlauf beschreibt.

Daraus ergibt sich für die Netto-Verstärkung pro Umlauf:

$$G(\nu, 2d) = e^{-2\alpha(\nu) \cdot L - \gamma}$$

Eine (positive) Verstärkung der Lichtintensität ist dann zu beobachten wenn die Bedingung

$$-2\alpha(\nu)L > \gamma$$

erfüllt ist. Daraus erhalten wir auch die sogenannte Schwellwertbedingung für die Laseroperation:

$$\Delta n = \left[-n_i + \frac{g_i}{g_k} n_k \right] \geq \Delta n_{Schw} = \frac{\gamma}{2 \cdot \sigma(\nu) \cdot L}$$

Voraussetzung also, dass ein Medium als Lichtverstärker dienen kann, ist die Besetzungsinversion eines oberen Energieniveaus des Systems bezüglich eines niedrigeren Energieniveaus. In diesem (nur „künstlich“ herzuführenden) Zustand kann die induzierte Emission die induzierte Absorption überwiegen und so einfallendes Licht verstärkt werden. Das dabei entstehende Licht ist in Phase und kohärent mit dem einfallenden Licht.

Der Verstärkungsfaktor $G(\nu)$ sowie der Absorptionskoeffizient $\alpha(\nu)$ sind Funktionen der Frequenz bzw. Wellenlänge und hängen daher substantiell vom Lasermedium ab. Die Halbwertsbreite kann dabei von der natürlichen Linienbreite (eigentlich realistischere Weise der dopplerverbreiteten natürlichen Linienbreite) von typisch GHz bis hunderte nm bei Farbstoffen oder Festkörperlaser reichen.

3.2 Resonator

Bringt man eine Lichtquelle in einen Hohlraum, so wird sich deren Strahlungsenergie so auf alle Moden verteilen, dass das System (bei entsprechend höherer Temperatur) wieder im thermischen Gleichgewicht ist. Wegen der großen Zahl der verfügbaren Moden wird aber die Zahl der Photonen, die auf eine Mode entfallen, im optischen Bereich sehr klein sein. Ein solcher Resonator ist daher als Laserresonator nicht geeignet.

Um zu erreichen, dass sich das Strahlungsfeld im Inneren des Resonators nicht auf alle Moden verteilt, sondern auf wenige Moden konzentriert bleibt, muss der Resonator so beschaffen sein, dass er für wenige Moden eine starke Rückkopplung hat, während er die von der Strahlungsquelle (das ist das aktivierte Medium) in andere Moden emittierte Energie nicht reflektiert, sondern gleich nach außen abgibt. Man kann dies auch folgendermaßen beschreiben:

Hat der Resonator für die k -te Mode den Verlustfaktor β_k , so gibt er auf dieser Mode, in der die Energie W_k gespeichert sein möge, im Zeitintervall dt die Energie $dW_k = -\beta_k W_k dt$ ab. Nach Abschalten der Energiezufuhr wird daher die Strahlungsenergie in dieser Resonatormode exponentiell abnehmen. Daraus folgt

$$W_k(t) = W_k(0)e^{-\beta_k t}$$

Man definiert die Resonatorgüte Q_k für die k -te Resonatormode als 2π mal dem Quotienten aus gespeicherter Energie W_k und dem pro Schwingungsperiode

$1/\omega$ auftretenden Energieverlust. Für Q_k ergibt sich $Q_k = 2\pi\nu/\beta_k \approx 2\pi\nu\tau_k$.

Durch $\tau_k = 1/\beta_k$ kann man eine mittlere Verweilzeit der Photonen im Resonator definieren. Hat der Resonator für wenige Moden kleine Verlustfaktoren β , für alle anderen aber große Verluste, so wird – auch bei gleicher Energiezufuhr in alle Moden – die Photonenzahl in den verlustarmen Moden größer als in den anderen Moden werden. Dadurch wird die Wahrscheinlichkeit für induzierte Emission in diesen Moden größer, so dass die Pumpenergie bevorzugt in Strahlungsenergie dieser Moden umgesetzt werden kann. Ein solcher Resonator konzentriert also die Strahlungsenergie des aktiven Mediums auf wenige Moden!

Optische Resonatoren, die aus zwei sich gegenüber stehenden planparallelen Spiegeln bestehen und in den beiden anderen Richtungen keine Wände haben sondern völlig offen sind (Abb. 3.1), können bei geeigneter Dimensionierung die oben geforderten modenselektiven Eigenschaften haben: Licht, das parallel zur Resonatorachse auf die Spiegel trifft, wird in sich reflektiert und durchläuft daher das aktive Medium öfter als Licht, das schräg auftrifft und bereits nach wenigen Reflexionen aus dem Resonator entweicht. Der Verlustfaktor β pro Sekunde bzw. $\gamma = (2d/c)/\beta$ pro Resonatorumlauf kann in mehrere Summanden zerlegt werden: $\gamma = \gamma_r + \gamma_B + \gamma_A + \gamma_S$ wobei γ_r die Verluste durch Reflexion, γ_B die Verluste durch Beugung, γ_A die Verluste durch Absorption und γ_S die Verluste durch Lichtstreuung beschreiben.

Solche offenen Resonatoren sind im Prinzip nichts anderes als die etwas später behandelten Fabry-Perot-Interferometer, und wir können verschiedene der dafür geltenden Beziehungen hier verwenden. Es besteht jedoch ein wesentlicher Unterschied hinsichtlich der geometrischen Dimensionen: Während bei einem üblichen FPI der Abstand der beiden Spiegel kleiner ist als ihr Durchmesser, so dass Beugungseffekte im Allgemeinen vernachlässigbar sind, liegen die Verhältnisse bei den meisten Laserresonatoren gerade umgekehrt: Der Spiegelabstand d ist oft groß gegen den nutzbaren Durchmesser der Spiegel, so dass Beugungserscheinungen eine wesentliche Rolle spielen und zu Beugungsverlusten der zwischen den Spiegeln hinund herreflektierten Welle führen, die in geschlossenen Resonatoren nicht auftreten und auch bei üblichen FPI bedeutungslos sind.

3.2.1 Entstehung der Laserstrahlung

Die Entstehung des Laserlichtes ist aus folgender Abbildung ersichtlich. Falls ein Medium durch äußere „Einwirkung“ (Pumpen) besetzungsinvertiert wird und dabei ein Niveau besetzt wird, welches durch Dipolstrahlung zuerst spontan in ein niedrigeres übergehen kann, dann kann in einem Resonator automatisch die Generierung kohärenter Strahlung ablaufen. Die geometrische (optische) Beschaffenheit des Resonators bewirkt dabei die Beschränkung der sich ausbildenden Lichtintensität auf spezielle räumliche (transversale) Moden (Bereiche).

Dies kann man sich leicht überlegen, wie im folgendennäher gezeigt wird.

3.2.2 Stabiler und Instabiler Resonator, Transversale Moden

Der sogenannte **Resonator** hat die Aufgabe, Lichtstrahlen oft - *im Grenzfall unendlich oft* - durch ein Medium durchzuschicken, wobei diese dann bei jedem Durchgang durch das Medium verstärkt werden. Eine mögliche optische Anordnung ist in Abbildung 3.4 gezeigt. Im Fall des sogenannten linearen

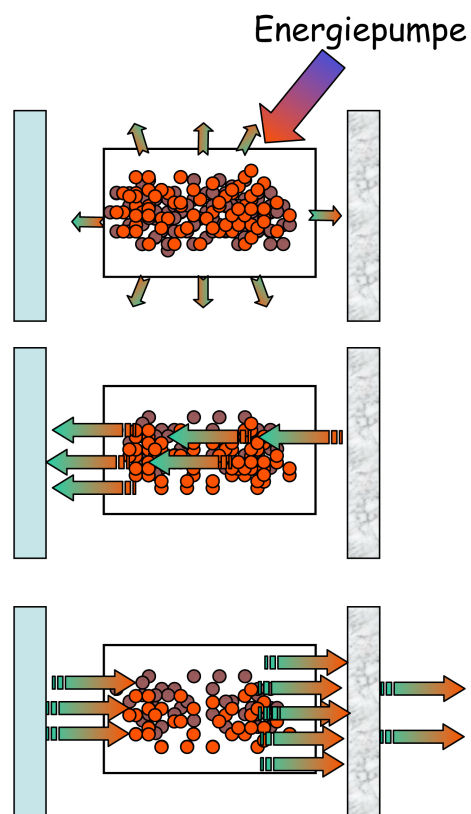


Abbildung 3.3: Entstehung der Laserstrahlung durch Zusammenspiel des Resonators und dem besetzungsinvertierten Lasermedium.

Resonators dienen z.B. zwei Spiegel im Abstand d dazu die Strahlen hin- und her zu reflektieren. In der gezeigten (nicht die einfachste!) Variation ist einer der Spiegel eben ($R = \infty$), der andere hat einen Krümmungsradius R .

Wie stellen und nun die Frage, wie der Abstand der Spiegel bei gegebenem R sein muss, damit der Strahl stabil im Resonator läuft, d.h. praktisch unendlich lang im Resonator bleibt.

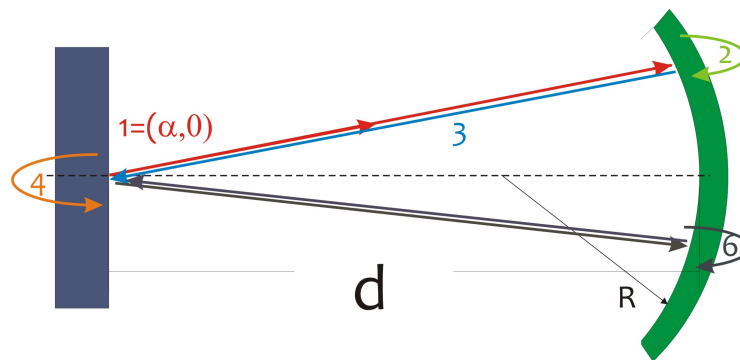


Abbildung 3.4: Strahlengang eines stabilen Resonators

Wir formulieren dazu den Strahlengang mit der Matrixmethode und wollen erreichen, dass der Anfangsstrahl (wir bezeichnen die Anfangssituation beim linken Spiegel mit 1 und der Strahl hat dann die Vektorform $\begin{pmatrix} \alpha \\ 0 \end{pmatrix}$, da der Strahl auf der Achse beginnt und zwar unter dem Winkel α) nach einer für das System typischen Anzahl vom Hin- und Herläufen in sich zurückkehrt, d.h. wieder $\begin{pmatrix} \alpha \\ 0 \end{pmatrix}$ ist. Mittels Matrixoperationen müssen wir die folgenden Schritte formulieren:

- Translation vom Ausgangspunkt bis zum Spiegel rechts (1)
- Reflexion am gekrümmten Spiegel (2)
- Translation vom Spiegel rechts bis Spiegel links (3)
- Reflexion am ebenen Spiegel (4)
- Translation vom linken Spiegel zum Spiegel rechts (5)
- Reflexion am gekrümmten Spiegel (6)

26 KAPITEL 3. AUFBAU UND REALISIERUNG EINES LASERS - WESENTLICHE EIGENSCHAFTEN

- Translation vom Spiegel rechts bis Spiegel links (7)
- Reflexion am ebenen Spiegel (8)

Danach sollte der Strahl wieder den **ursprünglichen Zustand haben**. Alle Schritte sind mittels einer entsprechenden Matrix anzusetzen und daraus die Systemmatrix für diese 8 Schritte zu erhalten. Die geforderte Bedingung lautet dann mit den Matrizen ??, ??

$$\mathfrak{R}_1 = \begin{pmatrix} 1 & \frac{2n}{R} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \text{ bzw. } \mathfrak{T}_{12} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{D_{12}}{n} & 1 \end{pmatrix}$$

$$M = \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}}_{(8)} \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ d & 1 \end{pmatrix}}_{(7)} \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & -\frac{2}{R} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}}_{(6)} \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ d & 1 \end{pmatrix}}_{(5)} \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}}_{(4)} \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ d & 1 \end{pmatrix}}_{(3)} \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & -\frac{2}{R} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}}_{(2)} \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ d & 1 \end{pmatrix}}_{(1)} =$$

$$= \begin{pmatrix} \frac{1}{R^2} (R^2 - 8Rd + 8d^2) & -\frac{4}{R^2} (R - 2d) \\ \frac{4}{R^2} d (R^2 - 3Rd + 2d^2) & \frac{1}{R^2} (R^2 - 8Rd + 8d^2) \end{pmatrix} \rightarrow$$

Diese Systemmatrix soll nun bewirken, dass der Strahl durch das optische System, beschrieben durch die Matrix, in sich abgebildet wird.

$$\begin{pmatrix} n' & \alpha' \\ x' & \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{M}_{11} & \tilde{M}_{12} \\ \tilde{M}_{21} & \tilde{M}_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} n & \alpha \\ x & \end{pmatrix} = \underbrace{\lambda}_{\substack{\text{Eigenwert} \\ \lambda=1}} \cdot \begin{pmatrix} n & \alpha \\ x & \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

Dies ist ein Eigenwertproblem, wobei zuerst der gewünschte Eigenwert logischerweise 1 sein soll.

Die Gleichung 3.2 führt auf folgendes Gleichungssystem, angeschrieben als Determinantengleichung, die 0 werden soll, um den Eigenwert zu bestimmen:

$$M_{sys} = \begin{pmatrix} \frac{1}{R^2} (R^2 - 8Rd + 8d^2) - \lambda & -\frac{4}{R^2} (R - 2d) \\ \frac{4}{R^2} d (R^2 - 3Rd + 2d^2) & \frac{1}{R^2} (R^2 - 8Rd + 8d^2) - \lambda \end{pmatrix}$$

Mit der Determinante, die 0 sein soll, erhalten wir eine Gleichung für die Eigenwerte:

$$\lambda^2 + \left(-\frac{1}{R^2} (2R^2 - 16Rd + 16d^2)\right) \lambda + 1 = 0 \rightarrow$$

$$\lambda_{1,2} = +\frac{(2R^2 - 16Rd + 16d^2)}{2R^2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{R^4} (2R^2 - 16Rd + 16d^2)^2 - 4} \quad (3.3)$$

Da der Eigenwert gemäß 3.2 Eins werden soll erhalten wir folgende Beziehung zwischen R und d :

$$\begin{aligned} & +\frac{(2R^2 - 16Rd + 16d^2)}{2R^2} \pm \sqrt{-\frac{64}{R^4} d (R - d) (R - 2d)^2} = \\ & +\frac{8}{R^2} d^2 - \frac{8}{R} d + 1 - \frac{8}{R^2} (R - 2d) \sqrt{-d(R - d)} = 1 \end{aligned}$$

Die Lösung lautet

$$R = d$$

Soweit ist alles recht einfach und wir könnten das Problem als gelöst ansehen. Nun wäre aber ein so konstruierter Resonator in der Praxis kaum realisierbar, da eine Justierung sehr schwer möglich wäre. Nur eine kleine Ungenauigkeit z.B. des planaren Spiegels würde sofort einen anderen Eigenwert ergeben und der Strahl würde nach n Umläufen $\begin{pmatrix} n' & \alpha' \\ x' & \end{pmatrix} = \underbrace{\lambda^n}_{\text{Eigenwert} \neq 1} \cdot \begin{pmatrix} n & \alpha \\ x & \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \lambda^n n & \alpha \\ \lambda^n x & \end{pmatrix}$ betragen, also aus dem Resonator laufen. Wenn wir uns die Eigenwertgleichung 3.3 näher anschauen, sehen wir, dass wir sie dann umformen können, wenn der Ausdruck unter der Wurzel negativ wird, also der Wurzelterm imaginär wird. Dann gilt:

$$\lambda_{1,2} = +\frac{(2R^2 - 16Rd + 16d^2)}{2R^2} \pm i \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{R^4} \left| (2R^2 - 16Rd + 16d^2)^2 - 4 \right|}$$

Es ist zwar nicht sofort ersichtlich, aber man kann dies in der Form $\cos \beta \pm i \sin \beta$ schreiben. Bilden wir dazu

$$1 - \left(\frac{(2R^2 - 16Rd + 16d^2)}{2R^2} \right)^2 \equiv 1 - \cos^2 \beta = \sin^2 \beta = 1 - \frac{1}{4R^4} (2R^2 - 16Rd + 16d^2)^2$$

Das ist aber genau der Ausdruck unter der Wurzel, wodurch der obige Ansatz sinnvoll wird.

Dass dies nicht nur eine mathematische Spielerei, sondern in der Praxis sehr wichtig ist, sehen wir wenn wir, uns nun die Eigenwerte und den dann resultierenden Strahlengang betrachten:

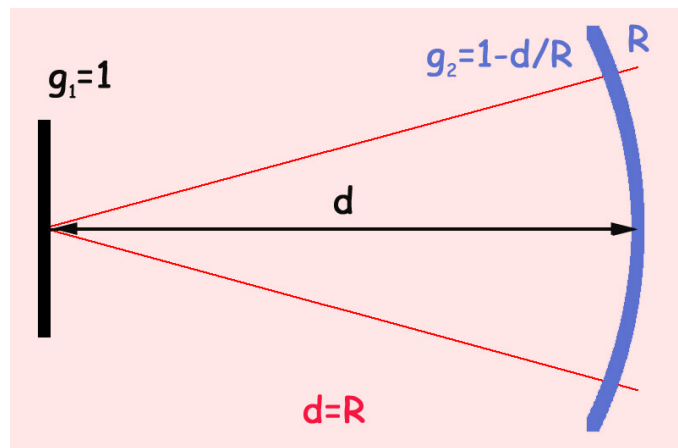


Abbildung 3.5: Stabile Resonatorkonfiguration

$$\lambda_{1,2} = \cos \beta \pm i \sin \beta = \frac{(2R^2 - 16Rd + 16d^2)}{2R^2} \pm i \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{R^4} \left| (2R^2 - 16Rd + 16d^2)^2 - 4 \right|} = e^{\pm i\beta} \rightarrow$$

nach n Umläufen wird der Ausgangsstrahl zu:
$$\begin{pmatrix} n' & \alpha' \\ x' \end{pmatrix} = (e^{\pm i\beta})^n \cdot \begin{pmatrix} n & \alpha \\ x \end{pmatrix}$$

d.h. der Ausgangsstrahl zwar nicht exakt reproduziert, aber seine x -Auslenkung schwankt periodisch um den Ausgangswert.

Man kann demnach - nun viel leichter realisierbar - die Spiegel justieren, und zwar im sogenannten **Stabilitätsbereich**, der sich aus folgender Überlegung ergibt: Der Ausdruck unter der Wurzel muss negativ sein, damit der Eigenwert die periodische Form annimmt:

$$-1 + \frac{1}{4R^4} (2R^2 - 16Rd + 16d^2)^2 < 0 \rightarrow \frac{1}{4R^4} (2R^2 - 16Rd + 16d^2)^2 < 1$$

$$\rightarrow \frac{1}{2R^2} (2R^2 - 16Rd + 16d^2) < 1$$

$$\begin{aligned} \left(1 - 8 \frac{d}{R} + 8 \frac{d^2}{R^2} \right) &< 1 \\ + \frac{d^2}{R^2} &< \frac{d}{R} \\ 0 &< \frac{d}{R} < 1 \end{aligned} \tag{3.4}$$

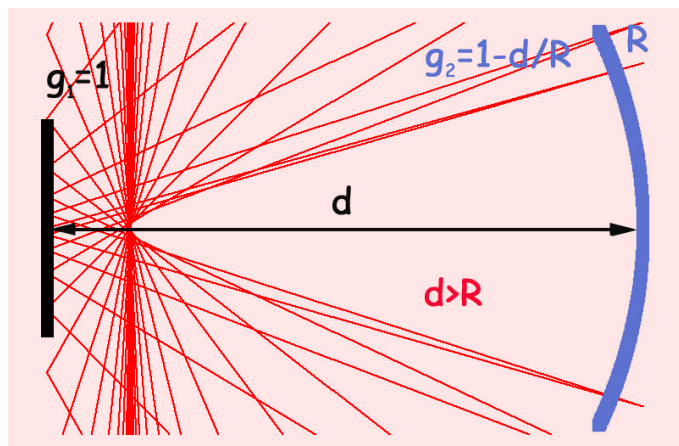


Abbildung 3.6: Instabile Resonatorconfiguration

Das Stabilitätskriterium in der Form 3.4 ist der Spezialfall für einen ebenen und einen gekrümmten Spiegel (Abbildung 3.4). Im allgemeinen Fall lautet es:

$$0 < \left(1 - \frac{d}{R_1}\right) \left(1 - \frac{d}{R_2}\right) = g_1 g_2 < 1$$

$$\left(1 - \frac{d}{R_1}\right) \left(1 - \frac{d}{R_2}\right)$$

wobei im obigen Fall $g_1 = 1$, $g_2 = \left(1 - \frac{d}{R}\right)$ ist. In den folgenden Abbildungen ist die Berechnung des Strahlengangs für drei Fälle gezeigt: a) $d = R$ stabiler Resonator; b) $d > R$ wobei d nur etwas größer als R ist: instabiler Resonator; c) $d < R \rightarrow 1 > g_2 > 0$ Resonator im Stabilitätsbereich.

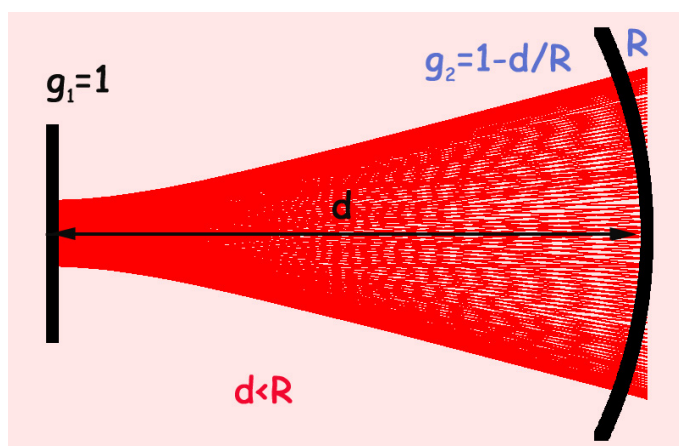
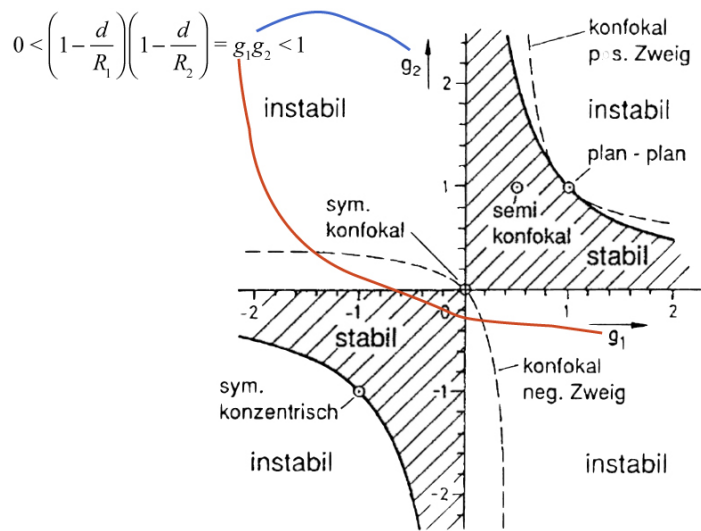


Abbildung 3.7: Resonatorconfiguration im Stabilitätsbereich



37

In instabilen Resonatoren treten stark divergierende Strahlenbündel auf, deren Durchmesser nur durch die Spiegelabmessungen gegeben sind. Natürlich sind die Verluste entsprechend hoch, da eine Welle nur wenige Umläufe im Resonator machen kann. Instabile Resonatoren sind daher nur für Laser mit großer Verstärkung möglich. Um an einer Seite auszukoppeln, wählt man den Durchmesser eines Spiegels groß gegen den des anderen.

3.2.3 Gaußsches Strahlenprofil

Wegen der Beugungseffekte können ebene Wellen in offenen Resonatoren nicht zu stationären Feldverteilungen führen, da ihre Beugungsverluste am Rande der Spiegel größer als in der Mitte sind und sich daher die räumliche Feldstärkeverteilung bei jeder Reflexion ändern würde. Außerdem weichen wegen der Beugung die Flächen gleicher Phase von Ebenen ab. Die wirkliche Feldverteilung im Resonator entsteht durch eine Überlagerung aller beim Hin- und Herlaufen der Welle von den beiden Spiegeln reflektierten Beugungsordnungen. Eine stationäre Feldverteilung stellt sich dann ein, wenn sich bei der Reflexion die räumliche Feldstärkeverteilung über den Resonatorquerschnitt nicht mehr ändert, wobei die absolute Feldenergie natürlich wegen der auftretenden Verluste im Laufe der Zeit abnimmt, falls die Verlustenergie nicht wieder nachgeliefert wird. Solche stationären Feldverteilungen sind die Moden des offenen Resonators, analog zu den Moden des geschlossenen Resonators, die durch ebene Wellen dargestellt werden konnten. Man kann die Modenstrukturen eines offenen Resonators durch ein iteratives Verfahren mithilfe der Kirchhoff-Fresnel'schen Beugungstheorie berechnen. Dazu ersetzt man den Resonator mit zwei ebenen Spiegeln durch eine äquivalente Anordnung von Lochblenden mit dem Durchmesser $2a$ im Abstand d voneinander (Abb. 3.8). Fällt von links eine Lichtwelle in z-Richtung ein, so ändert sich infolge der Beugung ihre Feldverteilung beim Durchgang durch die

Blenden sukzessiv. Die räumliche Amplitudenverteilung $A_p(x, y)$ in der Ebene der p -ten Blende ist durch die Verteilung $A_{p-1}(x, y)$ über die $(p-1)$ -te Blende bestimmt. Für eine stationäre Feldverteilung stellt man ähnlich Überlegungen wie oben für den geometrischen Strahlengang im Resonator an. Diese entsprechen kurz gesagt der Forderung $A_p(x, y) = CA_{p-1}(x, y)$.

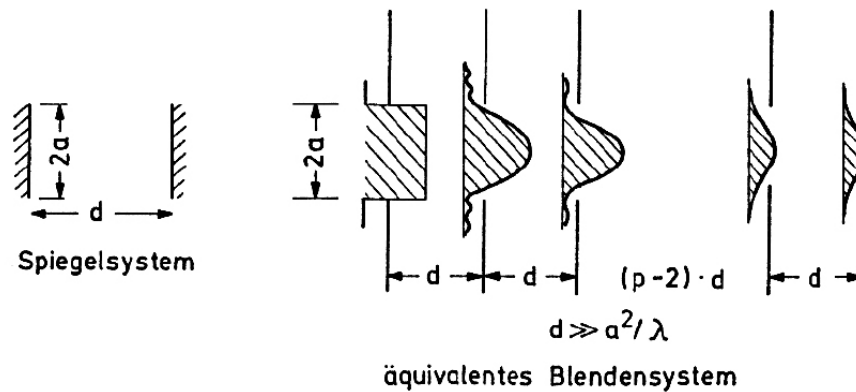


Abbildung 3.8: Äquivalenz eines ebenen Spiegelresonators und einer äquidistanten Folge von Blenden für die Behandlung der Beugung

Die möglichen räumlichen Feldverteilungen in einem stabilen Resonator (nach Austritt aus dem Auskoppelspiegel) bezeichnet man als transversale Moden. Beugung. Die obigen Forderungen führen auf eine Integralgleichung für die Amplitude $A(x, y)$, deren Lösung mit den entsprechenden Randbedingungen die stationären Feldverteilungen der Blendenanordnung und damit auch die Moden des äquivalenten Resonators beschreiben.

Solche Rechnungen wurden von Fox und Li [A.G. Fox, T. Li: *Resonant modes in a maser interferometer. Bell Syst. Tech. J. 40, 453 (1961)*] für Resonatoren mit ebenen Spiegeln durchgeführt und später von Boyd und Kogelnik [G.D. Boyd, H. Kogelnik: *Generalized confocal resonator theory. Bell Syst. Techn. J. 41,1347 (1962)*] auf Resonatoren mit sphärisch gekrümmten Spiegeln mit beliebigem Krümmungsradius erweitert. Es zeigte sich, dass die Integralgleichung im Allgemeinen nicht exakt, sondern nur numerisch lösbar ist. Nur für den Fall des konfokalen Resonators, bei dem der Abstand d der Spiegel gleich ihrem Krümmungsradius b ist, gibt es in der Fresnel-Näherung eine analytische Lösung, die von Boyd und Gordon zuerst angegeben wurde für den Fall, dass die Feldverteilung einen Radius $a \ll d = b$ hat.

Legen wir den Koordinatenursprung in das Zentrum des Resonators, so lässt sich die stationäre Amplitudenverteilung in einer beliebigen Ebene $z = \text{const.}$ innerhalb des konfokalen Resonators ($d = b$) in dieser Näherung darstellen als ein Produkt von Funktionen nur einer Variablen

32 KAPITEL 3. AUFBAU UND REALISIERUNG EINES LASERS - WESENTLICHE EIGENSCHAFTEN

$$A_{m,n}(x, y, z) = C_{mn} H_m(x^*) \cdot H_n(y^*) \cdot e^{-(x^{*2}+y^{*2})/4} \cdot e^{-i\phi(x,y,z)} \quad (3.5)$$

wobei C_{mn} ein Normierungsfaktor ist, H_m und H_n sind die Hermiteschen Polynome m-ter bzw. n-ter Ordnung; $x^* = 2^{1/2}x/w$ und $y^* = 2^{1/2}y/w$ sind normierte Koordinaten

und

$$w^2(z) = \lambda \frac{d}{2\pi} \left[1 + \left(\frac{2z}{d} \right)^2 \right] \quad (3.6)$$

ist ein Maß für die radiale Amplitudenverteilung. Die Phase $\phi(x, y, z)$ ergibt kann man ebenfalls bestimmen.

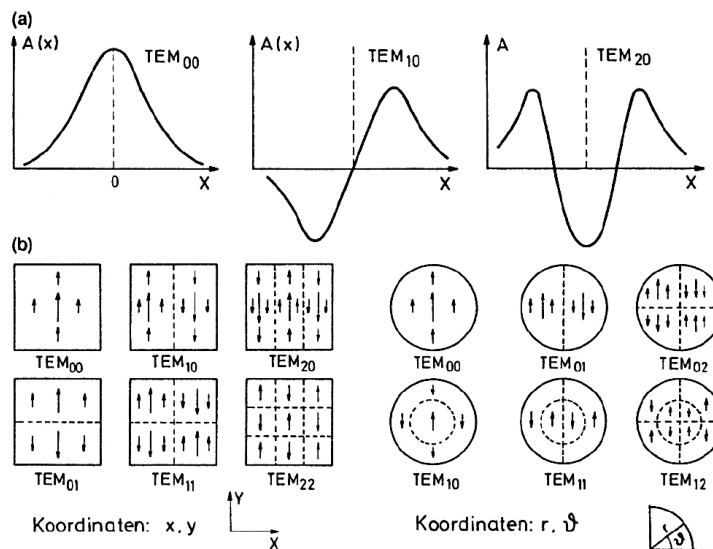


Abbildung 3.9: (a) Eindimensionale Amplituden-Verteilung einiger TEM_{mn} -Moden, (b) Zweidimensionale Amplituden-Verteilung einiger $TEM_{m,n}$ -Moden in Kartesischen und in Zylinderkoordinaten

Abbildung 3.9 zeigt als Beispiele einige stationäre Feldverteilungen, die man TEM_{mn} -Moden nennt, da sie trotz der Beugungseffekte in guter Näherung transversale elektromagnetische Wellen darstellen. Aus der Definition der Hermiteschen Polynome folgt, dass die ganzen Zahlen m und n die Zahl der Feldstärke-Knoten in der x bzw. y -Richtung angeben. Moden mit $m = n = 0$ heißen Fundamentalmoden oder auch axiale Moden. Ihre Intensitätsverteilung $I(x, y) \propto |A_{mn}|$ wird mit (3.5) wegen $H_0(x) = 1$

$$I_{00}(x, y) = I_0 e^{-(x^2+y^2)/w^2} \quad (3.7)$$

Die Fundamentalmoden haben ein radial-symmetrisches Gauß'sches Intensitätsprofil. Senkrecht zur Resonatorachse sinkt die Intensität $I(x, y, z)$ für $r = (x^2 + y^2)^{1/2} = w$ auf $1/e^2$ ihres Wertes I_0 auf der Achse. Man nennt w den Radius der TEM_{00} -Mode.

Der minimale Radius w_0 liegt gemäß (3.6) bei $z = 0$, d. h. in der Mitte des konfokalen Resonators (Abb. 3.10).

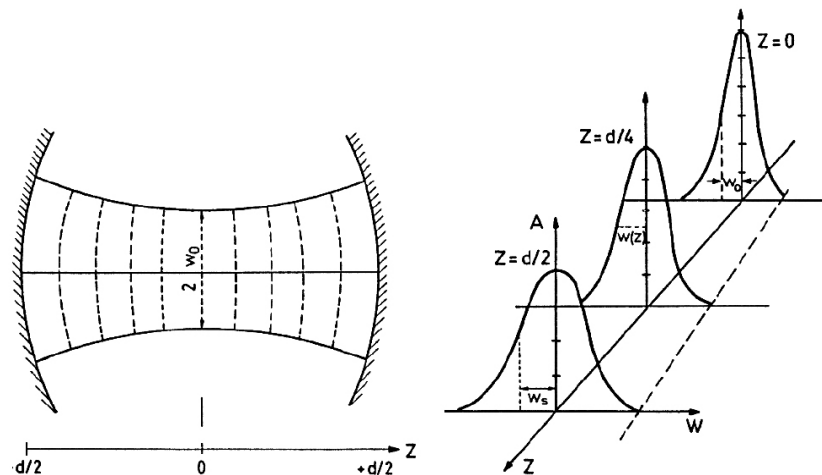


Abbildung 3.10: Radiale Amplitudenverteilung und Strahltaile im konfokalen Resonator

$w_0 = w(z = 0) = (\lambda d / 2\pi)^{1/2}$ heißt die Strahltaile der Resonatormode. Die Größe der Strahltaile hängt vom Abstand d der Spiegel und von der Wellenlänge λ ab.

3.2.4 Strahlprofiling und Strahlhomogenisierung

Mit ortsauflösenden Detektoren (z.B. CCD-Chip) wie in Abbildung 3.11 kann man das Strahlprofil eines Lasers messen. In der Abbildung 3.12 ist ein solches gezeigt. Die Gaußform ist jedoch für die meisten Anwendungen nicht ideal, da die Intensität im Wechselwirkungsvolumen des Laserstrahles mit der zu messenden oder zu bearbeitenden "Substanz" nicht konstant ist. Dadurch weist das Messsignal eine Intensitätsabhängigkeit auf, die man oft erst auf recht komplizierte Weise aus dem gemessenen Signal herausfiltern muss, um dieses interpretieren zu können. Wird der Laser aber zum Bearbeiten (z.B. Schneiden eines Materials) verwendet, bedeutet diese Intensitätsabhängigkeit, dass das Material in der Mitte stärker bearbeitet wird als am Rand.

Es werden daher viele Anstrengungen unternommen, Wege zu finden, aus dem Gaußprofil ein sogenanntes **Top-Hat-Profil** zu erzeugen. Leider gibt es kein allgemein anwendbares Verfahren. In vielen

34 KAPITEL 3. AUFBAU UND REALISIERUNG EINES LASERS - WESENTLICHE EIGENSCHAFTEN

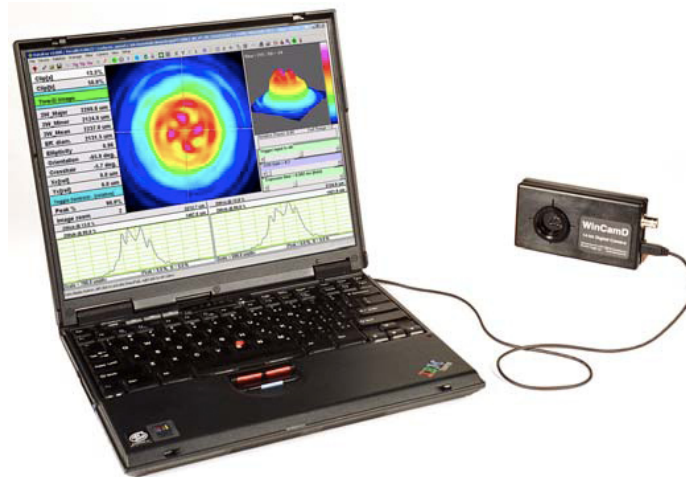


Abbildung 3.11: Anordnung zur Messung des Strahlprofils eines Laserstrahls.

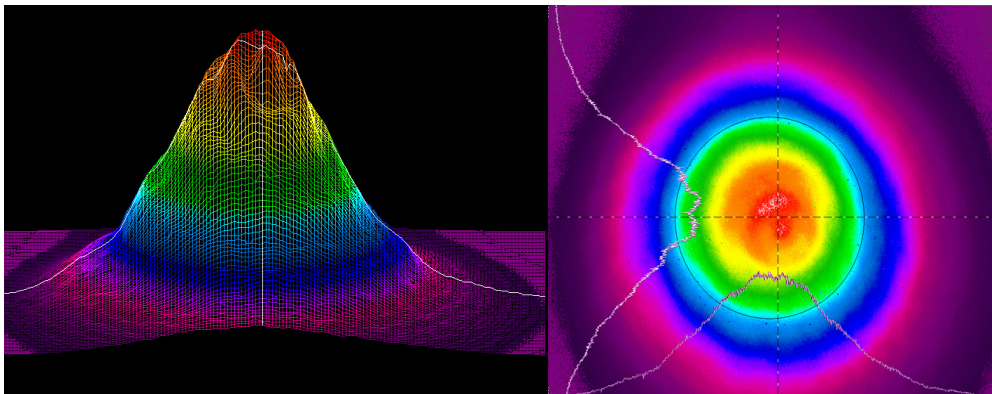


Abbildung 3.12: Gemessenes Gaußprofil eines Laserstrahls.

Fällen kann man jedoch das Gaußprofil in eine relativ gleichmäßige Intensitätsverteilung transformieren. Man kann z.B. den gaußförmigen Laserstrahl in ein Lichtleiter-Faserbündel einkoppeln und das austretende Licht dann mit einer Optik (direkt am Lichtleiterende) und einem Teleskop aufweiten bzw. fokussieren. Eine entsprechende Anordnung ist in Abbildung 3.12 gezeigt. Ein damit realisiertes Top-Hat-Profil (gemessen) ist in Abbildung 3.13 gezeigt. Die Parameter des Ausgangsstrahls sind entscheidend, ob dies möglich ist und welches Verfahren letztendlich dazu geeignet ist.

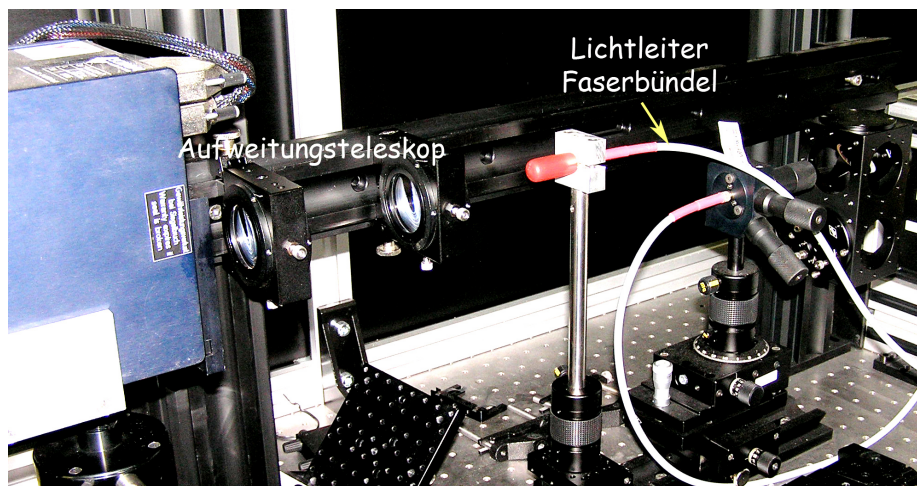


Abbildung 3.13: Faserbündel zur Erzeugung eines Laserstrahls mit konstantem Intensitätsprofil.

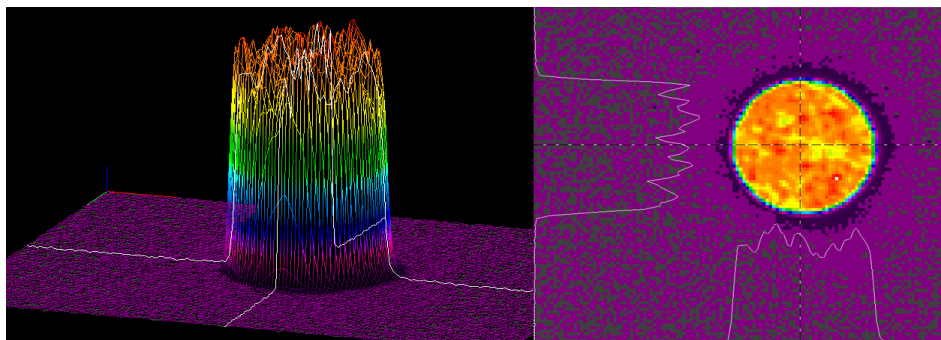


Abbildung 3.14: Top-Hat-Profil nach Homogenisierung eines Gaußprofils mit einem Faserbündel.

In der Praxis sind der idealen Gauß'schen Intensitätsverteilung, bedingt durch Inhomogenitäten im Glas, Staub und andere Störeffekte, hochfrequente Intensitätsschwankungen überlagert. Eine Anordnung gemäß 3.15 ermöglicht es, durch "Spatial Filtering" das Intensitätsprofil zu homogenisieren.

Das Ergebnis einer Strahlverbesserung in einem modernen Strahlformer ist in Abbildung 3.16 gezeigt.

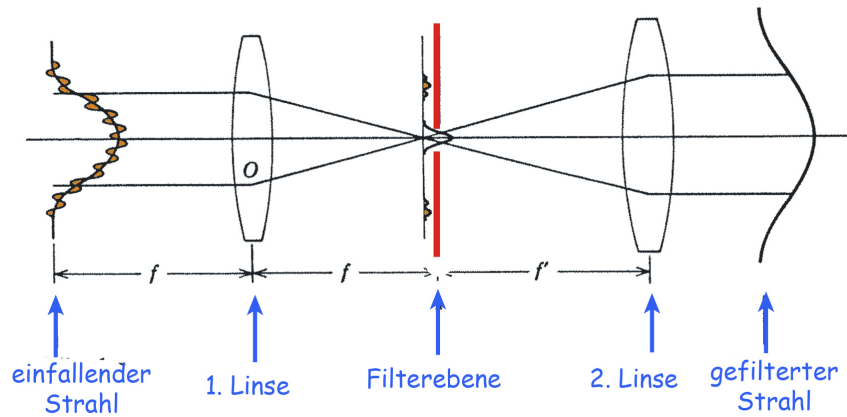


Abbildung 3.15: Spatial Filter (Raumfilter) in der Brennebene zum Glätten eines Laserstrahls.

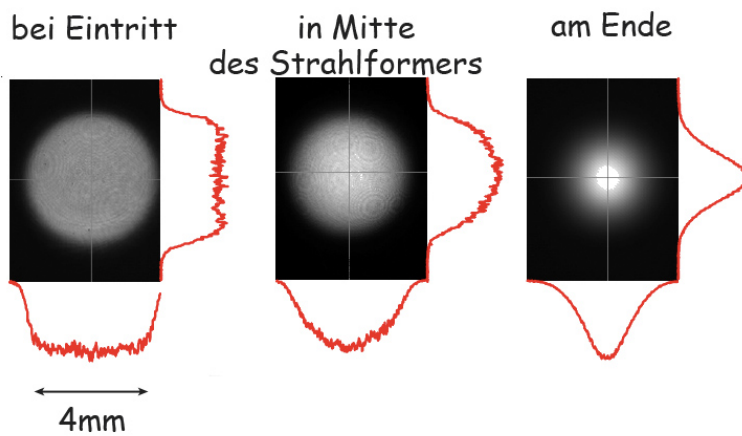


Abbildung 3.16: Gauß'scher Laserstrahl vor, in und nach einem Strahlformer

3.3 Fabry-Perot Resonator und Longitudinale Moden

3.3.1 Fabry Perot

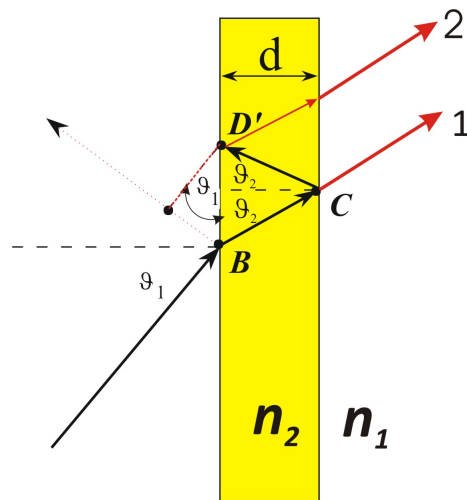


Abbildung 3.17: Einfachster Fall eines Fabry-Perot- Interferometers

Das sogenannte **Fabry-Perot-Interferometer** - oft einfach als **FPI** abgekürzt oder **Etalon** genannt - ist eines der wichtigsten optischen Elemente. Als Messgerät dient es z.B. als extrem hochauflösendes Spektrometer. In der Laserspektroskopie wird es oft als Analysator und Wellenlängenmessgerät verwendet. Weiters kommt es in vielen Lasern als dispersives optisches Element zum Einsatz. Schließlich und endlich ist jeder Laserresonator selbst ein FPI, jedoch nicht wie sonst üblich als passives Element sondern als aktives Element.

In seiner einfachsten Realisierung (Abbildung 3.17) stellt eine einfache Glasplatte im Strahlengang ein FPI dar. Wir wollen also nun mit den Mitteln des Matrixformalismus das Problem exakter behandeln. Zu beachten ist, dass die Reflexion an den Grenzflächen Luft-Glas bzw. Glas-Luft relativ klein ist und daher mehrfach reflektierte Strahlen schnell an Intensität verlieren. Trotzdem kann man selbst bei einem einfachen Glasplättchen und einem intensiven Lichtstrahl (z.B. ein Laserstrahl) zumindest einige der mehrfach reflektierten Strahlen als ausreichend intensiv annehmen. Später werden wir dann den Reflexionskoeffizienten zu erhöhen versuchen, z.B. durch eine metallische oder dielektrische reflektierende sehr dünne Schicht an den Grenzflächen. Das führt uns auf die in der Praxis am häufigsten realisierte Variante des FPI, nämlich zwei Spiegel, zwischen denen sich meist als Medium Luft befindet (Abbildung 3.18). Eine solche Anordnung haben wir schon in Abbildung 3.4 vorgefunden. Im Prinzip kann man alle diese Varianten analog behandeln.

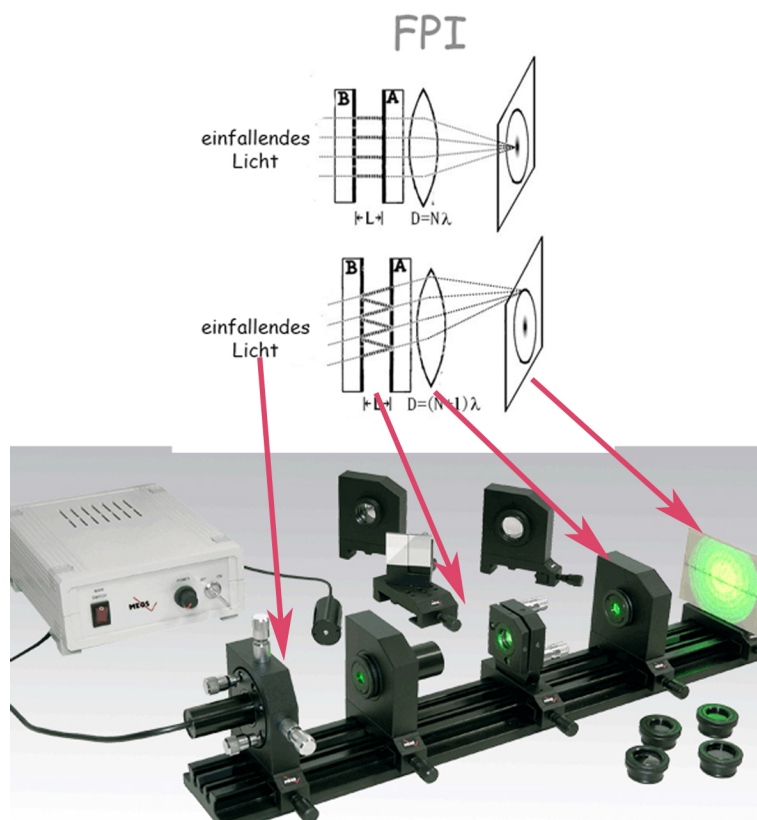


Abbildung 3.18: Spiegel-FPI-Interferometer

Wir gehen wieder davon aus, dass eine Lichtwelle auf das FPI einfällt (oder aber auch ursprünglich im Resonator produziert wird), nämlich auf die erste Grenzfläche Luft-Glas (oder Luft - erster Spiegel). Innerhalb der Glasplatte (zwischen den beiden Spiegeln) werden die Lichtstrahlen öfters hin- und herreflektiert und treten dann wieder aus dem Glas nach Luft aus (bzw. durch den zweiten Resonatorspiegel aus dem Resonator aus).

In diesem Anwendungsfall (FPI) interessiert uns vor allem die Transmission des Gerätes und wir werden uns daher noch weiter mit der Diskussion der Transmission T ?? beschäftigen.

Nach einigen etwas komplizierteren Berechnungen erhält man für die Transmission (in unserem Fall entspricht das der aus dem Resonator austretenden Lichtintensität)

$$T_{\text{FPI}}(\delta) = \frac{|\tau_{12}\tau_{21}|^2}{|1 - \rho_{12}^2 e^{-i2\beta_2}|^2} = \frac{T_1^2}{1 + R_1^2 - 2R_1 \cos(\delta)} \quad (3.8)$$

Auch hier hängt die Transmission wieder primär von der Phasenverschiebung $\delta(\lambda, n, \vartheta, d)$ als wesentlichen Parameter ab. Die Phasenverschiebung kann durch den Einfallswinkel, die Dicke, den Brechungsindex und die Wellenlänge beeinflusst werden.

Üblicherweise wird man nicht 3.8 geplottet finden, sondern man trägt das Verhältnis der Transmission dividiert durch die maximale Transmission über der Phasenverschiebung auf. Die maximale Transmission $T_{\text{FPI,max}}$ tritt bei $\cos \delta = 1$ ein, wobei

$$T_{\text{FPI,max}} = \frac{T_1^2}{1 + R_1^2 - 2R_1} = \frac{T_1^2}{(1 - R_1)^2} = \left[1 - \frac{A_1}{1 - R_1}\right]^2$$

ist. Das bedeutet, dass für eine rein dielektrische Grenzschicht ($A_1 = 0$) die $T_{\text{FPI,max}} = 1$ gilt. Wie wir aber wissen, ist in diesem Fall R_1 klein und demnach wird auch der Unterschied zwischen Minima und Maxima von $T_{\text{FPI}}(\delta)$ (**Kontrast**) klein (*verwaschen*):

$$\begin{aligned}
 T_{\text{FPI},\min} &= \frac{T_1^2}{1 + R_1^2 + 2R_1} = T_{\text{FPI},\max} \frac{(1 - R_1)^2}{(1 + R_1)^2} \rightarrow \\
 &\rightarrow T_{\text{FPI}}(\delta) = T_{\text{FPI},\max} \frac{(1 - R_1)^2}{1 + R_1^2 - 2R_1 \cos(\delta)} = \\
 &= \frac{T_{\text{FPI},\max}}{\frac{1 + R_1^2 - 2R_1 + 2R_1 - 2R_1 \cos(\delta)}{R_1^2 - 2R_1 + 1}} = \frac{T_{\text{FPI},\max}}{1 + \frac{2R_1(1 - \cos(\delta))}{(1 - R_1)^2}} \quad (3.9)
 \end{aligned}$$

$$\frac{T_{\text{FPI}}(\delta)}{T_{\text{FPI},\max}} = \frac{1}{1 + \frac{2R_1(1 - \cos(\delta))}{(1 - R_1)^2}} = \frac{1}{1 + F \sin^2 \frac{\delta}{2}} \quad (3.10)$$

$$F = \frac{2R_1}{(1 - R_1)^2} \quad (3.11)$$

Diese Umformung 3.9 mag zwar etwas gekünstelt erscheinen, aber die erzielte Form 3.10 zeigt die wesentlichen Merkmale sehr gut. Der Kontrast F bestimmt die Schärfe der Maxima, und der Kontrast selbst hängt über 3.11 im Wesentlichen vom Reflexionskoeffizienten der Übergangsschicht ab. Dieser wiederum bestimmt im Wesentlichen die Anzahl der zur Vielstrahleninterferenz beitragenden Strahlen (siehe Abbildung 3.19).

Die Transmission des FPI hat die Form einer **Airy-Gleichung** (3.10). Die Kurven in Abbildung 3.19 haben die Form einer **Lorentz-Kurve** bezüglich der funktionalen Abhängigkeit von δ . Bei nicht allzu großer Abweichung von den Maxima $m2\pi$ gilt nämlich (*Wie wir aus der Abbildung sehen, ist diese Näherung besonders dann sinnvoll, wenn F groß ist, weil sich dann alles nahe $m2\pi$ abspielt*).

$$\sin^2 \frac{\delta}{2} = \sin^2 \left(\frac{\delta}{2} - m\pi \right) \approx \left(\frac{\delta}{2} - m\pi \right)^2 \rightarrow$$

$$\rightarrow \frac{T_{\text{FPI}}(\delta)}{T_{\text{FPI},\max}} = \frac{1}{1 + F \sin^2 \frac{\delta}{2}} \approx \frac{1}{1 + F \left(\frac{\delta}{2} - m\pi \right)^2} = \frac{1/F}{1/F + \left(\frac{\delta}{2} - m\pi \right)^2}$$

Das ist eine Lorentz-Kurve mit der Halbwertsbreite W

$$W = \frac{4}{\sqrt{F}} \quad (3.12)$$

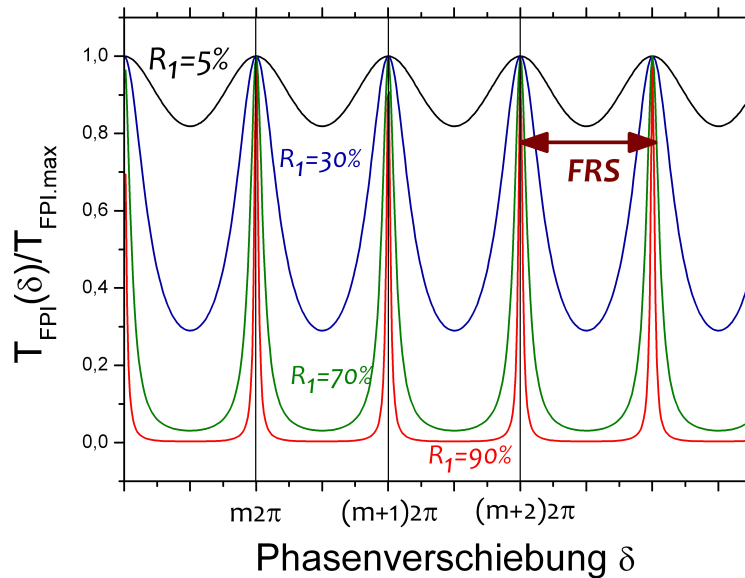


Abbildung 3.19: $T_{\text{FPI}}(\delta)/T_{\text{FPI,max}}$ eines Fabry-Perot-Etalons (Resonators) für verschiedenen Reflexionskoeffizienten der Übergangsschicht bzw. der Spiegel. Definition der FSR (Free Spectral Range) eines FPI.

FPI-Spektrometer.

Eine in der Praxis wichtige Anwendung des FPI als optisches Gerät, welches im Zusammenhang mit Laser und Laseranwendungen oft auch als **Etalon** bezeichnet wird, stellt das FPI-Spektrometer zur Auflösung kleiner Wellenlängenunterschiede dar.

3.3.2 Aktiver Fabry-Perot Resonator, Longitudinale Moden

Die Resonatormoden (die sogenannten longitudinalen Moden), die sich in einem aktiven Laser-Resonator ausbilden werden entsprechen denen des passiven FPI Resonators. Jedoch müssen folgende Änderungen berücksichtigt werden:

- Der Abstand d zwischen den reflektierenden Schichten ist im allgemeinen groß (unendliches FPI).
- Licht wird nicht von außen eingekoppelt, sondern entsteht im Inneren des FPI.

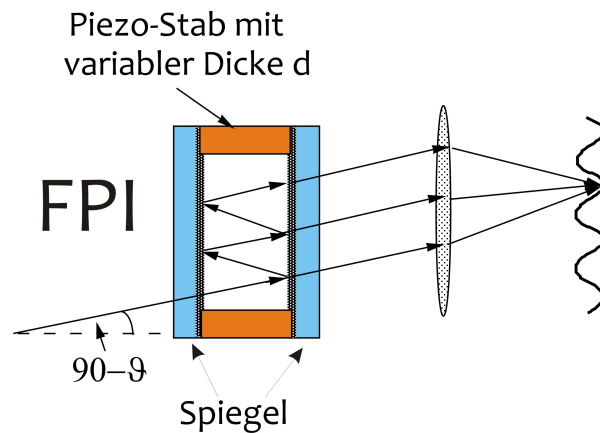


Abbildung 3.20: FPI Spektrometer mit Piezostab zur Änderung der Dicke.

- Der Resonator ist aktiv, da sich ein Verstärker im Resonator befindet.
- Da für eine nicht-verschwindende Verstärkung des Lichtes dieses in sich reflektiert werden muss, entspricht der Fall der Transmissionsmaxima der Ausbildung von stehenden Wellen (konstruktive Überlagerung entgegengesetzt laufender Wellen).

Der Abstand benachbarter longitudinaler Moden ergibt sich zu:

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L} \quad (3.13)$$

- Der Brechungsindex des Mediums muss für die effektive Resonatorlänge $d^* = d + (n - 1) \cdot L$ berücksichtigt werden.
- Die Lichtwellen werden nach jeder Reflexion am Spiegel im Medium verstärkt. Daraus sieht man, dass in der entsprechenden Formel für den passiven Resonator nur R durch $G(\nu)$ ersetzt werden muss.

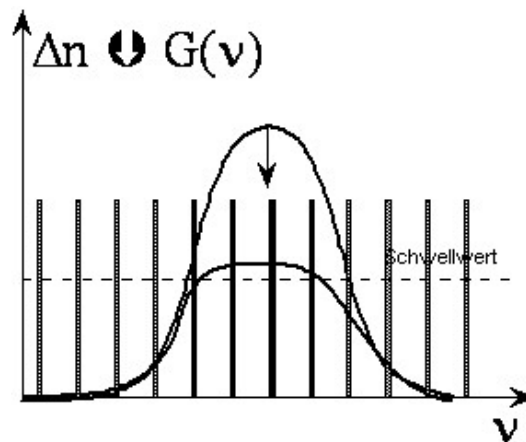
$$T = \frac{T_{\max}}{1 + F \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)}$$

$$F = \frac{4G(\nu)}{(1 - G(\nu))^2} \quad (3.14)$$

Wenn $G \rightarrow 1$ nähert sich die Finesse unendlich. Für $G = 1$ würde weiters $I_{out} = \infty$.

3.3.3 Q-Switching

Die Abkürzung Q bezeichnet den Gütefaktor eines Resonanzkreises und ist definiert als:



$$Q = 2\pi \cdot \frac{\text{Energie, die bei der Resonanz gespeichert ist}}{\text{Energie, die pro Zyklus verloren geht}}$$

Unter Q-Switching beim Laser versteht man eine Methode, sehr hohe Spitzenleistungen zu erreichen, auch wenn die c.w. Leistung viel niedriger ist. Dazu wird in den Resonator ein Shutter eingebaut, der nur zu gewissen Zeiten die Ausbildung einer Laserstrahlung ermöglicht. Dadurch kann sich in den Totzeiten eine hohe Besetzungsinversion aufbauen, die dann für kurze Pulse als hohe Verstärkung zur Verfügung steht.

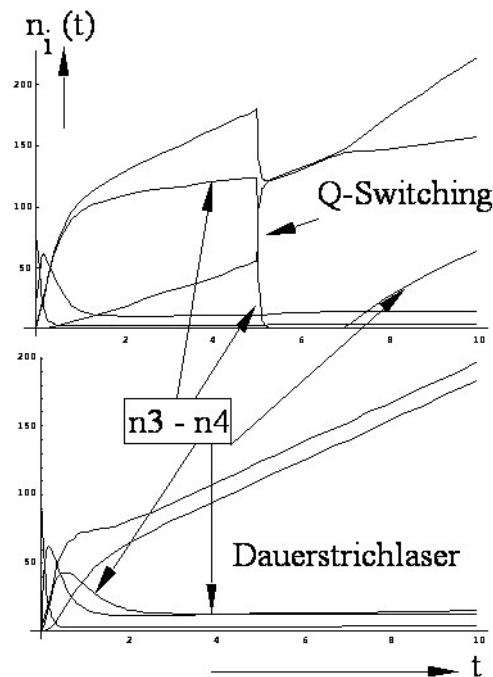
Eine Möglichkeit den Effekt zu simulieren besteht in entsprechenden Lösungen der Rategleichungen. Bei dem folgenden Beispiel sind die entsprechenden Übergangswahrscheinlichkeiten so gewählt, dass n_1 dauernd neu besetzt wird und von n_1 auf n_3 gepumpt wird um n_3 zu besetzen. Im Dauerstrichbetrieb (Laseroperation zwischen 3 und 4 erlaubt) ist die Besetzungsinversion $n_3 - n_4$ relativ klein. Wird die Laseroperation aber nur zu bestimmten kurzen Zeitintervallen (hier zwischen $t = 5$ und 7) erlaubt, hat man eine wesentlich größere Besetzungsinversion, wenn auch nur für kurze Pulse, zur Verfügung.

Im Prinzip kann man jeden Laser Q-switchen. Als Shutter kommen wieder akusto-optische, elektro-optische Elemente aber auch mechanische Unterbrecher in Frage.

3.4 Mode Competition

3.4.1 Prinzip

Die Verstärkung ist auf Grund der Eigenschaft des Mediums eine Funktion der Frequenz. Die Breite des Profils kann z.B. durch die Dopplerverbreiterung des atomaren Übergangs oder durch die Breite

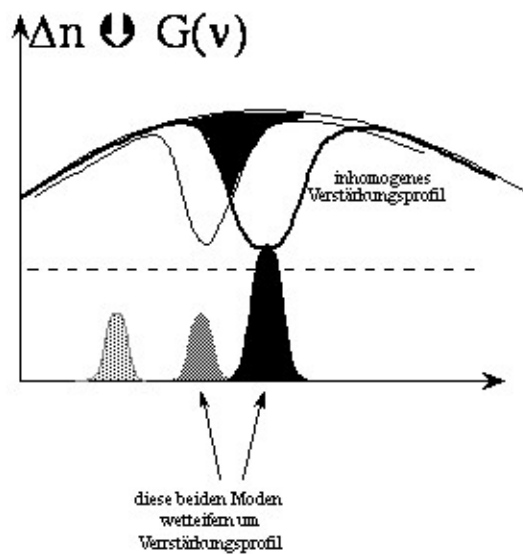


des Energieniveaus (vor allem bei Molekül- und Festkörperlaser) bestimmt sein. Wie in der Abbildung gezeigt werden nur jene möglichen Resonator-Moden anschwingen, für die die Verstärkung über dem Schwellwert liegt. Da die Verstärkung $G(\nu)$ proportional der Besetzungszahldifferenz der beiden Laserniveaus ist tritt das interessante Phänomen ein, dass mit der sich aufbauenden Laserstrahlung die Verstärkung abnimmt, da die zunehmende Intensität das obere Niveau mehr und mehr entleert.

Dabei sind nun folgende Vorgänge zu beobachten:

1. Die im Zentrum des Verstärkungsprofils schwingende Mode vermindert die Verstärkung am meisten, da sie die höchste Intensität aufweist.
2. Bei einem homogenen Verstärkungsprofil (Verstärkung durch Atome gleicher Geschwindigkeit) sinkt dieses gleichmäßig ab, wodurch nur mehr die zentrale Mode schwingen kann.
3. Bei einem inhomogenen Verstärkungsprofil (Verstärkung durch Atome verschiedener Geschwindigkeit) sinkt die Verstärkung, wie unten gezeigt, in einem gewissen Frequenzbereich stark ab, wodurch nur mehr die benachbarten Moden beeinflusst werden, weil für sie dann nur eine geringere Verstärkung zur Verfügung steht. Das inhomogene Profil ist der typische Fall für ein aktives Medium und ist durch die Dopplerverbreiterung der Atome im Medium bedingt.
4. Das in 1. und 3. beschriebene Verhalten bezeichnet man als Mode-Competition. In diesem eben besprochenen Fall erfolgt die Mode Competition im „Frequenz-Raum“ des Verstärkungsprofils. Mode Competition ist jedoch ganz allgemein zu beobachten, wenn eine Mode das Verstär-

kungspotential einer anderen im allgemeinen schwächeren Mode für sich beansprucht, z.B. im Ortsraum (Volumen des aktiven Mediums). Die praktische Anwendung dieser Eigenschaft ist leicht ersichtlich: Durch Schaffung einer Situation hoher Mode Competition erreicht man eine starke Tendenz zum Single Mode Betrieb des Lasers.



Eine räumliche Competition einzelner Moden tritt dadurch auf, dass die stehende Welle einer Mode, wie in der Abbildung gezeigt, einen gewissen Bereich des Verstärkermediums voll ausnützt und daher für eine andere Mode, die den selben Bereich benötigen würde, keine Restverstärkung mehr übrig lässt. Hat eine andere Mode jedoch ihre Schwingungsbäuche in jenen Bereichen des Mediums, wo die erste ihre Täler hat, kann sie prinzipiell anschwingen. Man nennt die Erscheinung, dass eine Mode einen gewissen Bereich des Mediums für sich allein beansprucht, Spatial Hole Burning.

Eine Möglichkeit, die Mode Competition so zu erhöhen, dass in den meisten Fällen praktisch nur mehr eine einzelne Mode schwingt, besteht darin, den Spatial Hole Burning Effekt auszunützen. Die Wahl eines ringförmigen Resonators (Ringlaser) bewirkt, dass die Schwingungsbäuche ihre Position andauernd ändern. Demnach benötigt eine Mode praktisch den gesamten Bereich des Mediums und damit bleibt für andere Moden keine Verstärkungsmöglichkeit mehr über. Ein Ringlaser hat daher eine sehr hohe Tendenz in den Single Mode Betrieb zu gehen. Es sei jedoch darauf hingewiesen, dass ohne weitere frequenzstabilisierende Elemente im Resonator diese Mode nicht stabil sein wird.

Die einfachste Form eines Ringresonators ist in der Abbildung gezeigt. In einem solchen können sich eine rechts- und eine linkslaufende Wanderwelle ausbilden. Die Wanderwelle ist an sich der stehenden Welle sehr ähnlich, wobei jedoch die Wellenbäuche (und Täler) ihre Position im oder gegen den Uhrzeigersinn mit einer konstanten Geschwindigkeit weiterwandern. Die Existenz zweier gegenläufiger Wanderwellen ist an sich unerwünscht und in einem Ringlaser muss eine der beiden unterdrückt werden.

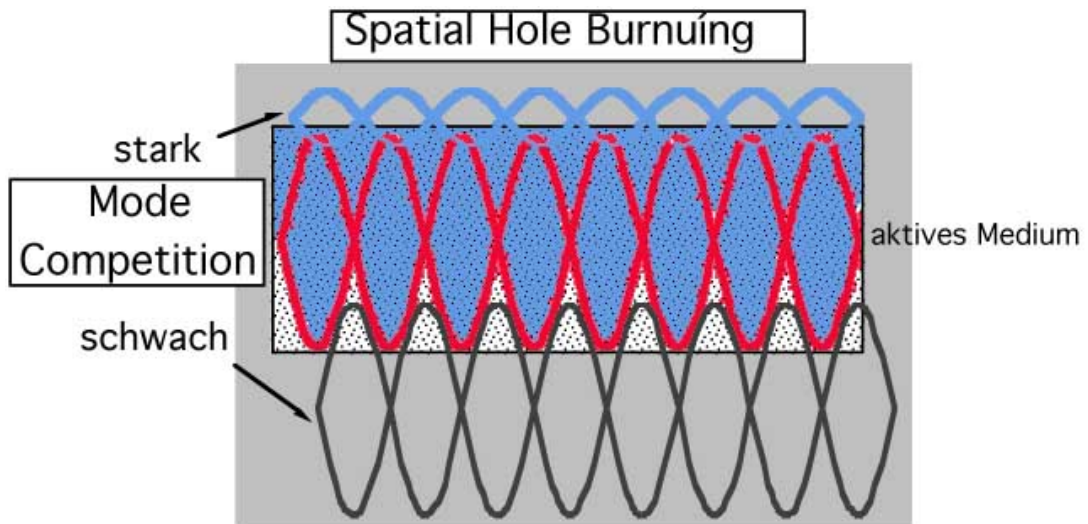


Abbildung 3.21: Spatial Hole Burning

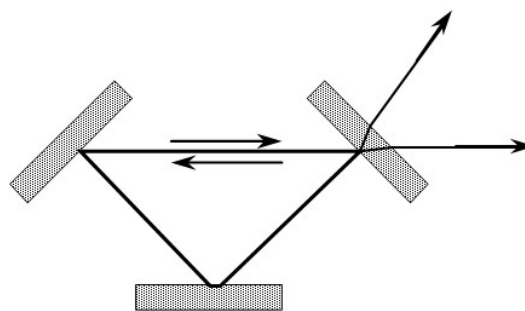


Abbildung 3.22: Ringresonator

3.4.2 Frequenzspektrum des Lasers

Zusammenfassend ist die Frequenz und Frequenzbreite des Lasers ist auf Grund der obigen Überlegungen durch folgende Faktoren bestimmt:

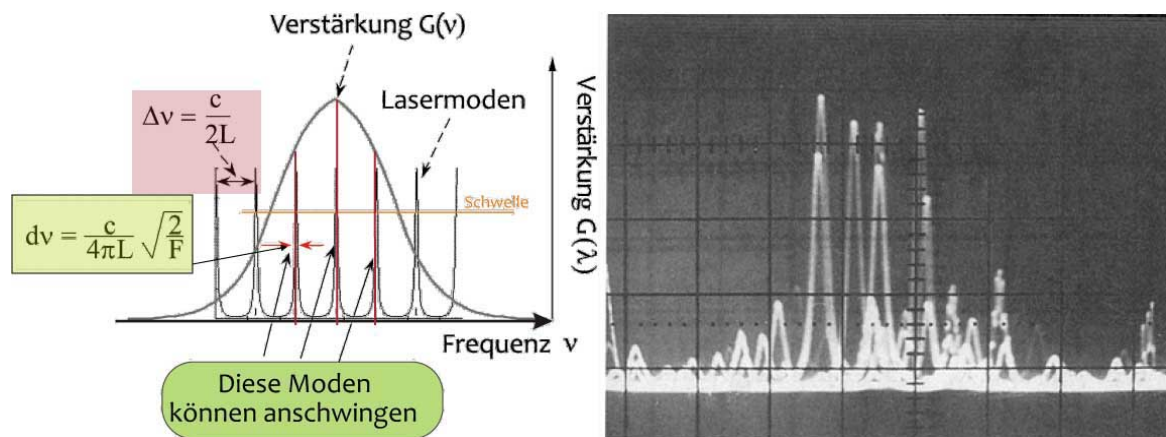


Abbildung 3.23: a) Frequenzspektrum eines Lasers. b) Zwei Kurzaufnahmen des Modenspektrums eines freilaufenden Argonlasers. Beide Aufnahmen wurden übereinander kopiert, um das statistisch fluktuierende Spektrum zu demonstrieren

- Die Resonanzfrequenz und Frequenzbreite des Verstärkenden Mediums bestimmt grundlegend den möglichen Frequenzbereich des Lasers.
- Durch die Resonatorstruktur bedingt können sich aber nicht alle Frequenzen in dem Verstärkerbereich ausbilden, sondern nur jene, die eine mögliche Mode des Resonators entsprechen (siehe Abbildung 3.23).

Die longitudinalen Moden, die sich im aktiven Resonator ausbilden werden entsprechen denen des passiven. Jedoch müssen folgende Änderungen berücksichtigt werden:

- Der Brechungsindex des Mediums muss für die effektive Resonatorlänge berücksichtigt werden.
- Die Lichtwellen werden nach jeder Reflexion am Spiegel im Medium verstärkt. Daraus sieht man, dass in der entsprechenden Formel für die Güte für den passiven Resonator nur R (Reflexionskoeffizient der Spiegel) durch die Verstärkung $G(\nu)$ ersetzt werden muss.
- Durch Einbringen von frequenzselektiven (dispersiven) Elementen (z.B. Fabry-Perot Interferometer, Etalons) können wenige Moden - im Extremfall eine einzige Mode - selektiert werden.

3.5 Frequenzselektion, Single Mode Betrieb

Als Beispiel ist in Abbildung 3.25 die Situation für einen Single-Mode Farbstofflaser gezeigt. Weiters stellt dieser Laser ein gutes Beispiel eines durchstimmbaren Lasers dar.

Jeder Laser ist prinzipiell innerhalb seines Verstärkungsprofils „durchstimmbar“, das heißt seine Frequenz kann verändert werden. Ist das Verstärkungsprofil jedoch nur die dopplerverbreiterte Resonanzlinie, dann verwendet man im allgemeinen nicht die Bezeichnung „durchstimmbarer Lasers“. Um einen durchstimmbaren Laser zu bekommen, muss das Verstärkungsprofil wesentlich über der Dopplerbreite liegen. z.B. ein Farbstoff ermöglicht ein Verstärkungsprofil von typisch einigen hundert Å.

Durch Einengen der Wellenlänge mit frequenzselektiven Elementen kann man dann erreichen, dass nur ein gewisser Frequenzbereich aus dem Verstärkungsprofil wirklich zum Laserlicht beiträgt. Wenn der Laser im Multimodebetrieb arbeitet, genügt es für das Durchstimmen des Lasers zum Beispiel ein Prisma oder ein Birefringent-Filter zu verstellen. Bei Single-Mode Betrieb jedoch muss nach der Einstellung des Grobverstellelementes (in Abbildung 3-3 Schritt 1) eine komplexere Vorgangsweise gewählt werden.

Nach der Grobselektion erfolgt die Durchstimmung durch „Verschieben“ der aktiven, schwingenden Lasermode auf der Frequenzachse. Dies geschieht in den meisten Fällen durch Änderung der Resonatorlänge. Dies kann man auf verschiedene Weise erreichen, z.B. durch Montage eines der Resonatorspiegel auf einem Piezoelement oder durch Einfügen einer kleinen verdrehbaren Glas- (Quarz-) Platte ungefähr unter dem Brewsterwinkel im Resonator [bei dieser Methode ändert man die effektive Resonatorlänge durch Verändern des Weges des Lichtes im Material mit $n \neq 1$; man beachte weiters, dass die Montage im Brewsterwinkel zur Minimierung der Reflexionsverluste dient]. Wie in der Abbildung 3.24 gezeigt, würde aber ein Verschieben der Lasermode allein nicht zum gewünschten Ziel führen, da sie dabei aus dem Maximum der Transmissionskurve des frequenzbestimmenden Etalons herauswandert und dadurch eine in dieses hineinwandernde Mode begünstigt würde. Deshalb ist es bei Single-Mode Lasern nötig auch diese Elemente nachzustimmen.

3.6 Erzeugung ultrakurzer Laserpulse

3.6.1 Modenverkopplung

Der erste Schritt zur Erzeugung ultrakurzer Pulse besteht darin, dass man die Modenstruktur des Laser ausnützt. Auf Grund der molekularen Beschaffenheit des aktiven Mediums wird das Verstärkungsprofil der meisten Laser inhomogen verbreitert sein. Demnach werden im allgemeinen eine Vielzahl von Moden anschwingen. Bei einem He-Ne Laser z.B. mit 1m Resonatorlänge werden es etwa 10 Moden sein [$\Delta\nu_{Doppler} = 1500$ MHz (etwa 0.2 Å), Resonatorlänge $\rightarrow \nu_{Mode} = 150$ MHz].

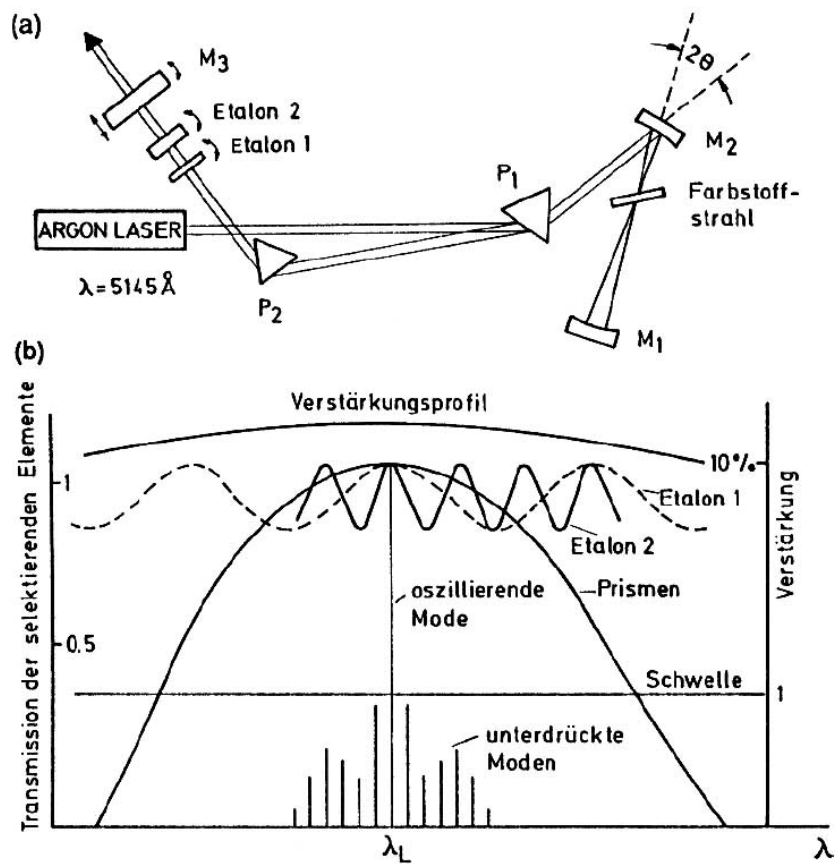


Abbildung 3.24: Einengung des Verstärkungsprofils eines Farbstofflasers durch zwei Brewster-Prismen aus Schwerflint und Modenselektion durch zwei Etalons. (a) Experimenteller Aufbau; (b) Erklärung der Modenselektion durch Überlagerung von Verstärkungsprofil und Verlusten der selektierenden Elemente.

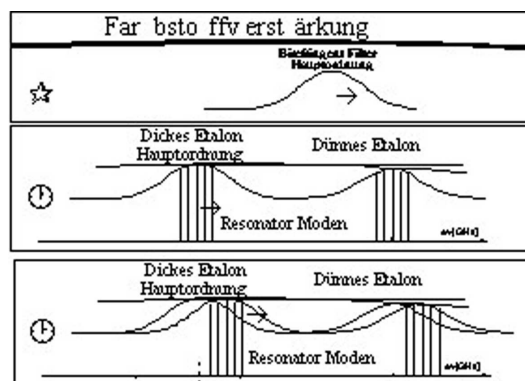
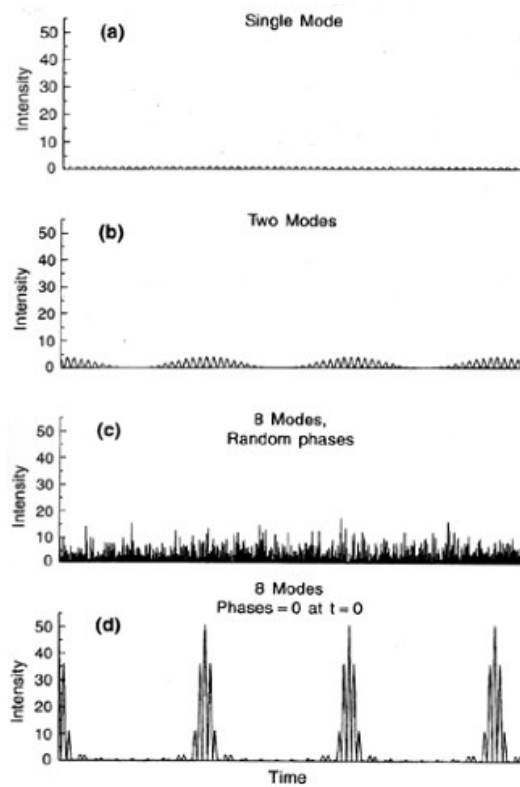


Abbildung 3.25: Durchstimmen eines Single Mode Farbstofflasers

50 KAPITEL 3. AUFBAU UND REALISIERUNG EINES LASERS - WESENTLICHE EIGENSCHAFTEN



Das elektrische Gesamtfeld E_{aus} können wir dann in folgender Form schreiben:

$$E_{aus} = \sum_{-(N-1)/2}^{(N+1)/2} E_n e^{i2\pi[\nu_0 t + \Delta\nu_{Mode} n t + \phi_n]}$$

Dabei ist in der Gleichung E_n die Amplitude der n -ten Mode und N die Gesamtzahl der Moden. ϕ_n ist eine beliebige Phasenkonstante. Wenn diese Phasenkonstanten nicht zeitlich konstant sind (was in vielen Fällen der Fall ist, Kohärenz!) werden die einzelnen Moden unabhängig voneinander schwingen und zum Frequenzspektrum der Laserstrahlung beitragen. Wenn sie aber in irgendeiner Weise konstant sind, werden die einzelnen Moden interferieren. Bei vereinfachter Annahme dass alle E_n gleich sind und $\phi_n = 0$ ergibt sich dann für E_{aus} :

$$E_{aus}(t) = E_0 e^{i2\pi\nu_0 t} \frac{\sin [(\Delta\nu_{Mode} N t)/2]}{\sin [(\Delta\nu_{Mode} t)/2]}$$

Das ist praktisch die selbe Formel, wie für die Vielstrahleninterferenz an einem Gitter, aber hier für eine Fouriertransformation vom Frequenzraum in den Zeitraum. Das heißt, es entstehen zeitliche Laserpulse mit einem zeitlichen Abstand T und einer Halbwertsbreite

$$T = \frac{2d}{c} = \frac{1}{\Delta\nu_{Cavity}}$$

$$\Delta T = \frac{2\pi}{N \cdot \Delta\nu}$$

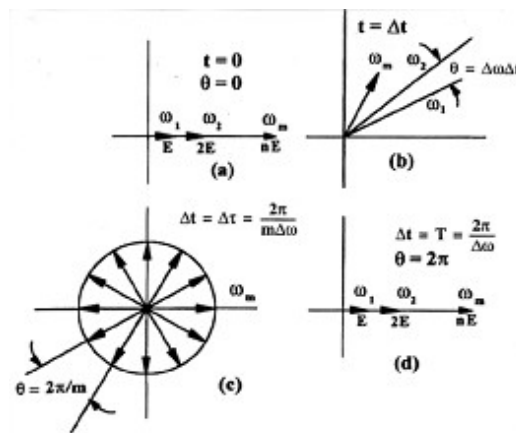
Für den Fall des Mode-Locking liefert der Laser also kurze Lichtimpulse der Länge ΔT und mit der Wiederholfrequenz (Repetitionsrate) T .

Die Länge der Lichtimpulse ist also umso kürzer, je größer die Anzahl der interferierenden Moden ist, oder auch je breiter das Verstärkungsprofil des Lasers.

Beispiel: He-Ne Laser: $\Delta t \approx 0.6$ nsec, Nd-glass: 0.3 psec, Farbstoff: 30 fsec

Wie kann man nun einen Moden-gelockten Laser realisieren? Wie können wir erreichen, dass die schwingenden Moden eine konstante Phasenbeziehung aufweisen und interferieren. Eine wichtige Methode bezeichnet man als aktives Mode-Locking. Dazu wird in den Resonator ein Shutter eingebaut (z.B. ein akusto-optischer Modulator oder eine Pockelszelle), wobei die Frequenz des Shutters ungefähr dem Modenabstand des Resonators entspricht. Damit entsprechen die Trägerfrequenz und die höheren harmonischen möglichen Resonatormoden. Da die Lasermoden den Modulator durchlaufen, werden sie mit dessen Frequenz moduliert und entsprechende Seitenbänder werden erzeugt. Zu einer gewissen Zeit haben alle Moden ihr Maximum an der Stelle des Modulators, eine Situation, die sich nach jedem Umlauf $T = 2d/c$ wiederholt. Die Seitenbänder und die longitudinalen Moden erfahren dadurch eine Mode-Competition und wetteifern um die maximale Verstärkung. Der effizienteste Zustand ist dabei jener, wo die Seitenbänder an die longitudinalen Moden angelockt sind. Da die höheren harmonischen der Modulationsfrequenz phasenkoppelt sind, sind es auch die induzierten Laserresonatormoden.

Das Schema und eine Realisierung ist in der Abbildung gezeigt.



Eine andere Möglichkeit besteht im passiven Mode-Locking. Dabei wird in den Resonator ein nichtlinearer Absorber (z.B. Farbstoff) eingeführt, der bei niedrigen Laserleistungen als Absorber und damit als Verlust dient. Wenn nun aus dem Rauschen ein Leistungspike so intensiv ist, dass trotz des Verlustes durch den Absorber der Schwellwert überschritten wird, dann wird dieser Spike schnell stark anwachsen. Dies um so mehr, als der Absorber bald in den nicht-linearen Bereich übergeht (er wird gesättigt) und damit sind die Verluste für diesen Spike sehr niedrig im Vergleich zu allen anderen Spikes. Damit bilden sich sehr kurze Pulse aus, ähnlich zum aktiven Mode-Locking.

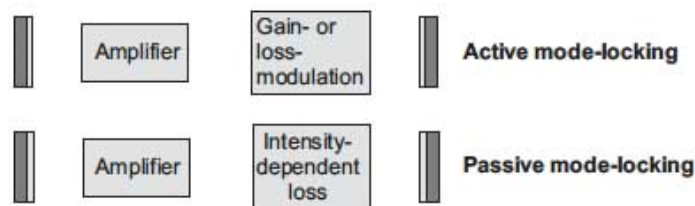


Abbildung 3.26: Realisierung der Modenverkopplung

Sowohl bei gepulsten als auch bei c.w.-Lasern ist die passive Modenkopplung eine experimentell besonders einfache Methode, mit der man Pulsbreiten bis unter 1 ps erzielt hat.

Man kann sie folgendermaßen anschaulich verstehen: Statt des aktiven Modulators wird ein „sättigbarer Absorber“, dessen „Absorptionsniveau“ eine möglichst kurze Relaxationszeit haben, in den Laserresonator dicht vor einen Endspiegel gestellt. Um trotz des Absorbers die Laserschwelle zu erreichen, muss die Verstärkung im Lasermedium entsprechend hoch sein. Kurz bevor die Pumpleistung den Schwellwert erreicht hat, besteht die Emission des aktiven Mediums aus spontan emittierten, induziert verstärkten Photonenlawinen, deren Spitzenleistung mehr oder weniger statistisch schwankt. Infolge der nichtlinearen Sättigung des absorbierenden Mediums erfährt die intensivste Photonenlawine die geringste Absorption und damit die größte Nettoverstärkung. Sie wächst daher beim nächsten Resonatorumlauf stärker an als ihre schwächeren Konkurrenten, sättigt deshalb den Absorber noch stärker und vergrößert damit ihre Nettoverstärkung weiter. Nach wenigen Resonatorumläufen ist dieser Puls so stark geworden, dass er den überwiegenden Anteil der gesamten Laseremission ausmacht. Nach einem Einschwingstadium besteht diese daher aus einer regelmäßigen Folge von intensiven Pulsen, deren Abstand $T = 2d/c$ ist und die solange andauert, wie die Pumpleistung oberhalb der, nun infolge der Sättigung niedrigeren Schwelle bleibt. Die Fourierzerlegung dieser Pulsfolge gibt das Modenspektrum des Lasers. Die Modenkopplung wird an den fixen Zeitpunkten $t = t_0 + q \cdot 2d/c$ erreicht, wenn der Sättigungspuls den Absorber passiert. Daraus erklärt sich der Begriff „passive Modenverkopplung“. Ein gutes Bild zum Verständnis des Begriffes passive Modenverkopplung ist folgende Überlegung: Der intensive Puls macht beim Durchlaufen des Absorbers eine Tür auf, die die anderen Moden nutzen um phasengleich durch diese zu laufen. Dies ist besonders günstig für sie, da sie dann kaum Verluste erleiden. Sie verkoppeln sich also bezüglich ihrer Phase.

3.6.2 Pulsausbreitung in Medium und Selbstphasenmodulation

Durch das Modelocking kann man Pulse mit Halbwertsbreiten von unter 1 ps erreichen. Um diesen Wert zu unterschreiten, müssen zusätzliche Methoden verwendet werden. Eine der in letzter Zeit am meisten verwendeten ist die sogenannte Pulskompression durch Selbstphasenmodulation.

Mit Hilfe dieses Verfahrens ist es möglich, Pulse von einigen Femtosekunden Halbwertsbreite zu erhalten. Dabei wird die spektrale Verbreiterung durch Selbst-Phasen-Modulation in einem Medium (meist Lichtleiter) mit anschließender Kompression in einem dispergierenden Element, z.B. einem Gitter, ausgenutzt.

Wir nehmen nun an, dass ein Lichtpuls mit der spektralen Amplitudenverteilung $E(\omega)$ durch ein Medium läuft, welches den Brechungsindex $n(\omega)$ hat. Die Gruppengeschwindigkeit $v_g = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d}{dk}(v_{ph}k) = v_{ph} + k \frac{dv_{ph}}{dk}$ mit $\frac{dv_{ph}}{dk} = \frac{d}{dk} \left(\frac{c}{n} \right) = -\frac{c}{n^2} \left(\frac{dn(k)}{dk} \right)$, die die Geschwindigkeit des Pulsmaximums bestimmt, weist eine Dispersion auf:

$$\frac{dv_g}{d\omega} = \frac{dv_g}{dk} \cdot \frac{dk}{d\omega} = \frac{1}{v_g} \frac{d^2\omega}{dk^2}$$

Ist der letzte Term in der Gleichung $\neq 0$, dann wird sich die Form des Pulses im Medium ändern. Dies ist immer zu beachten, wenn man einen kurzen Laserpuls durch ein Medium schickt! In einem normalen dispersiven Medium und kleinen Laserintensitäten ergibt sich dann eine Situation, die in der folgenden Abbildung dargestellt ist.

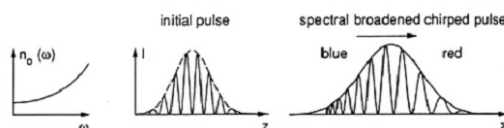


Abbildung 3.27: Räumliche (Zeitliche) Verbreiterung eines Pulses in einem Medium mit normalem linearem Brechungsindex.

Der Puls wird also verzögert, zeitlich verbreitert und es wird ein Frequenz-Chirp (die Frequenz ist für verschiedene Zeiten des Pulses verschieden) aufgeprägt. Das Frequenzspektrum wird aber *nicht* verbreitert, im Gegensatz zur Selbstphasenmodulation, die wir im Folgenden besprechen.

Wesentlich für die Pulskompression ist nun, dass bei genügend hohen Lichtintensitäten das Medium mit dem Brechungsindex $n(\omega, I)$ einen nichtlinearen Anteil ausweist:

$$n(\omega, I) = n_0(\omega) + n_2 I(t)$$

Die Phase der Lichtwelle

$$\phi = \omega t - kz = \omega t - \omega n z / c = \omega(t - n_0 z / c) - [n_2 \omega z / c] I(t)$$

hängt damit von der Intensität des Lichtes ab.

Da weiters die Frequenz ω gleich der zeitlichen Ableitung der Phase ist, folgt aus obiger Gleichung

$$\omega = \omega_0 - [n_2 \omega z / c] dI / dt$$

und weiters, dass die Lichtfrequenz am Beginn des Pulses ($dI/dt > 0$) kleiner, an seinem Ende jedoch größer wird. Dies nennt man Selbstphasen-Modulation. Das spektrale Profil des Pulses wird demnach breiter. (nächste Abbildung)

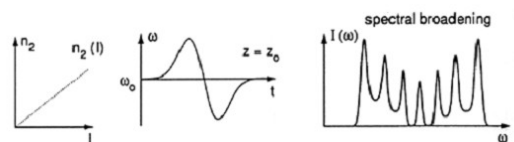


Abbildung 3.28: Spektrale Verbreiterung eines Pulses mit nichtlinearem Brechungsindex

Wie oben gezeigt, bewirkt aber nun der lineare Anteil des Brechungsindex $n(\omega, I)$, dass dadurch außerdem im Medium die roten Anteile im Puls eine größere, und die blauen eine kleinere Geschwindigkeit erfahren (bei normaler Dispersion).

Der erste Schritt der Pulskompression besteht also eigentlich im Gegenteil, nämlich einer zeitlichen Dehnung des Pulses, wobei die Anteile zu verschiedenen Zeiten verschiedene Wellenlängen haben (GVD Group Velocity Dispersion). Wesentlich ist aber, dass das Frequenzspektrum verbreitert wurde, wodurch erst kürzere Pulse möglich werden.

3.6.3 Pulskompression

Der zweite Schritt besteht nun darin, den zeitlich und spektral verbreiterten Puls zu komprimieren, was auf verschiedene Arten geschehen kann.

Schickt man z.B., wie in der Abbildung gezeigt, das spektral und zeitlich verbreiterte Licht durch zwei parallele Gitter, dann ist der optische Weg S für verschiedenen Wellenlängen verschieden, und zwar nimmt er mit steigender Wellenlänge zu. Man kann also die höhere Geschwindigkeit des roten Lichtes durch einen größeren optischen Weg kompensieren und so den Puls komprimieren.

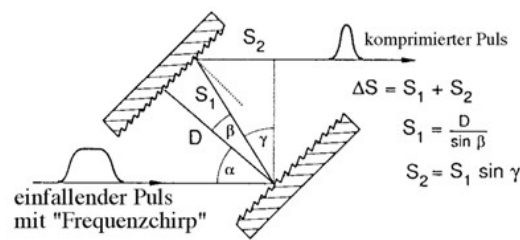


Abbildung 3.29: Pulskompresseion mit einem Gitterpaar

$$S(\lambda) = S_1 + S_2 = D(\cos \alpha + 1/\cos \beta - \sin \alpha \tan \beta)$$

$$\rightarrow dS/d\lambda = D\lambda/(cd^2(1 - (\sin \alpha - \lambda/d)^{3/2}))$$

→ Optischer Weg mit zunehmender Wellenlänge größer! ($d \dots$ Gitterabstand)

Eine andere praktische Realisierung mit Single-Mode-Lichtleitern ist in den folgenden Abbildungen gezeigt.

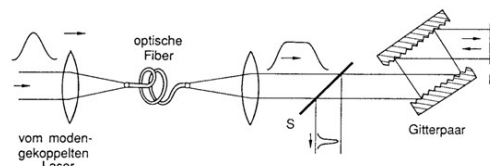


Abbildung 3.30: Erzeugung von fs-Pulsen durch Selbstphasenmodulation in Lichtleitern und Pulskompresseion

An Stelle der Gitteranordnung zur Kompensation der Dispersion verwendet man neuerdings meistens sogenannte „chirped mirrors“. Dies sind Spiegel, die mit Multilayers beschichtet sind, die so berechnet sind, dass sie verschiedenen Spektralkomponenten verschieden tief in der Schicht reflektieren. Daher bewirken sie eine frequenzabhängige Gruppengeschwindigkeitsverzögerung, die im Idealfall die durch die Selbstphasenmodulation erzeugte kompensieren (Abbildung 3.32). Ein besonderer Vorteil dieser „chirped mirrors“ ist ihr gleichmäßiges Verhalten über einen großen Frequenzbereich.

In den folgenden Abbildung ist das Prinzip der Pulskompresseion mittels eines Prismenkompressors (erlaubt relativ große Dispersionskorrekturen, z.B. nach einem laserverstärker) sowie eines Chirped Mirror gezeigt.

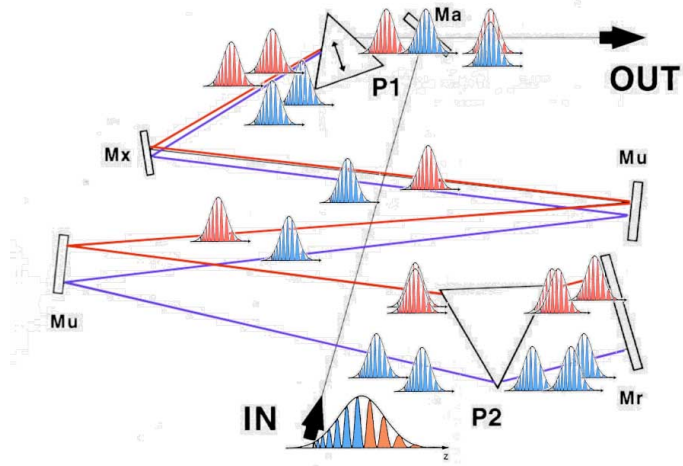


Abbildung 3.31: Prinzip eines Prismenkompressors (z.B. nach einem fs-Laserverstärkers).

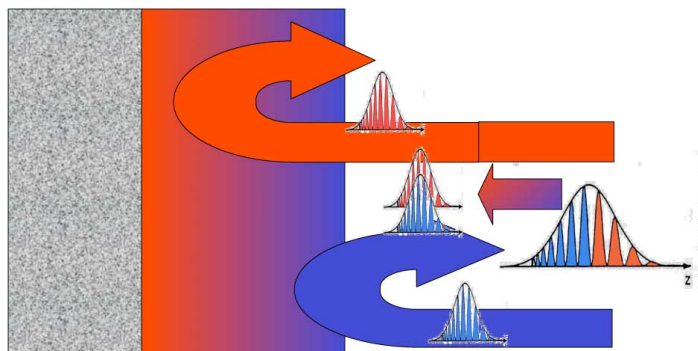


Abbildung 3.32: Chirped Mirror

3.7 Pulsformung

Ein beliebiger Lichtpuls (Abbildung 3.33) kann entweder im Zeitraum oder im dazugehörigen Frequenz-Fourierraum vollständig durch eine zeitabhängige (frequenzabhängige) Amplitude und eine zeitabhängige (frequenzabhängige) Phase dargestellt werden (Gleichungen 3.15, 3.16).

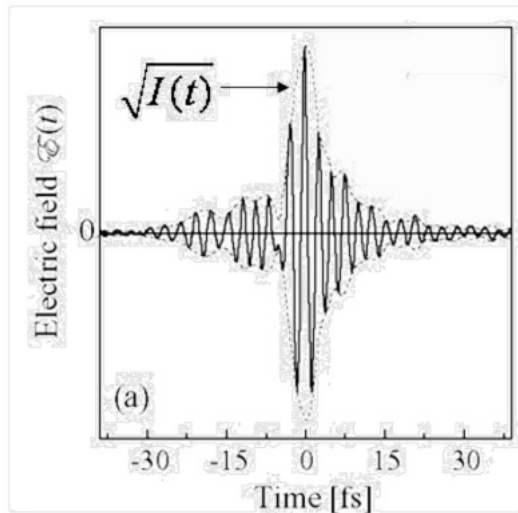


Abbildung 3.33: Ein Laserpuls ist durch seine Amplitude und Phase (beide zeitabhängig) beschrieben.

$$E(t) = \frac{1}{2} \sqrt{I(t)} e^{i(\omega_0 t - \phi(t))} + \text{c.c.} \quad (3.15)$$

$$\tilde{E}(\omega) = \frac{1}{2} \sqrt{S(\omega - \omega_0)} e^{-i\phi(\omega - \omega_0)} + \frac{1}{2} \sqrt{S(\omega + \omega_0)} e^{-i\phi(\omega + \omega_0)} \quad (3.16)$$

Die Darstellung im Frequenzraum ist deswegen wichtig, da sie experimentell leicht realisiert werden kann und die frequenzabhängige Phase dann beeinflusst werden kann. Dies führt dazu, dass ein beliebiger Puls beliebig geformt werden kann. Nach der Rücktransformation in den Zeitraum erhält man so einen beliebig geformten Puls (Pulsformung, Pulse-Shaping).

Die an sich beliebig wählbare Phasenfunktion in 3.16 ist dann besonders leicht zu interpretieren, wenn man diese um die Frequenz ω_0 in eine Taylorreihe (Gl. 3.17) entwickelt. Die Koeffizienten ϕ_1 , ϕ_2 und ϕ_3 entsprechen leicht interpretierbaren physikalischen Konstanten: ϕ_1 ist der Grupp delay, d.h. verschiebt den Puls auf der Zeitachse. ϕ_2 ergibt die Group-delay dispersion, oder anders ausgedrückt die zeitliche Verbreiterung des Pulses. ϕ_3 kann mit dem Chirp des Pulses in Zusammenhang gebracht werden.

Spatial Light Modulators (SLMs)

- ▶ statische Masken
- ▶ deformierbare Spiegel
- ▶ Akusto-optische Modulatoren (AOM)
- ▶ Liquid Crystal Displays (LCD)

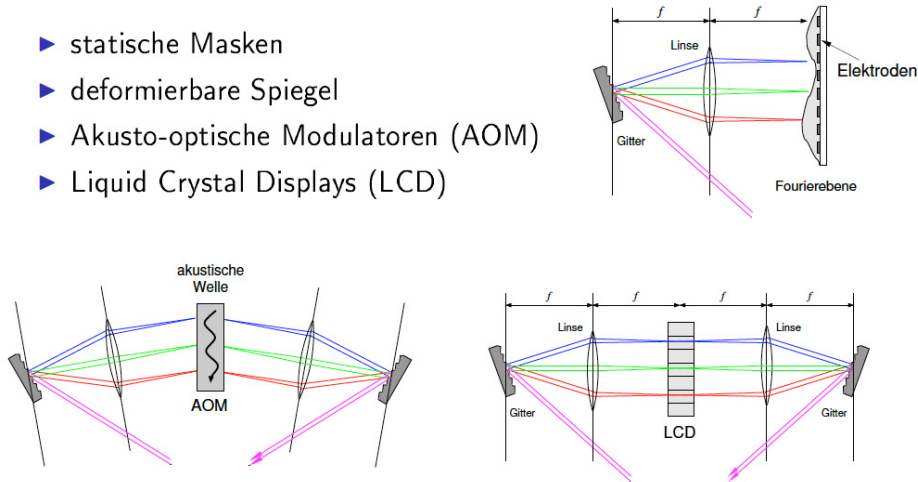


Abbildung 3.34: Verschiedene Möglichkeiten einen in den Frequenzraum transformierten Puls zu beeinflussen (Formen, Pulseshaping).

$$\phi(\omega) = \phi_0 + \phi_1 \frac{\omega - \omega_0}{1!} + \phi_2 \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2!} + \dots \quad (3.17)$$

$$\phi_1 = \left. \frac{d\phi}{d\omega} \right|_{\omega = \omega_0} \quad (3.18)$$

$$\phi_2 = \left. \frac{d^2\phi}{d\omega^2} \right|_{\omega = \omega_0} \quad (3.19)$$

Da Der Parameteraum für eine Phasenfunktion sehr groß sein kann, ist es mit herkömmlichen Methoden sehr schwer (praktisch unmöglich) die optimale Phasenfunktion und damit die optimale Pulsform zu bestimmen. Es bietet sich jedoch eine sogenannte genetische Optimierungsmethode (evolutionary algorithm) an, die in Abbildung 3.35 im Prinzip erläutert ist.

Das Ziel dieser kohärenter Kontrolle, die selektive Präparation eines Zielzustandes, ist eine der Hauptvoraussetzungen für modenselektive Chemie. Der auf eine spezifische Anregung hin massgeschneiderte Laserpuls, welcher als Störung das System vom Anfangs- in den Zielzustand treibt, kann bei komplexen Systemen in der Regel nicht mehr vorab durch quantenmechanische Rechnungen bestimmt werden,

da oftmals nicht einmal mehr der Hamilton-Operator des Systems bekannt ist. Ein Ansatz ist, das erforderliche Laserfeld in einer Regelschleife zu bestimmen, welche ein aus dem Experiment gewonnenes Signal als Rückkopplung benutzt. Diese Optimierungsschleife wird solange durchlaufen, bis ein den Anforderungen genügender Puls gefunden wurde. Bisherige Experimente auf diesem Gebiet beschränkten sich größtenteils auf den Wellenlängenbereich von Ti:Sa Lasern und deren Harmonischen.

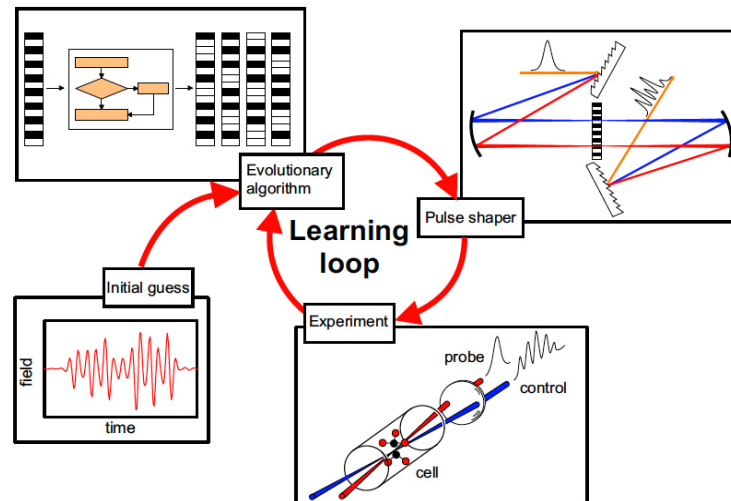


Abbildung 3.35: Prinzip eines evolutionary Algorithm

3.8 Frequenzstabilisierung eines Lasers

Bei Single-Mode Betrieb eines Lasers ist eine Frequenzstabilisierung des Lasers praktisch unumgänglich. Es gibt einige Gründe für die Notwendigkeit der Frequenzstabilisierung. Selbst bei extremer Mode-Competition und daraus resultierendem Single Mode Betrieb ohne viele Hilfsmittel ist ohne Stabilisierung keine Kontrolle über die schwingende Mode gegeben und es wird dann zwar jeweils nur eine Mode aktiv sein, jedoch werden zu verschiedenen Zeitpunkten verschiedene Moden schwingen. Für das sinnvolle Durchstimmen des Lasers ist ebenfalls eine Kontrolle und Stabilisierung notwendig, da sonst das oben beschriebene koordinierte Durchstimmen der Lasermode und der Durchlasskurven der Etalons nicht gewährleistet werden kann.

Weiters ist zu beachten, dass die Bandbreite der aktiven Lasermode zwar nur einige kHz oder darunter beträgt, diese Werte jedoch insofern Idealwerte sind, da in der Praxis die Resonatorlänge L nicht völlig konstant gehalten werden kann. Jede Längenänderung ΔL (durch Temperatureinflüsse, Druckänderungen etc.) manifestiert sich aber in einer Frequenzänderung. Diese Änderungen sind aber viel langsamer als die Ausbildung der Lasermode selbst, sodass wir zwar an sich eine Mode mit einer

60 KAPITEL 3. AUFBAU UND REALISIERUNG EINES LASERS - WESENTLICHE EIGENSCHAFTEN

Breite $d\nu$ schwingen haben, diese aber ihre mittlere Frequenz andauernd ändert, wodurch sich eine größere effektive Bandbreite $d\nu_{eff} \gg d\nu$ ergibt.

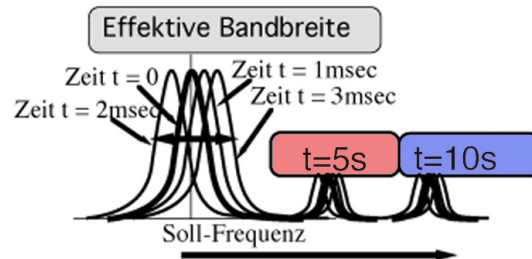


Abbildung 3.36: Effektive bandbreite und Frequenzdrift

Diese effektive Bandbreite kann ebenfalls durch Frequenzstabilisierung möglichst klein gehalten werden. Mit entsprechendem Aufwand ist es möglich, dem Idealwert $d\nu$ sehr nahe zu kommen.

Die Methoden der Frequenzstabilisierung basieren auf dem Prinzip, dass man die Abweichungen der aktuellen Frequenz des Lasers mit einem sehr stabilen Frequenznormale (z.B. stabilisiertes FPI, atomare Resonanzlinie) vergleicht und proportional zur festgestellten Änderung die Resonatorlänge korrigiert. Zusätzlich zu kurzzeitigen (typisch im msec Bereich) Schwankungen der Resonatorlänge ergeben sich langzeitige (typisch Minuten bis Stunden) Änderungen der Resonatorlänge, die sogenannten Langzeitdrifts.

Dazu schickt man einen kleinen Teil des Laserlichtes durch ein extrem gut stabilisiertes FPI oder durch eine Zelle mit einer Atomart, die bei der verwendeten Frequenz eine Resonanzlinie besitzt. Man kann die Parameter des FPI z.B. so wählen, dass die Laserstrahlung genau im Transmissionsmaximum oder genau in dessen Flanke am Wendepunkt sitzt. Eine unerwünschte Veränderung der Wellenlänge des Lasers, z.B. durch Drifts, resultiert dann in einer relativen Verschiebung der aktiven Lasermode in der Transmissionskurve des FPI aus der Sollposition im Maximum oder im Wendepunkt. Damit verbunden ist eine (wenn auch kleine) Änderung der transmittierten Lichtintensität. Diese Änderung kann mit einer Photodiode registriert werden. Meist misst man den Quotienten aus I_{durchFPI}/I_0 oder $I_{\text{durchFPI}} - I_0$. Stellt man eine Änderung fest, muss diese eine Korrektur der frequenzbestimmenden Elemente des Lasers zur Folge haben. Z.B. kann ein Resonatorspiegel verstellt werden, um die Frequenzänderung zu kompensieren.

Die Stabilisierung an einem externen FPI ermöglicht eine Stabilisierung bei beliebigen Frequenzen und erlaubt außerdem eine Kontrolle und Stabilisierung beim Durchstimmen. Dazu muss das Referent FPI natürlich ebenfalls mitgestimmt werden.

Eine weitere, meist zusätzlich verwendete Stabilisierung beim Durchstimmen erfolgt über ein „anlocken“ der oszillierenden Mode an das frequenzbestimmende (schmalbandigste) FPI. Dazu wird entweder die Resonatorlänge des Lasers über einen seiner Spiegel, der auf einem Piezo montiert ist, oder aber die

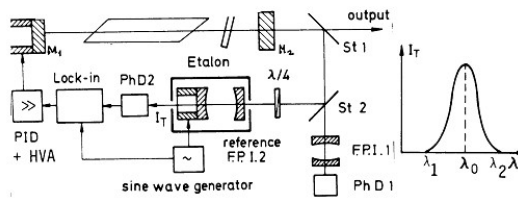


Abbildung 3.37: Frequenzstabilisierung

Durchlasskurve des FPI ein wenig periodisch moduliert. Die daraus resultierende periodische Intensitätsänderung des Lasers wird detektiert und zwar mittels einer Lock-In Technik. Solange die Mode genau im Maximum der Transmissionskurve des FPI sitzt (gewünschte Stellung!) ist das so erhaltenen Fehlersignal am Lock In (Gleichspannungssignal) auf Grund der positiv und negativ identischen Intensitätsabweichung gleich 0. Driftet die Mode jedoch aus dem Maximum (gleichbedeutend mit Frequenzänderung), dann wird das Fehlersignal positiv oder negativ $\neq 0$ und kann zur Nachkorrektur der Resonatorlänge verwendet werden.

Kapitel 4

Einige wichtige Lasertypen

4.1 Leitfaden: Wechselwirkung von Laserstrahlung mit lebendem Gewebe

Die Absorption von Laserstrahlung durch Gewebe weist eine starke Wellenlängenabhängigkeit (Figure 6-21) auf. Wichtig für die praktische Anwendung ist dabei die unterschiedlichen Absorptionsmaxima verschiedener Gewebearten (z.B. Haut, Blut etc.) wodurch eine selektive Beeinflussung verschiedener Gewebe durch Auswahl der Wellenlänge möglich ist.

Laserstrahlung, die auf Gewebe auftrifft, wird dabei zu einem Teil reflektiert und zu einem anderen Teil im Gewebe absorbiert. Eine gute Aussage über die im Gewebe zu erwartende absorbierte Strahlung kann aus Messungen der Reflexion der Laserstrahlung an der Gewebeoberfläche gewonnen werden. Abbildung 8.14 zeigt ein Beispiel einer solchen Messung, bei der die Reflexion an normaler Haut mit der Reflexion an einem Portweinfleck verglichen wird. Bei einem Portweinfleck ist eine erhöhte Absorption der Laserstrahlung in dem entsprechenden Wellenlängenbereich festzustellen.

Natürlich kann uns die Reflexion nur einen ersten Hinweis auf die im Gewebe mögliche absorbierte Leistung geben. Die tatsächliche Absorption im Gewebe wird wieder stark wellenlängenabhängig sein. Betrachten wir dazu in Abbildung 8.14 die gemessene Absorption der Haut (Dermis und Epidermis) als Funktion der Wellenlänge. Dabei zeigt sich, dass eine erhöhte Absorption in den obersten Hautschichten (Epidermis), verglichen mit der der Dermis, durch Pigmente zu beobachten ist.

Zur Erhöhung der Wirkungsweise der Laserstrahlung durch erhöhte Absorption (bzw. geringere Reflexionsverluste) kann z.B. der entsprechende Teil der Haut mit einem Farbstoff gefärbt werden. Zur Demonstration ist in Abbildung 8.15 die Bestrahlung menschlicher Haut mit einem Argonionenlaser gezeigt. Kleine Flächen wurden mit dem Farbstoff eingefärbt und eine Fläche von $9,5 \cdot 10^{-2} \text{cm}^2$

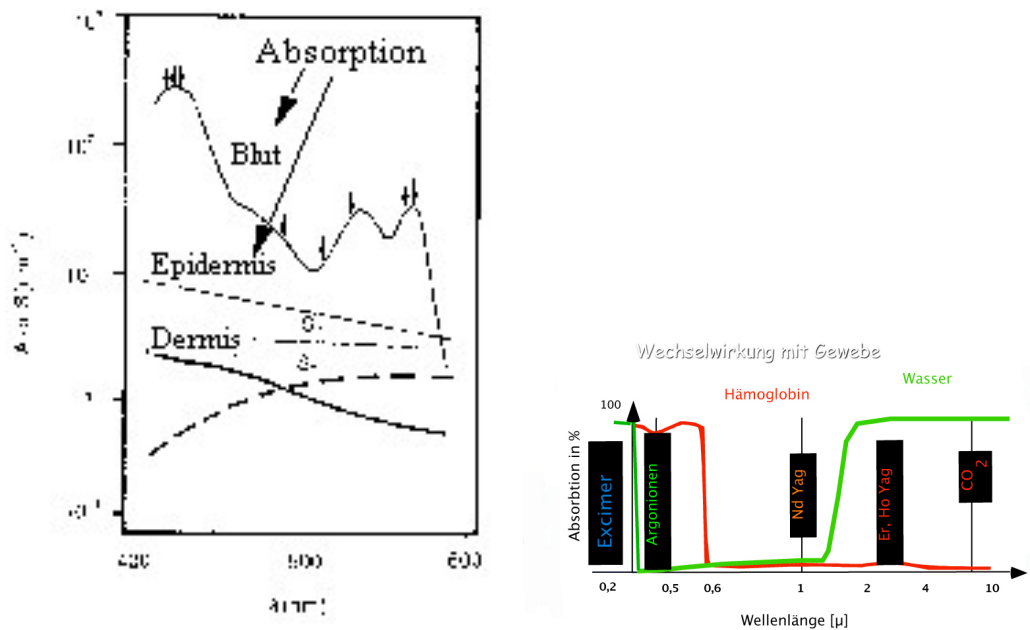


Abbildung 4.1: Wellenlängenabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten (Reflexionskoeffizienten) verschiedener Gewebearten

mit 200mW 5, 10 und 15 sec bestrahlt. Die gefärbten Gebiete weisen etwa 48 Stunden nach der Bestrahlung starke Reaktionen auf, während die nicht gefärbten Gebiete keine Reaktionen aufweisen.

Diese Prinzip kann zum Beispiel zur Entfernung von Tätowierungen angewendet werden. Die Bestrahlungsleistung kann so dosiert werden, dass nur in den gefärbten (tätowierten) Bereichen eine Reaktion eintritt, die zur Entfernung der Tätowierungen führen kann. Siehe dazu Abbildung 8.16.

Voraussetzung, dass die Laserstrahlung eine Wirkung im Gewebe hervorruft, ist eine endliche Absorption dieser im Gewebe. Ist die Absorption bzw. die Intensität der verwendeten Strahlung relativ klein werden verschiedene Prozesse im Gewebe ausgelöst, die wie oben gezeigt zu einer Veränderung des Gewebes führen. Diesen Effekt nützt man in der Photomedizin und Phototherapie bzw. Biologie aus. Wir haben oben schon einige Beispiele dazu besprochen. Eine andere Anwendung ist z.B. die Stimulierung der Produktion von verschiedenen therapeutischen Chemikalien. Als Beispiel sei Vitamin D und das Hormon Prostaglandin genannt. Weitere Beispiele werden weiter unten besprochen.

Bei Erhöhung der Laserleistung bzw. bei extrem hoher Absorption der Laserstrahlung wird in vielen Fällen Gewebe durch die Energiezufuhr abgetragen. („ablated“). Man spricht dann von Laserablation. Während in den Anfängen der Lasermedizin für diesen Zweck meist CO₂ Laser verwendet wurden, verwendet man heute dafür zunehmend Laser mit kürzeren Wellenlängen, wobei diese dem speziellen Problem und Gewebe, welches abgetragen werden soll, angepasst werden.

4.1. LEITFADEN: WECHSELWIRKUNG VON LASERSTRAHLUNG MIT LEBENDEM GEWEBE51

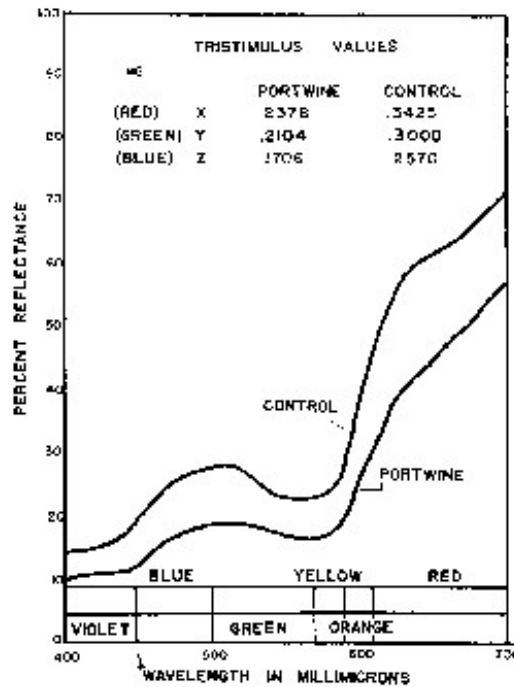


Abbildung 4.2: Wellenlängenabhängiger Reflexionskoeffizient von Laserstrahlung an normaler Haut und an einem Portweinfleck auf der Haut

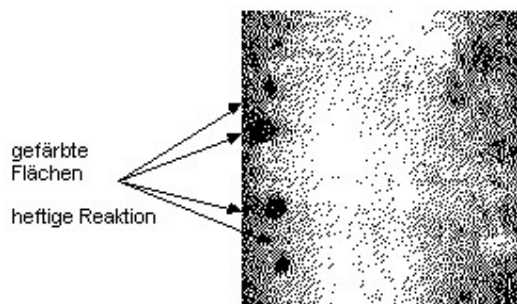


Abbildung 4.3: Mit Argonionenlaserstrahlung bestrahlte Haut. Die dunklen Flecken zeigen Reaktionen, die durch erhöhte Absorption in gefärbten Bereichen hervorgerufen wurde.

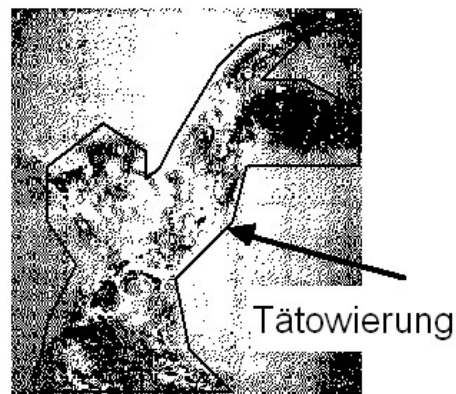


Abbildung 4.4: Selektive Reaktion der Laserstrahlung (Rubinlaser, gepulst, 1.5msec Pulsdauer, 75 J/cm², gezeigte Fläche: $\ll 2\text{cm}^2$) mit einer Tätowierung

Dazu muss man sich folgendes vergegenwärtigen: Welche Prozesse führen zur Gewebeabtragung und wie wird dabei das nicht abgetragene Gewebe beeinflusst (geschädigt!)? An Hand der Abbildung 8.17 wollen wir uns verschiedene mögliche Situationen der Laserablation veranschaulichen, welche für verschiedene Absorptionskoeffizienten und Laserleistungen auftreten können. Einige der Konsequenzen für die „Qualität“ der Laserabtragung können daraus direkt abgeleitet werden.

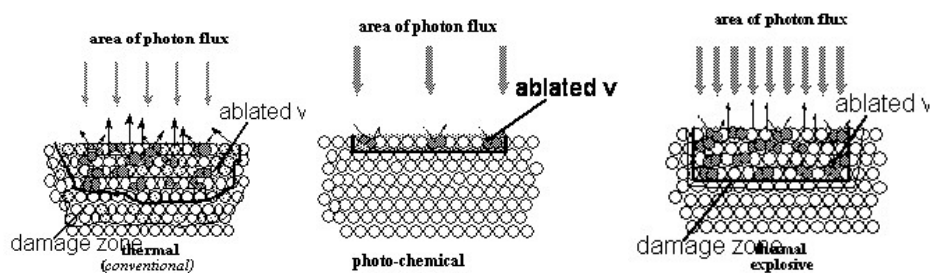


Abbildung 4.5: Thermische, Photochemische und Explosive Ablation

Im folgenden sollen einige der wichtigsten Lasertypen besprochen werden. Dazu wollen wir die einzelnen Typen nach ihrem aktiven Medium einteilen. Diese Einteilung (Tabelle 4.1) dient jedoch nur „organisatorischen“ Zwecken. Andere Unterscheidungen in Dauerstrich- Gepulste, Fixfrequenz- Durchstimmbare oder ähnliche Laser ist streng nicht möglich und eine Überlappung zwischen den einzelnen Gruppen gegeben.

Lasertyp	Aktives Medium	Betriebsart	Wellenlängen [nm]	Leistung [W]	Verwendung
He-Ne Ar-Ionen; Kr-Ionen	He-Ne-Gas Ar, Kr-Gas	kontinuierlich kontinuierlich	633 514; UV bis Rot	einige 10^{-3} 20	Justierlaser Optik Pumplaser, Medizin, Werkstoffbearbeitung
Farbstoff Ti:Saphir	Farbstoff Ti Ionen in Kristall	kontinuierlich; gepulst (nsec) kontinuierlich; gepulst (fsec)	250-700; durchstimmbar infrarot	1; MW gepulst bis 10^{10}	Spektroskopie, Medizin Spektroskopie, „der“ Kurzzeittlaser
CO ₂	CO ₂ -Gas	kontinuierlich; gepulst	10000	10^{10}	Hochleistungslaser Medizin, Materialbearbeitung
Excimer	Gas; F ₂ , ArF, XeCl	gepulst (nsec)	150, 193, 308	10^9	Medizin, Pumplaser, Materialbearbeitung
Halbleiter	Festkörper	kontinuierlich	blau bis IR	10^{-3} bis 1	Nachrichtentechnik, Pumplaser, CD-Player
YAG	Nd-, Er...Ionen	gepulst(ns- μ s)	1000, 3000, ...	10^9	Pumplaser Medizin

Tabelle 4.1: Übersicht über die gebräuchlichsten Lasertypen

4.2 Gaslaser

Bei einem Gaslaser ist das aktive Medium in Gasform vorhanden. Die Anregung des Mediums zur Erreichung und Aufrechterhaltung der Besetzungsinversion wird in den meisten Fällen durch eine Plasmaentladung erreicht. Eine einfache Variante, wie sie bei vielen Atom- und Ionenlasern verwendet wird ist unten gezeigt.

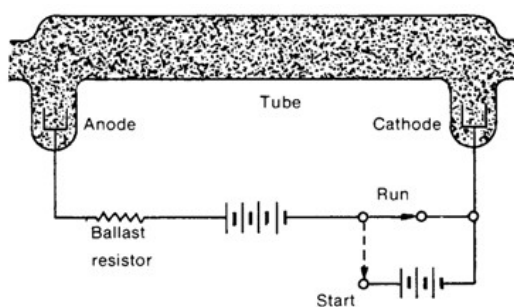


Abbildung 4.6: Gaslaser

Bei Gaslasern trifft man weiters oft die Unterscheidung zwischen atomaren und Ionenlasern, je nach dem ob ein atomarer oder ionisierter Zustand des Mediums für die Verstärkung verantwortlich ist. Da für die Ionisierung neben der Anregung eine zusätzliche Energie aufgewendet werden muss, zeichnen

sich Ionenlaser im allgemeinen durch eine ungünstige Energiebilanz aus.

4.2.1 He-Ne-Laser

Der He-Ne Laser war der erste Laser, der im c.w. Mode betrieben werden konnte. Die für die Laseroperation verantwortlichen Atome sind die Ne-Atome. He dient zur effizienteren Anregung der Ne Atome im Plasma. Die bekannteste Strahlung erfolgt bei 633nm. Außerdem kann bei Verwendung von Infrarotspiegeln auch infrarote Laserstrahlung bei $1.15\mu\text{m}$ und $3.3\mu\text{m}$ erhalten werden. Die maximalen Ausgangsleistungen von He-Ne Lasern sind 100 mW.

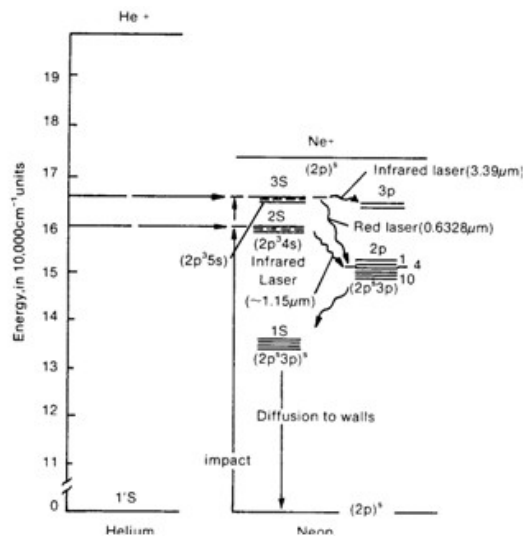


Abbildung 4.7: He-Ne Laser

4.2.2 Ar- und Kr-Ionenlaser

Diese beiden Laser gehören zu den wichtigsten c.w. Lasern. Die maximalen Ausgangsleistungen liegen im Bereich von einigen 10 Watt. Weiters sind auf Grund der verschiedenen Übergänge verschiedene Wellenlängen vom UV bis ins Infrarote mit diesen Lasern möglich. Größter Nachteil ist die schlechte Energieeffizienz. Zur Erreichung der Ionisierung und Anregung für einige Watt Lichtleistung müssen viele kW elektrischer Leistung aufgewendet werden. Dadurch entstehen erhebliche technologische Anforderungen an die Gasentladungsröhre. Besonderes Augenmerk muss auf eine effiziente Kühlung gelegt werden.

Die Energieniveaus, die bei den Übergängen im Argonionenlaser involviert sind, sind in der folgenden Abbildung gezeigt.

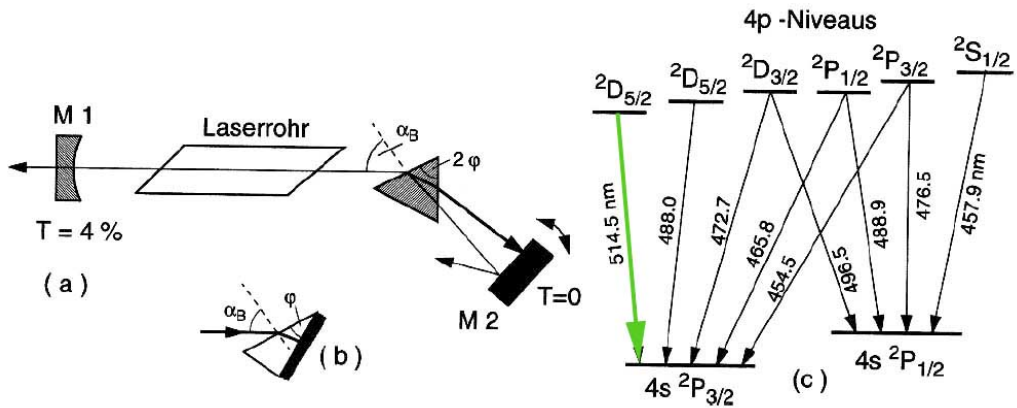


Abbildung 4.8: Linienselektion in einem Gaslaser mit einem Brewster-Prisma (a) oder einem Littrow-Prisma (b) mit $\tan \phi = 1/n$ und (c) Termschema der Argonlaser-Übergänge

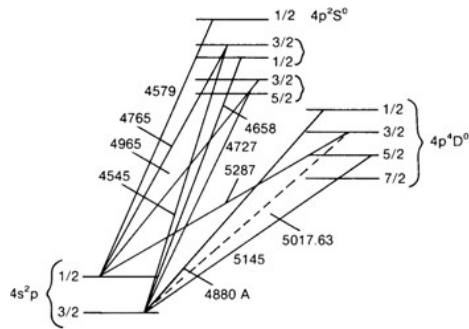


Abbildung 4.9: Niveauschema von argonionen

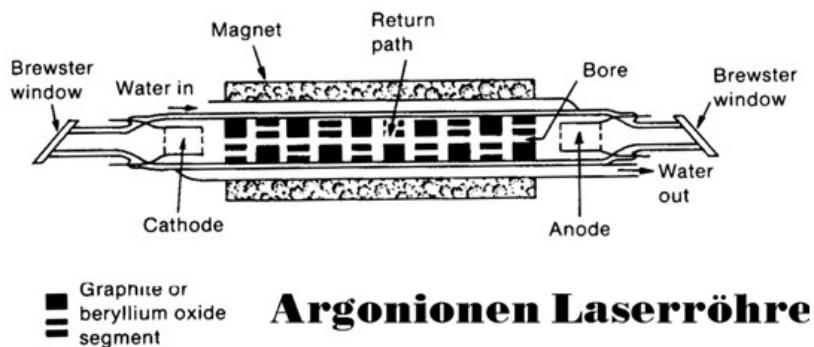


Abbildung 4.10: Schema einer Argonionenlaserröhre

Um die Plasmaionen und Elektronen von den Wänden fernzuhalten, verwendet man ein Magnetfeld. Argonionenlaser werden zu den verschiedensten Zwecken verwendet. Materialbearbeitung, Medizin, Pumplaser von durchstimmbaren Lasern und natürlich für spektroskopische Untersuchungen sind nur einige wichtige Beispiele.

Typische Parameter sind in der folgenden Liste für spezielle Spectra-Physics Modelle zusammengefasst.

		λ (nm)	2040E			2045E ⁷			2060			2065		
			-15S	-20S	-25S	-15S	-20S	-25S	-05S	-06S	-07S	-05S	-06S	-07S
OUTPUT POWER ²	Multiline ² Power (W)	Deep UV 275.4– 305.5	—	—	—	0.35 to 0.7	0.5 to 1.0	0.5 to 1.5	—	—	—	—	—	—
		UV ⁷ 333.6– 363.8	—	—	—	2.5 to 4.0	3.0 to 5.0	3.5 to 7.0	—	—	—	0.3	0.4	0.5
		Vis 457.9– 514.5	15	20	25	15	20	25	5	6	7.2	5	6	7.2
OUTPUT POWER ²	Single Line ² Power (W)	454.5	0.4	0.6	0.8	0.4	0.6	0.8	0.05	0.12	0.14	0.05	0.12	0.14
		457.9	1.0	1.4	1.5	1.0	1.4	1.5	0.25	0.35	0.42	0.25	0.35	0.42
		465.8	0.4	0.6	0.8	0.4	0.6	0.8	0.10	0.15	0.18	0.10	0.15	0.18
		472.7	0.6	1.0	1.3	0.6	1.0	1.3	0.12	0.20	0.24	0.12	0.20	0.24
		476.5	1.8	2.4	3.0	1.8	2.4	3.0	0.50	0.60	0.72	0.50	0.60	0.72
		488.0	5.5	6.5	8.0	5.5	6.5	8.0	1.30	1.50	1.80	1.30	1.50	1.80
		496.5	1.8	2.4	3.0	1.8	2.4	3.0	0.50	0.60	0.72	0.50	0.60	0.72
		501.7	1.0	1.4	1.8	1.0	1.4	1.8	0.30	0.40	0.48	0.30	0.40	0.48
		514.5	7.0	9.0	10.0	7.0	9.0	10.0	1.70	2.00	2.40	1.70	2.00	2.40
528.7	1.0	1.4	1.8	1.0	1.4	1.8	0.20	0.35	0.42	0.20	0.35	0.42		

Abbildung 4.11: Die wichtigsten Argonionenlinien

Der Kr⁺ Laser unterscheidet sich in seiner Performance vom Ar⁺ Laser nur durch seine anderen Wellenlängen. Diese liegen vor allem im roten Wellenlängenbereich ($\lambda = 6746, 6471, 6682$ etc. Å).

Beispiel 1 Beim Argon-Laser ist die Fußbreite des Verstärkungsprofils etwa 8 GHz. Mit einem Etalon der Dicke $d_e = 1$ cm und $n = 1.5$ wird für $\vartheta = 0^\circ$ der freie Spektralbereich $\Delta\nu_e = 10$ GHz und damit genügend groß. Die homogene Breite des aktiven Mediums ist etwa 800 MHz. Man braucht eine Finesse $F^{**} > 7$, um mögliche Nachbarmoden außerhalb der homogenen Breite zu unterdrücken. Dies bedeutet ein Reflexionsvermögen von $R = 65\%$ der Etalonspiegel.

4.2.3 Excimerlaser

Der Excimer Laser zeichnet sich vor allem durch seine Wellenlänge im UV aus. Als Excimer (*Excited Dimer*) bezeichnet man ein Molekül, welches nur im angeregten Zustand existieren kann. Der elektronische Grundzustand (auch beide Molekülpartner im Grundzustand) ist antibindend. Durch Anregung

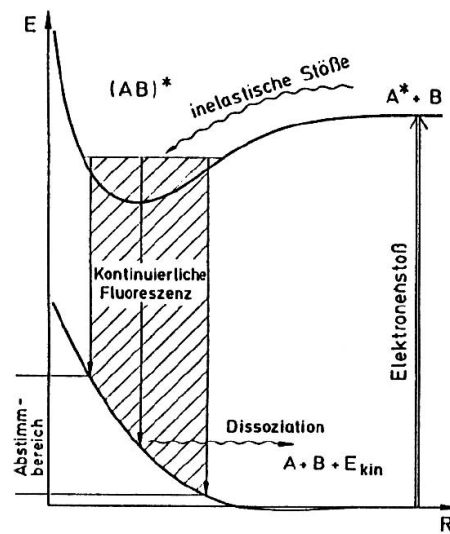


Abbildung 4.12: Prinzip der Verstärkung von Excimeren.

der Molekülpartner können diese ein angeregtes Dimer formen, welches bei geeigneten Molekülen durch Lichtemission in den Grundzustand zerfallen kann, wo es sofort dissoziiert. Dieses Schema stellt einen idealen Vierniveau-Laser dar, weil der Grundzustand anfangs nicht besetzt ist und außerdem sofort wieder „geleert“ wird.

Als wichtigste Lasermedien werden folgende Moleküle verwendet:

ArF	193nm
KrCl	248nm
XeCl	308nm
F ₂	≈ 150nm
XeF	351nm

Die entsprechenden Lasergase (Ar-F, Xe-Cl etc) befinden sich in einem Puffergas. He oder Ne sind typische Kandidaten.

Eine Realisierung eines Excimerlasers ist in der folgenden Abbildung dargestellt. Die komplexe Formation des Verstärkerrmediums (der Dimere) erfordert kurze intensive Entladungspulse, die eine ausgefeilte Elektronik und Elektrodenanordnung erfordern. Außerdem wird ein relativ großes Verstäkervolumen erfordert. Daraus resultieren relativ große Laserstrahlen von typisch 1 cm × 2 cm Querschnitt. Weiters ist zu beachten, dass die Gase relativ starken chemischen Veränderungen unterworfen sind (vor allem durch die intensive UV-Strahlung). Dies bedingt ein häufiges Austauschen der Lasergase. Diese sind außerdem in ihrer Handhabung nicht unproblematisch.

Die Bedeutung des Excimerlasers liegt aber vor allem in seiner Einzigartigkeit Pulse im kurzwelligen

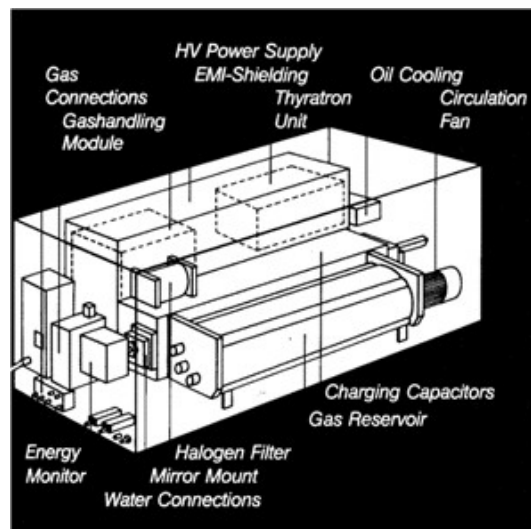


Abbildung 4.13: Prinzip einer Excimerlaserröhre

UV mit MW pro Puls (typisch etwa 10-20 nsec) zu liefern. Diese Wellenlängen eignen sich besonders gut für verschiedenste Arten der Materialbearbeitung (Halbleiter, Medizin etc.), was die kommerzielle Bedeutung diese Lasers ausmacht.

Der Excimerlaser ist auch gut als Pump laser von Farbstofflasern geeignet, da durch die kurze Wellenlänge praktisch alle Farbstoffe gepumpt werden können.

Gewisse Problem in der Praxis entstehen durch das große Strahlprofil und die oft auftretenden Inhomogenitäten im Strahlprofil. Ein instabiler Resonator kann dabei oft eine Verbesserung der Eigenschaften bringen. Dadurch werden aber die Ausgangsleistungen vermindert.

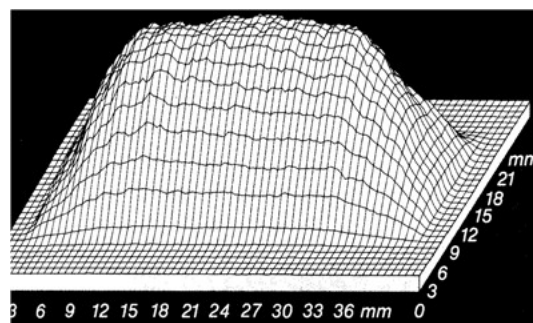


Abbildung 4.14: Strahlprofil eines Excimerlasers

4.2.4 CO₂-Laser

Dieser Molekül Laser zeichnet sich durch die höchste erzielbare Effizienz aus. Man kann etwa 100 W / m Ausgangsleistung (c.w.) erzielen (gepulst wesentlich höher). Dazu benötigt man aber etwa 12 kV/m für die Entladung. Verschiedene Techniken zur Lösung des Hochspannungsproblems werden angewendet, z.B. der TEA (Transverse Excitation Atmospheric) Laser oder der Gas Dynamic Laser (keine Entladung sondern Heizung-Kompression-Expansion des Gases).

Die Wellenlänge des CO₂-Lasers beträgt 10.6 und 9.6 μm . Die Verstärkung erfolgt durch Übergänge zwischen Vibrationsniveaus des CO₂ Moleküls.

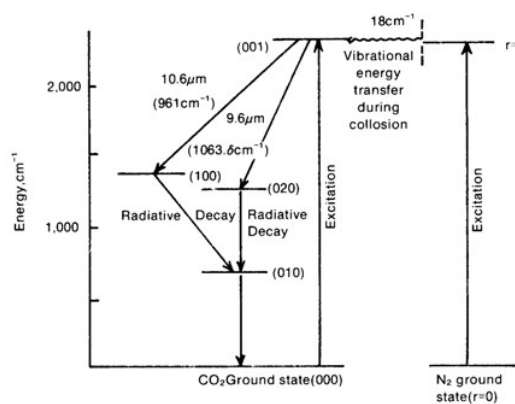


Abbildung 4.15: Energiezustände des CO₂ Moleküls mit relevanten Laserübergängen

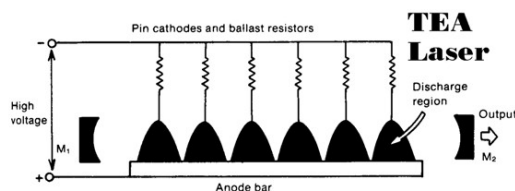


Abbildung 4.16: TEA CO₂ Laserröhre

In der nächsten Abbildung ist eine TEA Version mit zusätzlichem Transverse Fast Flow Prinzip gezeigt. Der Strahl wird außerdem 5 bis 7 mal durch die Entladungszone hin- und her-reflektiert um die Ausgangsleistung auf etwa 2.5 kW zu erhöhen.

Diese Hochleistungslaser sind vor allem für Materialbearbeitung geeignet. Das Prinzip der Materialbearbeitung ist jedoch auf Grund der Wellenlänge Aufheizen und Verdampfen des Materials und demnach ein rein thermischer „gewaltsamer“ Prozess. Auch in der Medizin wird der CO₂ Laser als Laserskalpell verwendet. Es ist jedoch zu beachten, dass dabei der thermische Prozess der Gewebeabtragung zu Problemen führen kann und deshalb andere Laser zunehmend den CO₂ Laser ersetzen.

4.3 Festkörperlaser

4.3.1 Gepulste YAG Laser

YAG (Yttrium-Aluminium-Garnet) $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ bzw. Glas wird mit Nd^{3+} bzw. Er Ionen dotiert. Diese Dopants sind für die Laserwirkung verantwortlich, wobei das Kristallfeld eine wesentliche Rolle für die geeigneten Energieniveaus spielt. Ähnliches gilt auch für den Rubin Laser (Cr^{3+} in Aluminiumoxid). Diese Festkörperlaser zeichnen sich durch hohe Pulsleistungen und relativ einfachen Aufbau (vor allem des aktiven Mediums) aus. Meist wird eine Blitzlampe als Energiepumpe verwendet. In vielen Fällen wird der Resonator gütegeschaltet (Q-switch) um die relativ langen Blitzlampenpulse zu verkürzen und die Leistung zu steigern.

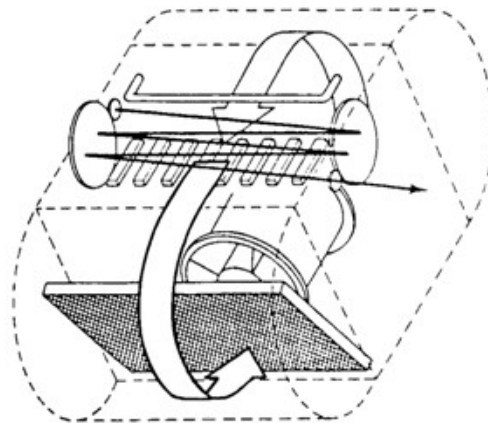


Abbildung 4.17: Prinzipieller Aufbau eines Festkörperlasers

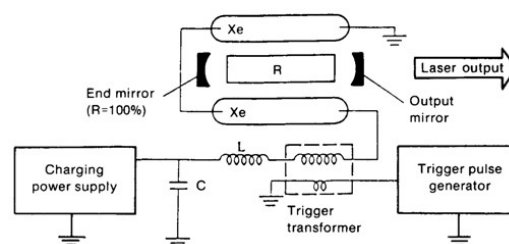


Abbildung 4.18: Prinzip der elektrischen Versorgung eines Festkörperlasers

Die Hauptwellenlänge des Nd-YAG (Glas) Lasers beträgt $1.0461 \mu\text{m}$, die des Er-YAG ungefähr $3 \mu\text{m}$. Der Rubinlaser liefert eine Strahlung bei 6943 \AA . Auf Grund der hohen Leistung der Nd-Festkörperlaser sind diese sehr gut für Frequenzvervielfachung bzw. Frequenzmischung geeignet. Bei den meisten Systemen ist zumindest eine Frequenzverdopplung standardmäßig vorhanden, die eine Frequenz im

grünen Wellenlängenbereich liefert. Typisch ist jedoch auch Frequenzverdreifung auf etwa 350 nm. Diese Wellenlänge kann auch als Ausgangspunkt für weitere Frequenzvervielfachung bis auf 120nm verwendet werden.

Der YAG Laser wird auch häufig als Pumplaser von Farbstofflasern verwendet. In der Medizin ist ein weiteres wichtiges Anwendungsgebiet. Auch Hochleistungslaser-Systeme (z.B. für Laserfusion) basieren auf diesen Lasern.

4.3.2 Diodengepumpte c.w. YAG-Laser

In den letzten Jahren wurden kontinuierliche, diodengepumpte Festkörperlaser zunehmend als Ersatz für den Argonionenlaser eingesetzt. Die Vorteile liegen auf der Hand: guter Wirkungsgrad, handlich und sehr gut stabilisierbar.

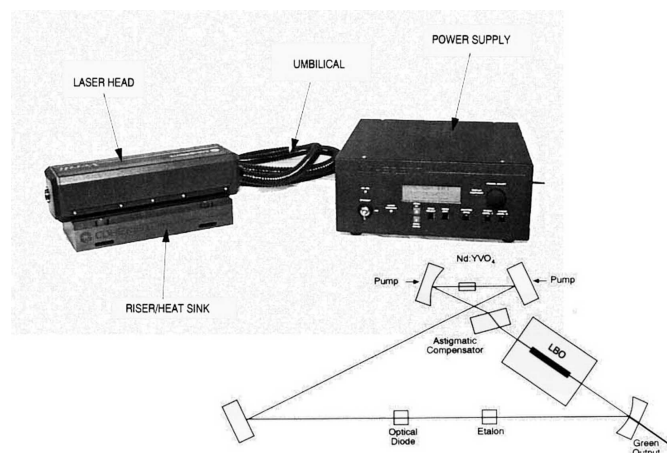


Abbildung 4.19: Diodengepumpter Yag-Laser Verdi.

In Abbildung 4.19 ist ein Modell (Verdi, Coherent) gezeigt. Als Lasermaterial wird Nd:Vanadate (Nd:YVO₄) verwendet. Mit dem Ringresonatordesign können bis 10W Ausgangsleistung bei der frequenzverdoppelten, (single-frequency) Wellenlänge 532nm erreicht werden. Zum Pumpen werden Dioden verwendet (809nm), die über Lichtleiter in den Laserkopf eingekoppelt werden. Vanadate absorbiert besonders gut bei der Wellenlänge 809nm.

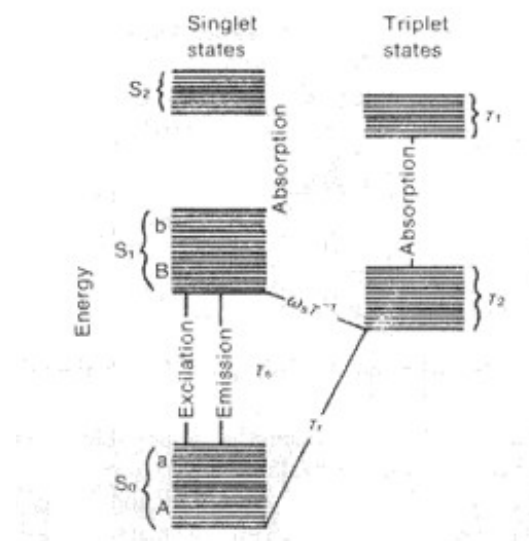


Abbildung 4.20: Energieschema von Farbstoffen resultierend in breitem Verstärkungsprofil

4.4 Durchstimmbare Laser

4.4.1 Farbstofflaser

Wir wollen uns nun mit einem der wichtigsten durchstimmbaren Laser beschäftigen. Wichtigste Voraussetzung dafür ist ein sehr breites Verstärkungsprofil. Bei Farbstoffen ist dies durch die breiten „Energiebänder“ der einzelnen elektronischen Energieniveaus bedingt. Eigentlich sind dies nur sehr eng benachbarte Ro-Vibrationsniveaus der einzelnen elektronischen Zustände, die aber praktisch so stark überlappen, dass wir von „Energiebändern“ sprechen können. Die Anregung erfolgt aus dem Grundzustand in die höheren Ro-Vibrationsniveaus des angeregten elektronischen Zustandes. durch Stöße sammeln sich die Elektronen in den untersten Ro-Vibrationsniveaus dieses Niveaus an. Laserstrahlung erfolgt von hier aus in die verschiedenen höheren (ursprünglich nicht besetzten) Ro-Vibrationsniveaus des Grundzustandes. Die typische Breite der verschiedenen Farbstoffe ist einige 100 Å. wie weit man diese wirklich ausnützen kann hängt aber von der Pumpquelle ab, und ist generell für Pulsbetrieb breiter. Mit Farbstoffen kann man den Bereich von etwa 350nm bis 750 nm überdecken. Für den Infrarotbereich von 700 bis fast 900 nm eignet sich aber neuerdings der Ti:Saphir (Al₂O₃) besser. Man kann bei manchen Modellen mit dem selben Resonatoraufbau durch Auswechseln der Farbstoffdüse und des Ti:Saphir Kristalls den gesamten Wellenlängenbereich überdecken.

Die Realisation eines gepulsten Farbstofflasers ist in der folgenden Abbildung gezeigt. Die Wellenlänge Selektion erfolgt dabei mit einem Gitter, das als Retroreflektor angeordnet ist und damit gleichzeitig als einer der Resonatorspiegel dient. Die Strahlaufweitung ist erforderlich, um die Leistungsdichte am

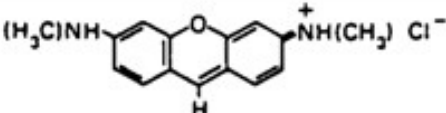
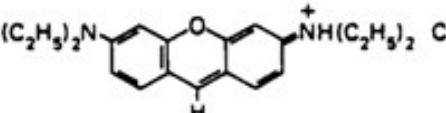
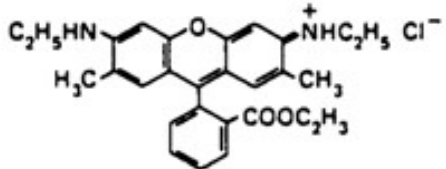
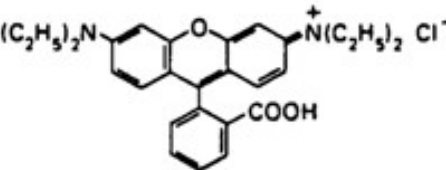
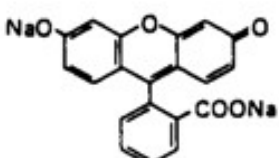
Dye	Structure	Solvent	Wavelength
Acridine red		EtOH	Red 600–630 nm
Puronic B		MeOH H ₂ O	Yellow
Rhodamine 6G		EtOH MeOH H ₂ O DMSO Polymethyl- methacrylate	Yellow 570–610 nm
Rhodamine B		EtOH MeOH Polymethyl- methacrylate	Red 605–635 nm
Na-fluorescein		EtOH H ₂ O	Green 530–560 nm

Abbildung 4.21: Verschiedene Farbstoffe

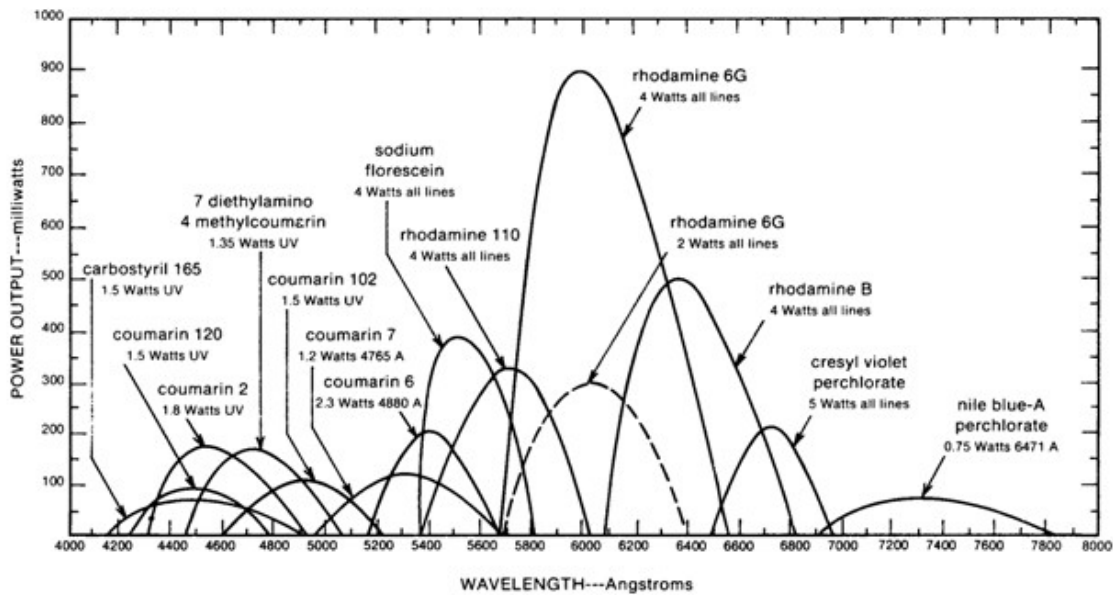


Abbildung 4.22: Durchstimmbereiche von Farbstoffen

Gitter nicht zu hoch zu machen (Hänsch Type Oszillator).

Ein komplettes System ist in der nächsten Abbildung gezeigt. Es enthält neben dem Resonator (eigentlicher Laser) ein bis zwei Nachverstärker. Diese bestehen aus einem aktiven Medium (Farbstoff), welches ebenfalls mit dem Pumplaser (hier Excimerlaser) besetzungsinvertiert wird, sich jedoch nicht in einem Resonator befindet. Der Laserstrahl wird nun in diesem besetzungsinvertierten Farbstoff weiter verstärkt.

Ein weiterer interessanter Aspekt der oben gezeigten Konfiguration ist die hier gewählte Art der Auskopplung des Lichtes aus dem Resonator. Diese erfolgt nicht durch einen semitransparenten Resonatorspiegel, sondern durch teilweise Reflexion an einem Prisma, welches sonst hauptsächlich als Strahlumlenker verwendet wird. Insgesamt wird der Laserstrahl nach Austritt aus dem Resonator in zwei nachgeschalteten Verstärkern auf die entsprechend hohe Ausgangsleistung gebracht. Dabei ist die Zelle für den ersten Nachverstärker identisch mit der des Verstärkers des Resonators, wobei natürlich geometrisch ein anderer Teil der Farbstoffzelle ausgenutzt wird. Ein (Excimer-) Pumpstrahl wird aufgeteilt und pumpt alle drei Verstärker.

Die Bandbreite, die man mit einem derartigen, gepulsten System erreichen kann ist etwa 2-3 GHz ohne, und 900 MHz mit Etalon.

Als nächstes wollen wir ein durchstimmbares c.w. System betrachten, welches Single Mode Betrieb ermöglicht.

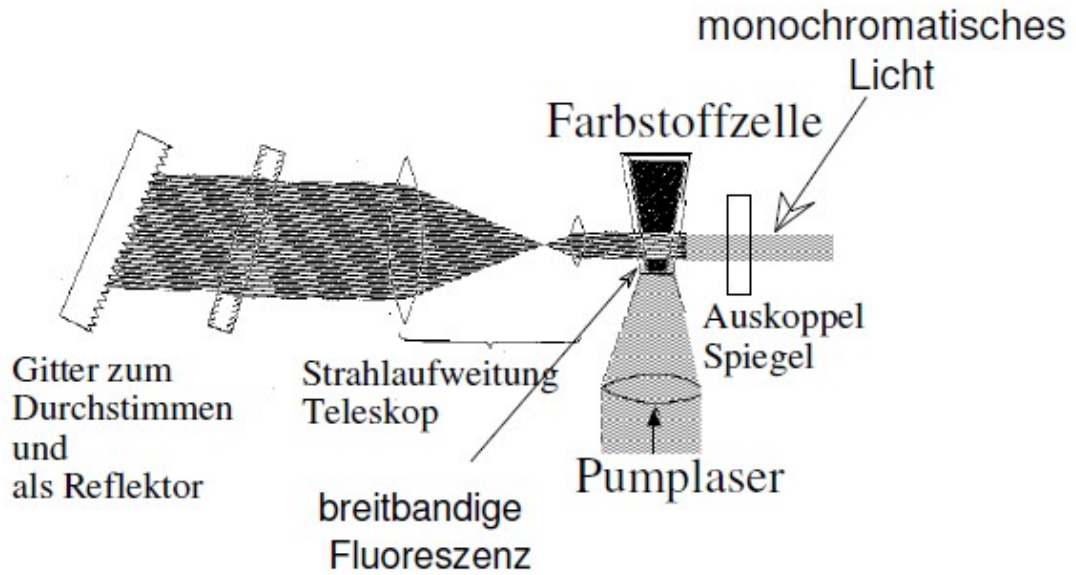


Abbildung 4.23: Aufbau eines einfachen gepulsten Farbstofflasers.

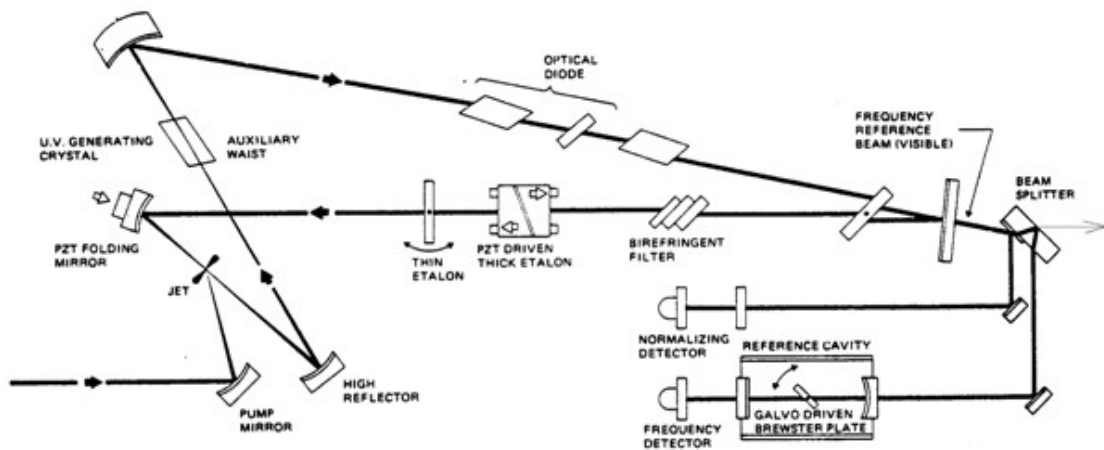


Abbildung 4.24: Gepulster Farbstofflaser mit Nachverstärker

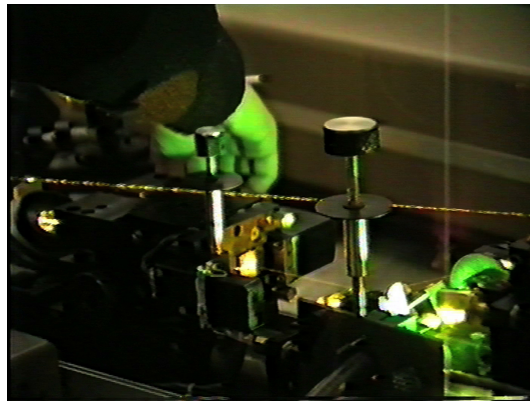


Abbildung 4.25: Ringfarbstofflaser

Das vorliegende System ist ein Ringfarbstofflaser, der von einem Ar-Ionenlaser gepumpt wird. Der Farbstoff ist ein dünner Strahl und wird mit einer Düse erzeugt. Die in früheren Abschnitten besprochenen Elemente im Resonator gewährleisten einen Single-Mode Betrieb. Mittels Frequenzstabilisierung erreicht man eine effektive Bandbreite von 1 MHz. Ein elektronisch kontrollierter Durchstimmbereich von 30 GHz ist durch Drehen der Brewsterplatte und gleichzeitiger Veränderung des Thick Etalons möglich. Mit Farbstoffen kann ein Wellenlängenbereich von etwa 420 bis 850 nm abgedeckt werden. Mit einem Ti:Saphir Verstärkermedium ist das obige Modell von 690 bis 1025 nm durchstimmbar.

Für dieses System ist außerdem eine Autoscanereinheit erhältlich, die es ermöglicht den gesamten Bereich eines Farbstoffes (oder des Ti:Saphir Bereiches) automatisch durchzustimmen.

Durchstimmbare Laser sind sicherlich einer der wichtigsten Werkzeuge für die Spektroskopie. Viele neue spektroskopische Daten konnten und werden mit ihnen erhalten. Darüber hinaus sind sie ein unverzichtbares Instrument für viele Anwendungen der Spektroskopie, wie Laser-Analytik etc. Auch in der Medizin werden Farbstofflaser verwendet.

4.4.2 Ti:Saphir-Laser

Als besonders geeigneter Laser für ultrakurze Pulse hat sich der Ti:Saphir (Al_2O_3) Laser erwiesen. Dieser Festkörperlaser hat als aktives Medium einen Saphirkristall, der mit Ti^{3+} Ionen gedopt ist, deren Laser-Niveauschema in der folgenden Abbildung (Abbildung 4.26) gezeigt ist. Das wesentliche Kriterium für die gute Eignung als Kurzzeitlaser ist das breite Emissionsspektrum, welches ein Modenverkoppeln über etwa 100nm ermöglicht, und demnach Laserpulse bis in den Femtosekundenbereich prinzipiell realisierbar macht. Da der Absorptionsquerschnitt der Ti-Ionen klein ist, muss die Ausdehnung des Kristalls groß sein (einige mm bis cm). Dadurch ergibt sich andererseits, dass nichtlineare Effekte, wie sie bei Kurzzeitlasern benötigt werden (wir haben oben schon das Kerr-Lens

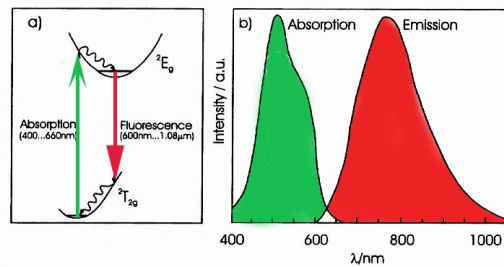


Abbildung 4.26: Ti:Saphir-Laser

Mode-Locking erwähnt), relativ stark sind und gut ausgenutzt werden können. Weiters bietet dieses Verfahren den Vorteil, dass der entsprechende „Sättigungseffekt“ beliebig schnell erfolgen kann.

4.5 Ultrakurzzeitlaser

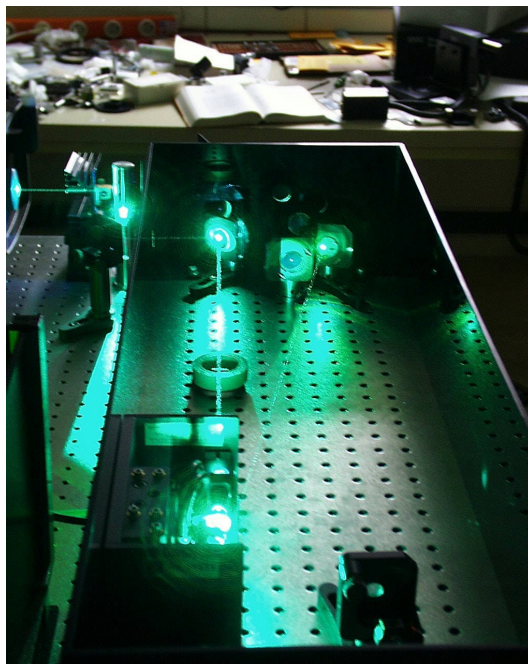


Abbildung 4.27: Femtosekunden Laseroszillator, Femtosource PRO HP, Ti:Saphire Oszillator

Wir haben das grundlegende Prinzip zur Erzeugung ultrakurzer Laserpulse bei der Besprechung der Modenkopplung kennengelernt. Auf diesem Prinzip gibt es verschiedenen Lasertypen, z.B. Farbstofflaser. In letzter Zeit scheint der Ti:Saphir Laser die ideale Lösung zu sein. Die wichtigsten Laserfirmen haben im letzten Jahr im Prinzip ähnliche Modelle auf den Markt gebracht, mit denen psec- und fsec-

Pulse erzeugt werden können. Der Durchstimmbereich von 750 bis 900 nm kann durch Frequenzverdopplung ins Sichtbare erweitert werden.

4.5.1 Femtosecond PRO HP

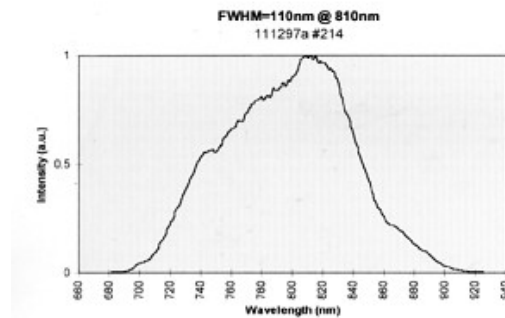


Abbildung 4.28: Frequenzspektrum eines Femtosekundenlasers

Im folgenden soll ein am IAP, TU Wien vorhandenes Femtolasersystem, welches von der Firma Femtolasers gebaut wurde, näher beschrieben werden. Das Modelocking wird mittels Kerr-Lens-Modelocking erreicht. Die GVD wird im $Ti : Al_2O_3$ Kristall erzeugt. Die einzelnen Spiegel sind „Chirped Mirrors“ ausgeführt, die die GVD kompensieren. Als Pumplaser (grüner Strahl in) dient ein diodengepumpter Festkörperlaser. Mit diesem System können Pulse bis etwa 10fsec erreicht werden. Ein entsprechendes Frequenzspektrum der erzeugten Femtopulse ist oben gezeigt.

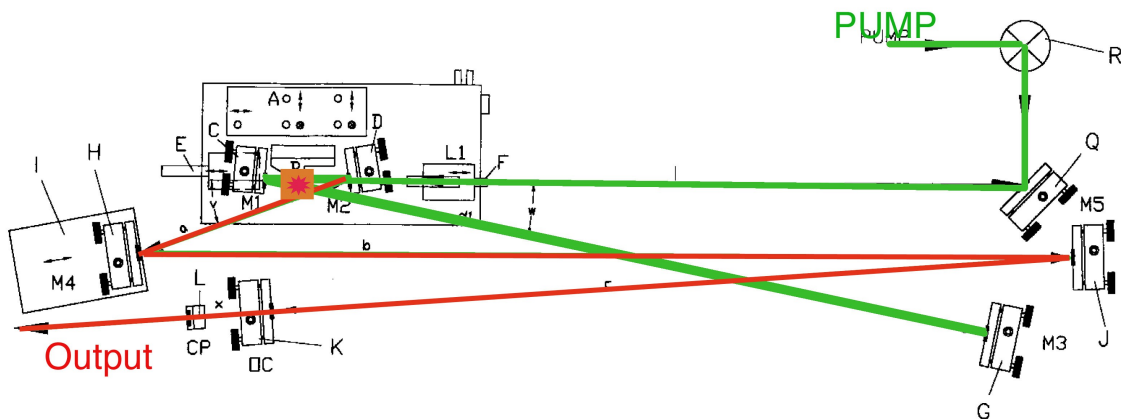


Abbildung 4.29: Femtolaser System

4.5.2 Femtosekunden Multipass Verstärker

Da die Intensität der Femtosekundenpulse, die mit dem Oszillator, der eben beschrieben wurde, erzeugt werden können, für viele Anwendungen zu gering ist und man außerdem einzelne Pulse mit Repetitionsraten von etwa 1 - 10 kHz wünscht, verwendet man in vielen Fällen einen Nachverstärker. Hier soll nun ein spezieller (FemtoPower 100) beschrieben werden (Prinzip siehe Abbildung).

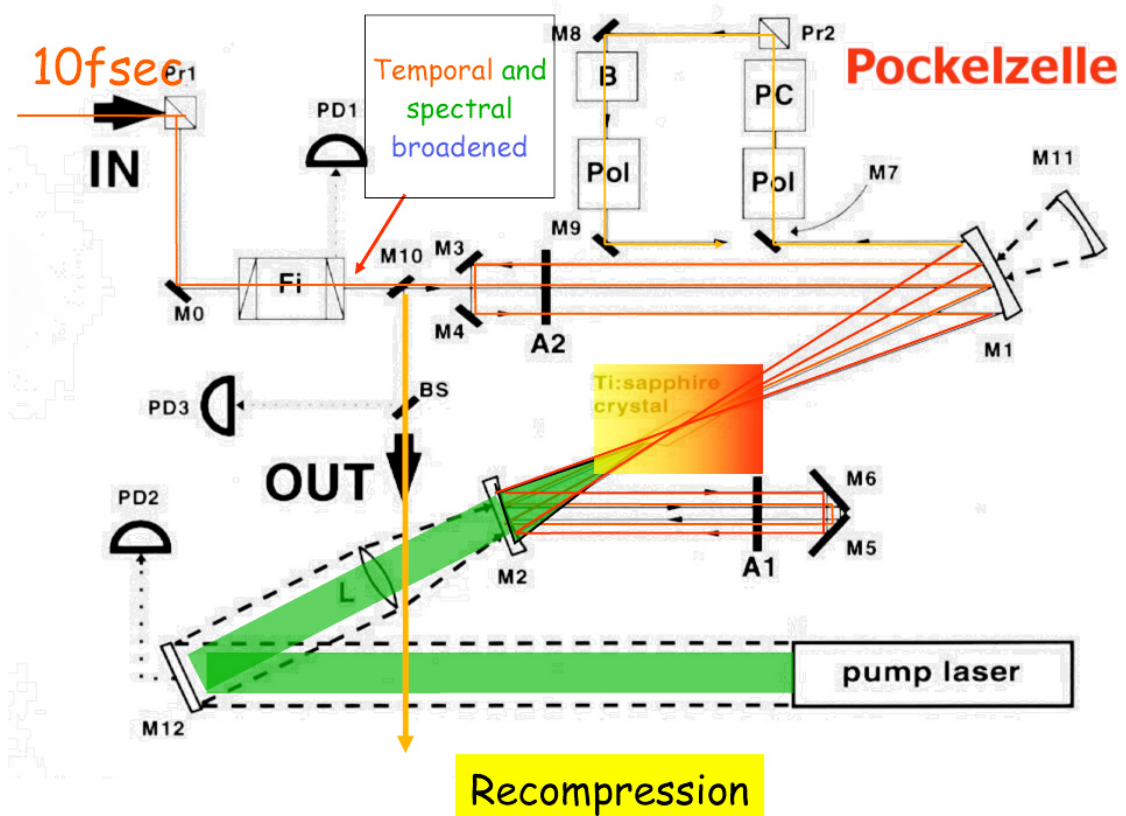


Abbildung 4.30: FemtoPower 100 Multipass Verstärker, Schema

In einem Ti:Saphir Kristall, welcher von einem intensiven gepulsten Laser gepumpt wird, werden die Femtopulse bei mehrmaligen Durchgang (Multipass) verstärkt, wobei zusätzlich nach dem vierten Durchgang der Strahl durch eine Pockelzelle geführt wird, die durch geeignetes Triggern die Selektion einzelner Pulse mit der Repetitionsrate des Pumplasers ermöglicht.

Schließlich durchlaufen die Pulse (die bei Eintritt in den Verstärker beim Durchlaufen eines Polarisationsdrehers durch Dispersion zeitlich gedehnt wurden) einen Kompressor (Siehe Abbildung 5.8).

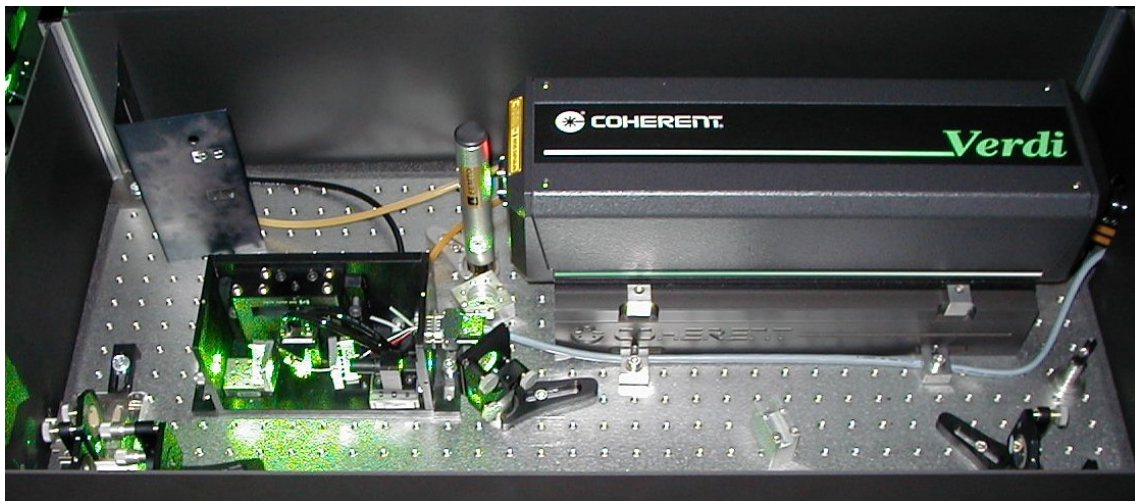


Abbildung 4.31: Oszillator mit Pumplaser

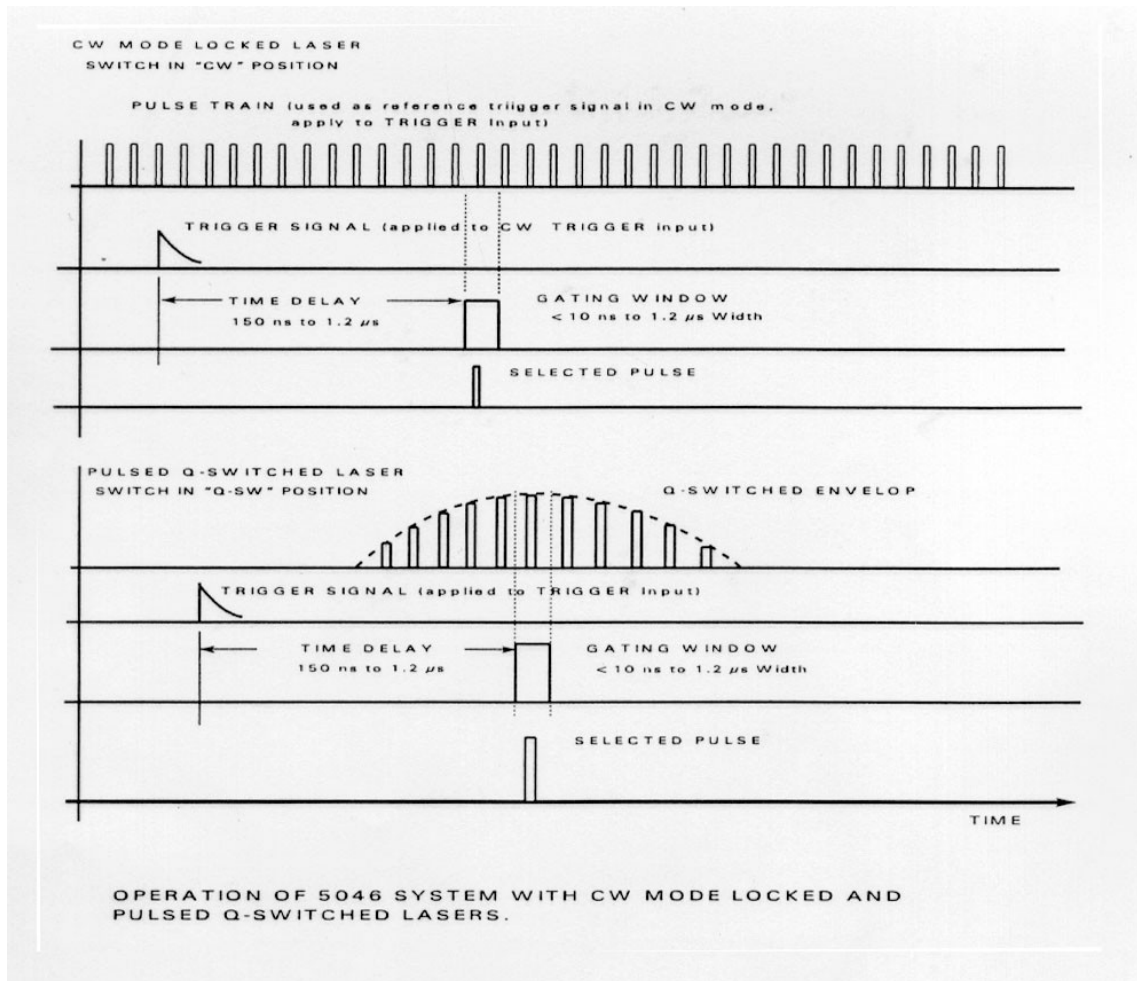


Abbildung 4.32: Pulsselektion im FemtoPower 100

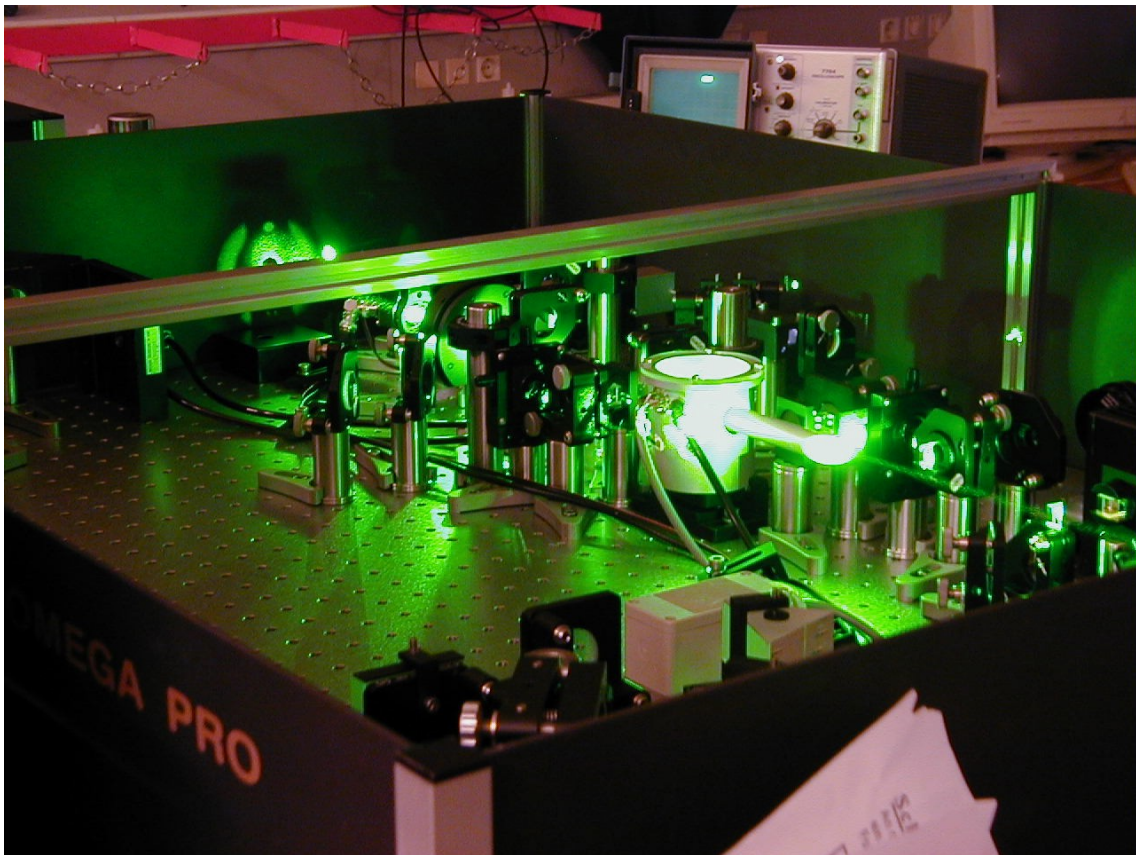


Abbildung 4.33: Femtopower Laserverstärker

Kapitel 6

Grundlegende Techniken und Anwendungen der Laserspektroskopie

6.1 Fundamentale Methoden

Im folgenden wollen wir einige der grundlegenden Techniken der Spektroskopie besprechen, wobei die Unterscheidung der einzelnen Methoden durch die im Experiment bestimmten Messgrößen gegeben ist.

6.1.1 Absorptionsspektroskopie

Durchläuft ein Laserstrahl ein Medium, dann nimmt die Intensität gemäß folgender Beziehung ab

$$I(\omega, z) = I_{trans} = I_0 e^{-\alpha(\omega)z} \quad (6.1)$$

Gleichung 6.1 ist von allgemeiner Gültigkeit und wird oft auch als Beer'sches Gesetz bezeichnet. Der Absorptionskoeffizient $\alpha(\omega)$ ist nach den obigen Überlegungen

$$\alpha(\omega) = \frac{\omega_{ba}}{c} \left[n_a - \frac{g_a}{g_b} n_k \right] \cdot B_{ab} \quad (6.2)$$

Die bei der Absorptionsspektroskopie zu bestimmende Messgröße ist der Absorptionskoeffizient $\alpha(\omega)$. Mit der in Abbildung 6.1 gezeigten Anordnung kann $\alpha(\omega)$ bestimmt werden, da aus Gleichung 6.2

folgt [gilt für den meistens erfüllten Fall, dass α klein ist]:

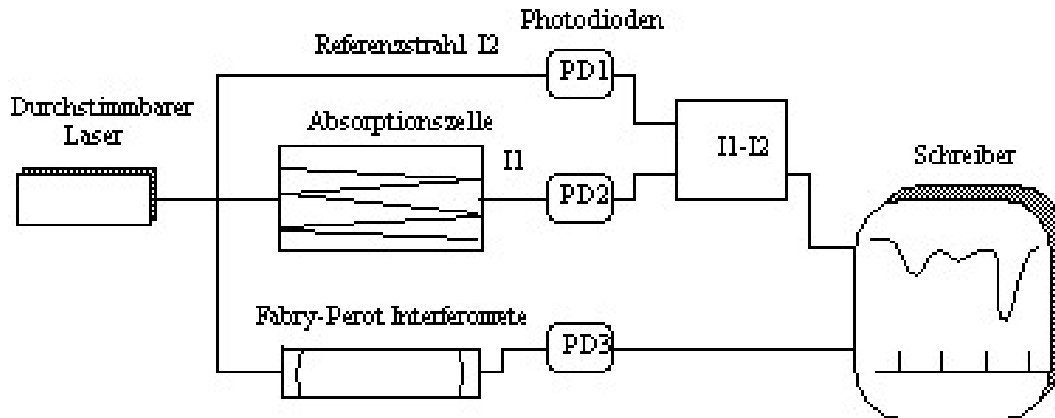


Abbildung 6.1: Typische Anordnung einer Messung basierend auf der Absorptionsspektroskopie. Ein durchstimmbarer Laser wird über mögliche Absorptionslinien eines Gases, das sich in der Absorptionszelle befindet, durchgestimmt. Zur Steigerung der Absorption kann der Laserstrahl in der Zelle öfters hin- und herreflektiert werden, um die Absorptionsstrecke x zu erhöhen. Ein Fabry-Perot Interferometer kann zur Frequenzzeichnung herangezogen werden.

$$\alpha(\omega) \approx \frac{I_0 - I_{trans}}{I_0 \cdot x} \quad (6.3)$$

Da im allgemeinen die absorbierten Intensitäten aufgrund der kleinen Absorptionskoeffizienten sehr gering sind, ist die Genauigkeit und Empfindlichkeit der Absorptionsspektroskopie sehr limitiert. Im allgemeinen kann man davon ausgehen, dass die Primärintensität I_0 wesentlich größer ist als die absorbierte Intensität. Dadurch ist das Signal- zu Rauschverhältnis bei dieser Methode relativ hoch.

Eine Steigerung der Empfindlichkeit kann durch Verwendung der Lock-In Technik erreicht werden. Dazu muss entweder die Laserfrequenz oder die Laserintensität periodisch moduliert werden. Mit dieser Methode ist es möglich, kleine Signale, die im Rauschen verborgen sind, zu messen. Eine andere Möglichkeit zur Steigerung der Empfindlichkeit besteht darin, die Absorptionszelle im Laserresonator zu haben (Intracavity-Spektroskopie), wo die zur Verfügung stehenden Leistungen wesentlich höher sind. Dies ist jedoch aus experimentellen Gründen nur in Sonderfällen möglich.

6.1.2 Fluoreszenzspektroskopie

Die eben erwähnte Schwierigkeit der Absorptionsspektroskopie kann umgangen werden, wenn man an Stelle der Intensitätsabsorption die durch die Laseranregung hervorgerufene Fluoreszenz vom angeregten Niveau misst. Man spricht dann von Fluoreszenzspektroskopie oder auch Emissionsspektro-

skopie. Werden die Atome oder Moleküle durch die Laserstrahlung vom Zustand E_a in den Zustand E_b befördert, dann wird das System im allgemeinen mit einer Emission von spontanen Photonen (Resonanzfluoreszenz) antworten. In Abbildung 2-1 und Abbildung 5-2 ist dies durch die Zerfalls- (Relaxations-)konstante γ_b beschrieben. Es ist anzumerken, dass γ_b auch eine Summe verschiedener γ_i sein kann, die dann verschiedene Zerfallskanäle zu niedrigeren Energieniveaus beschreiben. Es gilt dann

$$\bar{\gamma}_b = \sum_{i=1}^n \gamma_i = \sum_i = 1^n \frac{1}{\tau_i}$$

für die mittlere inverse Lebensdauer $\bar{\gamma}_b$ des oberen Zustandes. τ_i sind die Lebensdauern des oberen Zustandes in Bezug auf mögliche Zerfallskanäle in niedrigere Zustände E_i .

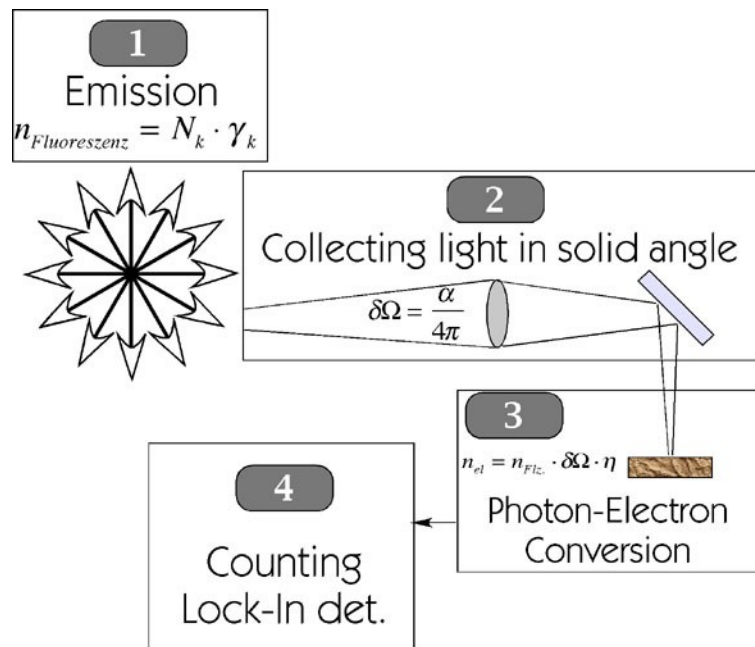


Abbildung 6.2: Abschätzung der am Zähler registrierten n Photoelektronen in einem typischen Fluoreszenzspektroskopie-Experiment. Wir wollen davon ausgehen, dass mittels Laserstrahlung N_k Atome in den Energiezustand E_k befördert wurden. Dann werden $N_k \gamma_k$ in den gesamten Raumwinkel emittiert. Mit unserer Detektionsoptik wird davon der Raumwinkelanteil $\delta\Omega$ erfaßt. Die Verluste, die durch die Optik verursacht werden bezeichnen wir mit α . Von den am PMT ankommenden Photonen wird dann ein Bruchteil η [Quanteneffizienz; moderne PMT erreichen Werte um 0.2] in Photoelektronen umgewandelt, die wir mit dem Zähler registrieren.

Entscheidend für die Fluoreszenzspektroskopie ist die Tatsache, dass die spontan emittierten Photonen isotrop in den Raumwinkel 4π ausgesandt werden. Dadurch kann die Beobachtung in einer beliebigen

Richtung erfolgen, in der keine Laserphotonen vorhanden sind. Dies resultiert in einem geringen Hintergrundrauschen, ganz im Unterschied zur Absorptionsspektroskopie. Andererseits wiederum ist es in den meisten Fällen nicht möglich, die Photonen im ganzen Raumwinkel zu erfassen. Eine der wesentlichen Probleme bei der Fluoreszenzspektroskopie besteht daher darin, das Emissionsvolumen optimal auf den Photonendetektor abzubilden. Im allgemeinen verwendet man als Detektor Photodioden oder Photonenverstärker (Photomultiplier-tubes, PMT, Channelplates).

Die am PMT registrierten Photonen [wir wollen die Photonen beim Zerfall von E_k in ein Niveau E_i registrieren] sind dann durch die Schritte 1–3 in Abbildung 6.2 beschreibbar.

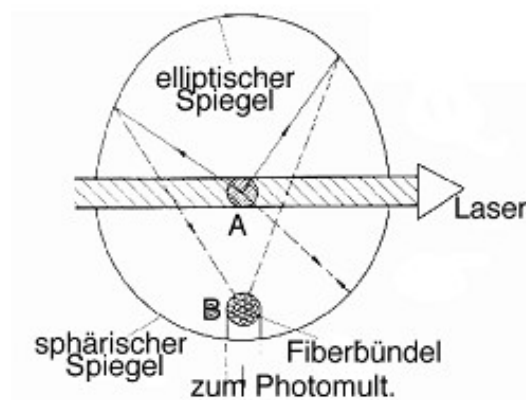


Abbildung 6.3: Optisches System zur effektiven Sammlung der laserinduzierten Fluoreszenz

Stellen wir uns die Frage, welche absorbierten Intensitäten ΔI wir mittels der Fluoreszenz noch nachweisen können, wenn die anregende Intensität I gegeben ist. Dazu machen wir folgende Annahmen: Photomultiplier-Rauschen ≤ 10 counts/sec; Signal-zu-Rauschverhältnis ≈ 10 , d.h. etwa 100 counts/sec Signal seien noch gut messbar. $\delta\omega \cdot \alpha \approx 0.1$, $\eta \approx 0.2$. Die Anzahl n_a der absorbierten Photonen ist proportional der Anzahl der Atome im unteren Energiezustand, dem Absorptionswirkungsquerschnitt β_{ik} , der Länge des Wechselwirkungsvolumens und der Anzahl der Laserphotonen n_L . Gemäß unseren Annahmen benötigen wir etwa $5 \cdot 10^3$ absorbierte Photonen n_a (das bedeutet unter Gleichgewichtsbedingungen auch $5 \cdot 10^3$ emittierte Photonen) um 100 Photoelektronen am Zähler zu registrieren. Stellen wir uns vor, dass wir 1W Laserleistung haben um die $5 \cdot 10^3$ absorbierten Photonen zu erhalten [dazu können wir uns entweder einen kleinen Wirkungsquerschnitt oder auch eine kleine Anzahl von Atomen vorstellen; es gilt ja: $n_a = N_i \beta_{ik} n_L x$]. Bei 500 nm ergibt das $\approx 3 \cdot 10^{18}$ Laserphotonen. Für diese realistischen Daten ergibt sich also ein $\Delta I/I$ Verhältnis von $\leq 10^{-14}$.

Vielleicht sollten wir hier noch bemerken, dass wir insofern einen idealisierten Zustand angenommen haben, da wir vorausgesetzt haben, kein Rauschen durch Laserphotonen in den Photomultiplier zu bekommen. Diese Annahme ist sicher dann unrealistisch, wenn wir Photonen mit gleicher Frequenz wie die Anregungsphotonen beobachten. In vielen Fällen ist es jedoch möglich, einen Übergang mit

einer anderen Frequenz zu beobachten und ein Filter oder Spektrometer im Beobachtungsstrahlengang zu verwenden. Dann sind die oben angenommenen Idealvoraussetzungen recht gut gegeben.

Eine Verbesserung der Photonenausbeute bei der Fluoreszenzspektroskopie kann unter gewissen Voraussetzungen durch Verwendung von Lichtleitern bzw. spezieller Spiegel um das Fluoreszenzvolumen erreicht werden (siehe Abbildung 6.3).

6.1.3 Optogalvanische Spektroskopie

Unter Optogalvanischer Spektroskopie versteht man die Ausnützung der Tatsache, dass in einem Plasma bei selektiver Anregung eines Resonanzüberganges eines der Plasmabestandteile mit einem Laser das Gleichgewicht zwischen Spannung und Entladungsstrom gestört wird. Dies ist deswegen der Fall, weil durch die Anregung die Besetzung der einzelnen Atomzustände geändert wird, was wiederum einer Änderung der Ionisationswahrscheinlichkeit entspricht. Diese kann über die daraus resultierende Entladungsstromänderung gemessen werden. Für spektroskopische Untersuchungen verwendet man meist als Plasmaquelle eine Hohlkathodenlampe (Kaltkathodenentladung) bei der die Anode aus dem zu untersuchenden Material ausgeführt ist. Zuerst wird die Entladung mit einem Füllgas (meist Helium oder Neon) gezündet. Durch das Plasma wird von der Anode Material zerstäubt und gelangt so in dieses, wo es angeregt und teilweise auch ionisiert wird.

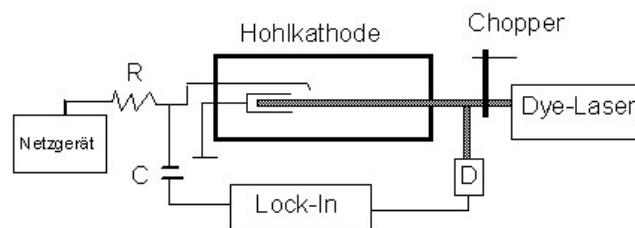


Abbildung 6.4: Aufbau einer Anordnung zur Bestimmung der Absorptionslinie eines Resonanzüberganges mittels des optogalvanischen Effektes

Eine typische Anordnung zur Ausnützung des optogalvanischen Effektes ist in Abbildung 6.4 dargestellt. Da die aus der Anregung resultierenden Stromänderungen gegenüber dem gleichbleibenden Anteil des Stromes klein sind, wird der Laserstrahl periodisch unterbrochen und eine Lock-In Technik angewandt. Bei gepulster Laseranregung wird die mit dem Laserimpuls gleichzeitige Stromänderung detektiert.

Primär findet die optogalvanische Spektroskopie ihre Anwendung für die Spektroskopie von Entladungen. Auf Grund der relativ simplen Detektion (es wird kein Photonendetektor benötigt) einer elektrischen Spannung und der Möglichkeit Hohlkathodenlampen für eine Vielzahl von Elementen zu

6.2 Hochauflösende Spektroskopie -

Methoden zur Reduktion der inhärenten Dopplerverbreiterung

Der Laser bietet im Hinblick auf seine Anwendung für die Spektroskopie eine Reihe von Vorteilen. Vor allem können wir mit Hilfe von Lasern hohe Leistungsdichten erzielen. Weiters ist die Strahlung gerichtet und kohärent. Schließlich zeichnet sich die Laserstrahlung durch eine geringe Bandbreite aus, was in der Spektroskopie entscheidend für die erreichbare Auflösung verschiedener eng benachbarter Resonanzübergänge ist. Schauen wir uns dazu die folgende Tabelle an, in der die Breiten (Verbreiterungen) von Spektrallinien unter verschiedenen Bedingungen mit Laserbandbreiten verglichen werden. Weiters kann die Tabelle als eine Referenz zur Umrechnung zwischen in der Spektroskopie häufig verwendeter Energiegrößen herangezogen werden.

Aus der Tabelle ist klar ersichtlich, dass wir mit modernen Lasern Bandbreiten erreichen können, die etwa vergleichbar den natürlichen Linienbreiten, oder sogar darunter, sind. Würden wir z.B. Spektroskopie in einem thermisch Doppler-verbreiterten Gas machen, müssen wir mit einer Restverbreiterung rechnen, die wesentlich über der Auflösung des Lasers liegt. Um die Vorteile des Lasers also voll nutzen zu können, wird es notwendig sein, Methoden und Verfahren zu finden, die es ermöglichen, die Restverbreiterungen zu umgehen und trotzdem hochauflösende Spektroskopie zu betreiben. Nur so wird es uns möglich sein, Linien und Übergänge aufzulösen, die Subdoppler-Aufspaltungen aufweisen.

Bandbreiten in für $\approx 500\text{nm}$	Laser		Gas	Natürliche Linienbreite
	ow	gep.	M.B.	
eV	1			$1 \cdot 10^{-5}$
cm^{-1}	8065.5	$3 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$8 \cdot 10^{-2}$
MHz	$2.4 \cdot 10^8$	1	500	3000
Å	12399	$8 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-2}$

Abbildung 6.11: Vergleich einzelner Größen, die in der Spektroskopie zur Charakterisierung der Linienbreiten verwendet werden

In den folgenden Kapiteln werden wir einzelne Methoden besprechen, die es ermöglichen, den Dopplereffekt zu eliminieren, und diese an Hand von Beispielen demonstrieren.

6.2.1 Atomstrahlspektroskopie

Das Prinzip der Atomstrahlspektroskopie ist einfach und ist eine direkte Konsequenz der Abhängigkeit des Dopplereffektes von der Anregungsgeometrie. Betrachten wir dazu den Zusammenhang zwischen

Frequenzverschiebung $\gamma\nu$, Teilchengeschwindigkeit v und dem Winkel θ zwischen der Richtung der Teilchengeschwindigkeit und der Richtung des Impulses der Photonen \vec{k} :

$$\delta\nu = v_0 \frac{v}{c} \cos(\vec{k}\vec{v}) = v_0 \frac{v}{c} \cos(\theta) \quad (6.4)$$

Aus Gleichung 6.4 ist sofort ersichtlich, dass der Dopplereffekt verschwindet, wenn der Winkel θ zu 90° gewählt wird. Eine praktische Realisation eines Atomstrahlspektrometers ist in Abbildung 6.12 gezeigt.

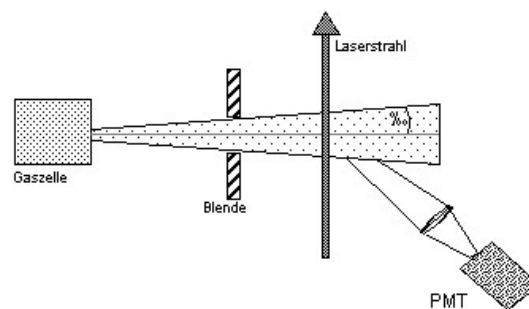


Abbildung 6.12: Prinzip der Atomstrahlspektroskopie (hier gezeigt für LIF)

Es ist jedoch nicht möglich, wirklich für jedes Teilchen die Bedingung $\theta = 0$ exakt zu erreichen, da der Teilchenstrahl immer eine Divergenz ε besitzt. Diese bestimmt dann auch die Restdopplerverbreiterung $\delta\nu^* = \delta\nu \sin \varepsilon$ wobei $\delta\nu$ die ursprüngliche Dopplerverbreiterung ist. In der Praxis können mit der Atomstrahlspektroskopie Restdopplerverbreiten erreicht werden, die im Bereich der natürlichen Linienbreite liegen. Prinzipiell ist es bis zu einem gewissen Grad möglich, durch Blenden die Restverbreiterung zu Gunsten der Intensität zu verbessern.

Auf Grund der Einfachheit hat die Atomstrahlspektroskopie eine weite Verbreiterung und wird für eine Vielzahl von spektroskopischen Messungen an verschiedensten Atom- und Molekülararten verwendet. Im folgenden wollen wir als Beispiel die Messung der Hyperfeinaufspaltung besprechen, welches die Möglichkeiten der Atomstrahlspektroskopie gut demonstriert.

Analog der Feinstruktur eines atomaren Energieniveaus, die aus der Addition des Bahndrehimpulses und des Spins zu einem Gesamtdrehimpuls (meist mit \vec{J} bezeichnet) resultiert (die physikalische Ursache ist die Wechselwirkung der magnetischen Momente der beiden Drehimpulse, meist Spin-Bahnkopplung bezeichnet, die einen kleinen zusätzlichen Energiebeitrag zur Gesamtenergie des Systems liefert), ergibt auch die Wechselwirkung des Magnetfeldes des Gesamtelektronendrehimpulses \vec{J} mit dem Magnetfeld des Kernspins \vec{I} eine zusätzliche Energie. Die dieser neuen Gesamtenergie entsprechenden Energiezustände sind durch einen neuen Gesamtdrehimpuls \vec{F} gekennzeichnet, der sich aus der Drehimpulsaddition von \vec{J} und \vec{I} ergibt. Die daraus resultierende Aufspaltung nennt man

Hyperfeinaufspaltung.

$$\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$$

$$F = J + I, J + I - 1, \dots, |J - I|$$

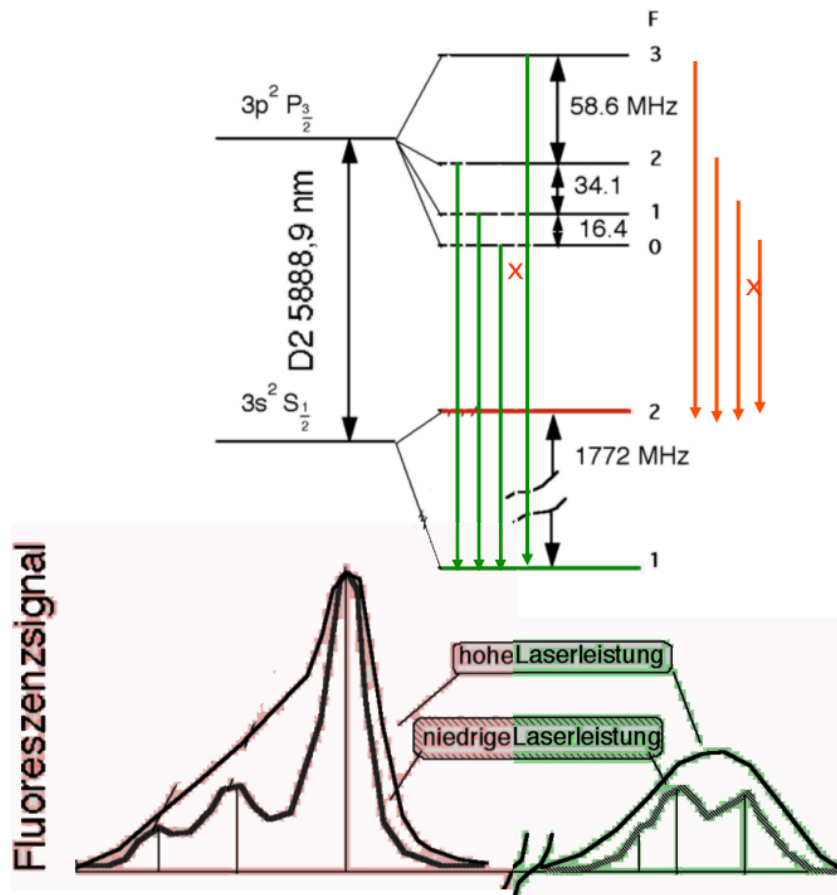


Abbildung 6.13: Hyperfeinaufspaltung und Fluoreszenzspektrum der Na-D2 Linie bei Durchstimmen eines kontinuierlichen Single-Mode Farbstofflasers über die 588,9 nm Resonanzlinie. Das Fluoreszenzspektrum ist für niedrige und hohe Laserleistung gezeigt.

Die Hyperfeinaufspaltungen liegen typisch in der Größenordnung von 1-100 MHz, sind also nur mit schmalbandigen Lasern aufzulösen. Betrachten wir als Beispiel die Hyperfeinaufspaltung der Na-D2 Linie bei 588,9 nm. Die in Abbildung 6.13 dargestellten Spektren sind mit einer Apparatur analog zu Abbildung 6.12 gemessen. Ein Farbstofflaser mit Rhodamin 6G wurde verwendet, dessen Strahlung eine Bandbreite von $\ll 10\text{ MHz}$ aufweist. Für kleine Laserleistungen ($< 2\text{ mW/cm}^2$) können die Hyperfeinlinien gut aufgelöst werden. Bei höheren Laserleistungen ($> 50\text{ mW/cm}^2$) ist die Sätti-

gungsverbreiterung gut zu beobachten, wodurch die einzelnen Linien nicht mehr aufgelöst werden können.

Mit zunehmender Laserintensität wird \mathfrak{R}_{ab} größer, wodurch auch die Halbwertsbreite zunimmt. Dieser Effekt ist in der Laserspektroskopie sehr wichtig, und muss auf Grund der mit Lasern erzielten hohen Leistungen der anregenden Strahlung berücksichtigt werden.

Aus den Intensitäten der gemessenen Fluoreszenzsignale, kann man den Effekt des optischen Pumpens bei einem Zwei- bzw. Dreiniveausystem gut beobachten. Nur der Übergang $F' = 3 \rightarrow F = 2$ stellt ein (in diesem Fall nicht ideales) Zweiniveausystem dar. Dementsprechend ist das Signal für diesen Übergang wesentlich größer als für die anderen, da das Atom öfters gepumpt werden kann und nicht wie bei den anderen Übergängen relativ rasch (nach wenigen Pumpzyklen) in ein anderes Niveau „verloren geht“.

Ein weiteres Beispiel ist in Abbildung ?? und Abbildung 6.14 gezeigt. Die Spektroskopie von Molekülen zeichnet sich durch eine Komplexität der Spektren aus, da im allgemeinen eine Vielzahl von Vibrations- und Rotationsniveaus existiert, wobei diese einander überlappen. Um einzelne Rotations- und Vibrationsniveaus aufzulösen, muss einerseits oft der Dopplereffekt unterdrückt werden und andererseits die Temperatur reduziert werden, um nur die untersten Niveaus besetzt zu haben.

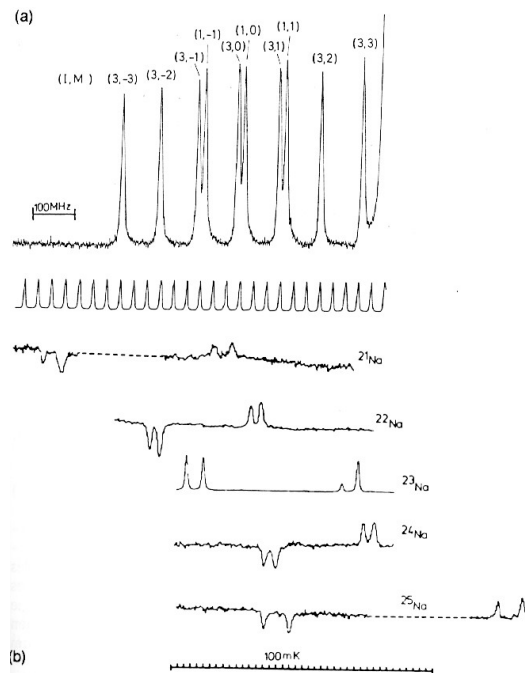


Abbildung 6.14: a) Hyperfeinstruktur der Rotationslinie R(31) des Na_2 -Moleküls. b) Hyperfeinstruktur und Isotopieverschiebung radioaktiver Na Isotope

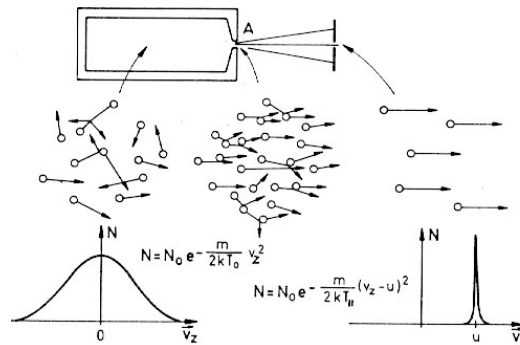


Abbildung 6.15: Atomares Modell der adiabatischen Abkühlung während der Expansion ins Vakuum und Geschwindigkeitsverteilung vor und nach der Expansion

Dies kann durch Molekularstrahlen realisiert werden, die durch freie adiabatische Expansion eines Gases ins Vakuum erzeugt werden. In der Expansionsdüse ist die Molekülkonzentration hoch, wodurch die Wahrscheinlichkeit zunimmt, dass die Translations-, Vibrations- und Rotationsenergie teilweise in Expansionsenergie umgesetzt wird. Dadurch entsteht ein Molekülstrahl mit kleinen Translations-, Vibrations- und Rotationsenergien, wobei die Besetzung der einzelnen Vibrationszuständen (v) und Rotationszuständen (J) eine Funktion der Vibrations- und Rotationsenergien sowie der Rotations- (T_r) bzw. der Vibrationstemperaturen (T_v) ist:

$$n(v, J) = \frac{2(J+1)}{N} e^{-(v+1/2) \frac{\hbar\omega_e}{kT_v}} e^{-\frac{B_e J(J+1)}{kT_r}}$$

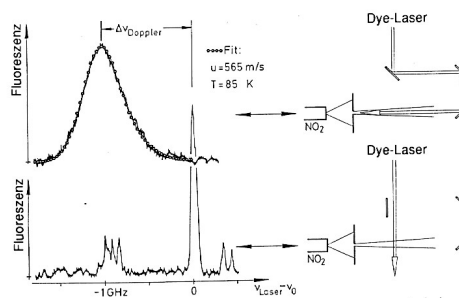


Abbildung 6.16: Bestimmung der Geschwindigkeit senkrecht und parallel zur Molekülstrahlachse durch Messung der entsprechenden Doppler-Profile einer Absorptionslinie des NO_2 -Moleküls

Kapitel 7

Ausgewählte Beispiele für Anwendungen der Lasers

7.1 Laserablation

7.1.1 Allgemeine Bemerkungen

Laserablation bezeichnet man das Loslösen von Atomen bzw. Molekülen aus einem Festkörperverband (im allgemeinsten Sinn aufzufassen: Metall, Halbleiter, biologisches Gewebe etc. als Folge der Einwirkung (intensiver) Laserstrahlung. Die Laserablation hat viele wichtige praktische Anwendungen, die von Materialbearbeitung bis zu chirurgischen Eingriffen reichen.

Der entscheidende erste Schritt ist die Einkopplung der Laserstrahlung, die ganz entscheidend von der Wellenlänge, der Pulsdauer und den speziellen Materialeigenschaften beeinflusst wird. Die darauf folgenden Prozesse, die die potentielle Energie in kinetische Bewegungsenergie der Atome und Moleküle überführt ist oft sehr komplex und nur teilweise verstanden.

7.1.2 Dynamik der Ablation von Metallen mit ultrakurzen Lichtpulsen.

Im besonderen die Anwendung ultrakurzer Laserstrahlung für Laserablation ist Gegenstand neuerer Forschungsarbeiten. Man erhofft sich damit in einigen Bereichen wesentliche Vorteile gegenüber dem Einsatz von herkömmlicher Laserstrahlung.

7.2 Analytik in der Oberflächenphysik und Materialwissenschaft

Als ein Beispiel diene ein wichtiges Gebiet der modernen Physik - das Studium der Wechselwirkung von energiereichen Teilchen mit Festkörperoberflächen. Das Auftreffen und Eindringen von Atomen, Ionen, Elektronen aber auch Photonen löst dabei eine Vielzahl von Prozessen aus, die einerseits von fundamentalem physikalischem Interesse sind, andererseits aber vielfältige praktische Anwendungen finden. Die Anwendungen reichen von der Ionenimplantation über die Oberflächenzerstäubung bis hin zu den verschiedensten Oberflächen-Analysenmethoden wie Ionenstreuung, SIMS (Sekundär Ionen Massen Spektroskopie), SNMS (Secondary Neutral Mass Spectroscopy) oder Auger Spektroskopie.

Eine wichtige Informationsquelle stellen dabei die sekundär emittierten Teilchen dar. Die physikalische Ursache der Emission der Sekundärteilchen kann von verschiedenartigster Form sein. Ein wichtiger Emissionsmechanismus basiert auf dem Impulsübertrag an Targetatome durch die einfallenden Teilchen, der im Festkörper zur Ausbildung sogenannter Stoßkaskaden führt, die wiederum zur Loslösung von Teilchen aus dem Festkörperverband führen können. Dieser Mechanismus ist vor allem bei Beschuss von Metallen dominierend. Neben diesen elastischen Prozessen können aber auch inelastische elektronische Prozesse zur Desorption von Targetatomen und Molekülen führen (DIET-Prozesse, Desorption Induced by Electronic Transitions). Vor allem bei Nichtleitern können wir solche Prozesse antreffen. Sie spielen auch bei der Desorption von Fremdatomen von Metallen eine wichtige Rolle.

Ein Großteil dieser losgelösten (zerstäubten, desorbierten) Teilchen sind neutral. Da diese neutralen Teilchen nicht von elektrischen und magnetischen Feldern beeinflusst werden können, ist ihr Nachweis mit Standardmethoden der Massenspektroskopie nicht möglich. Die Entwicklung durchstimmbarer Laser hat den Einsatz der Laserspektroskopie zum Nachweis neutraler Teilchen, basierend auf dem Prinzip der Laser-Induzierten-Fluoreszenz-Spektroskopie (LIF) ermöglicht. Wir wollen hier exemplarisch die Resonanzionisation mittels Laserstrahlung als die empfindlichste Nachweismethode besprechen.

Im Rahmen der Teilchen - Festkörperwechselwirkung wird die Laserspektroskopie einerseits zum Nachweis der sekundär emittierten Teilchen verwendet. Der Nachweis geschieht dabei über das nach erfolgter Resonanzanregung emittierte Fluoreszenzlicht (Fluoreszenzspektroskopie) bzw. dem Nachweis der bei der Ionisation entstehenden Ionen. Dadurch erreicht man eine hohe Nachweisempfindlichkeit und eine hohe Selektivität, da die Resonanzlinien charakteristisch für die Teilchenart sind. Es ist nicht nur möglich, die einzelnen Teilchen zu identifizieren, sondern die Selektivität der Resonanzlinien erlaubt es auch den Anregungszustand, von dem das Teilchen angeregt wurde, festzustellen. Andererseits kann auch die Geschwindigkeit (Energie der Teilchen bestimmt werden. Die Schmalbandigkeit von durchstimmbaren Lasern erlaubt es bei geeigneter Wahl der Anregung der zerstäubten Teilchen (es ist vorteilhaft sich einen Teilchenstrahl mittels Blenden zu erzeugen) auch deren Energieverteilung (Geschwindigkeitsverteilung) zu messen. Dazu nützt man die Frequenzverschiebung der Anregungsfrequenz auf Grund des Dopplereffektes bewegter Teilchen aus. Bei der Ionisationsspektroskopie ist

die verwendete Laserstrahlung meist breitbandiger als die Dopplerverschiebung. Es besteht aber die Möglichkeit durch Wahl des Ionisationszeitpunktes (zeitlich verschobener Laserpuls) eine Geschwindigkeitsbestimmung durchzuführen.

Im folgenden wollen wir einige Beispiele betrachten, wo die Ionisationsspektroskopie zur Teilchendetektion und zum Teilchennachweis verwendet wird.

Das wichtigste Einsatzgebiet in der Teilchen-Festkörperwechselwirkung findet die Ionisationsspektroskopie im Nachweis kleinster Teilchendichten, vor allem zu Analyse Zwecken [Spurenelementanalyse]. Das größte experimentelle Problem liegt dabei in der Diskriminierung der durch Photonenionisation erzeugten Ionen von den Untergrundionen (z.B. SIMS-Ionen). Es ist daher in der Praxis vor allem dieser Parameter, der die Qualität der Analyse bestimmen wird.

Betrachten wir zuerst eine mögliche Anordnung für die Photoionisation. In der folgenden Abbildung 7.1 ist das Detail der Teilchenerzeugung und Photoionisation dargestellt.

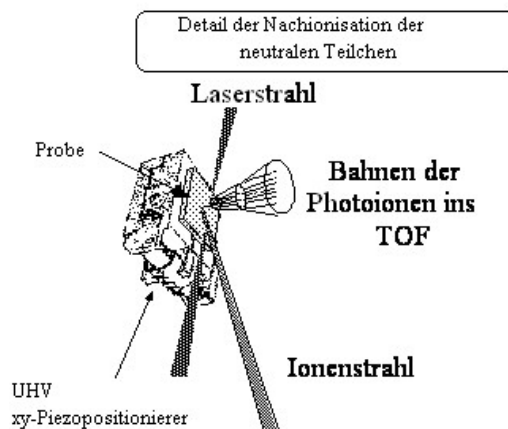


Abbildung 7.1: Ein Ionenstrahl erzeugt neutrale Teilchen durch Zerstäubung einer Festkörperprobe. Die Photoionisation erfolgt knapp vor dem Target durch einen Excimerlaserstrahl. Ein Probenpositionierer ermöglicht eine variable Einstellung des Ortes der Zerstäubung auf der Probe.

Eine auf diesem Prinzip aufgebaute Anlage ist die EARN (Energy Angular Resolved Neutrals) Apparatur in der Abbildung, die es gestattet Energieverteilungen zerstäubter Atome winkelaufgelöst zu messen.

Mit der EARN Apparatur wurde z.B. die winkelabhängige Energieverteilung zerstäubter Rh Atome von einem polykristallinen und einem Einkristall gemessen.

Während die Detektionsgeometrie der EARN Apparatur so ausgelegt ist, dass eine winkelaufgelöste Messung möglich ist und dazu die Komplexität der Anordnung relativ einfach gewählt wurde, wurde bei der Abbildung 7.3 gezeigten SARISA Apparatur (Surface Analysis by Resonance Ionisation

of Sputtered Atoms) das Hauptaugenmerk auf möglichst hohe Nachweisempfindlichkeit gelegt. Wie schon oben erwähnt gilt es dabei, die im System vorhandenen Ionen zu unterdrücken. Als primäre Ursache für Untergrundionen sind dabei die vom Target emittierten SIMS Ionen anzusehen. Ferner muss darauf geachtet werden, dass auch in den Energieanalysatoren und Detektoreinheiten Ionen durch die zerstäubten Teilchen losgelöst werden können. In der SARISA Apparatur wurde eine aufwendige Kombination von Detektoreinheit und Timing gewählt, die eine bis dahin unerreichte Nachweisempfindlichkeit, die die bisher größte Nachweisempfindlichkeit von SIMS um mehr als eine Größenordnung übertrifft. Als Test für die Methode wurden geringste Fe-Verunreinigungen in einem Silizium-Target bestimmt. Dabei konnten Fe-Dichten in der Größenordnung ppt nachgewiesen werden.

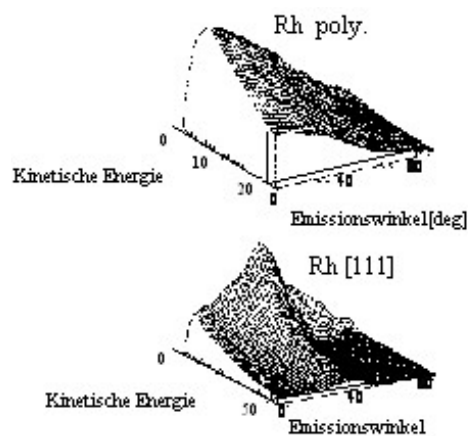


Abbildung 7.2: Winkelabhängige Energieverteilung zerstäubter Rh Atome bei 5 keV Ar^+ Beschuss von polykristallinem Rh und Rh Einkristallen

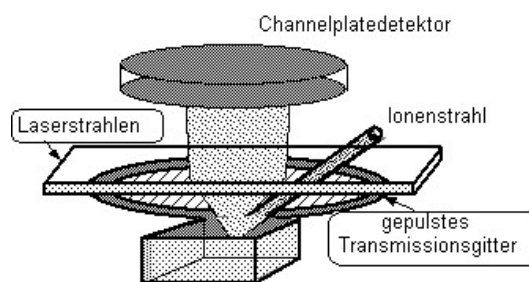


Abbildung 7.3: EARN (Energy Angular Resolved Neutrals) Apparatus. Das Transmissionsgitter ist bezüglich dem Target auf +1500V und bezüglich des Detektors auf -1500V vorgespannt. Durch die positive Spannung von 1500V können positive SIMS Ionen nicht in das Laservolumen gelangen. Die Zeit zwischen Argonionenpuls und Laserpuls erlaubt eine TOF (Time of Flight) Bestimmung der Teilchenenergie. Die Zeit zwischen Laserpuls und Auftreffzeitpunkt der Teilchen am Detektor erlaubt eine Massenbestimmung dieser.

Schließlich ist in der Abbildung ?? ein am Institut für Allgemeine Physik der TU Wien realisiertes Multiphotonenspektrometer gezeigt. Das in den folgenden Abbildung gezeigte Spektrometer erlaubt über die Messung der nachbeschleunigten Photoionen die Bestimmung der Masse der neutralen Teilchen. Die zerstäubten Ionen durchfliegen eine größere Beschleunigungsstrecke und besitzen damit eine größere Energie als die Photoionen. Dadurch werden sie im Reflektron nicht reflektiert und gelangen so nicht an den Detektor. In einem gewissen Bereich jedoch erlaubt das Reflektron eine Energiefokussierung. Teilchen mit einem gewissen E werden zwar reflektiert, jedoch ist ihre Eindringtiefe im Reflektron verschieden. Dadurch legen die schnelleren Ionen einen etwas weiteren Weg zurück. Dadurch kann erreicht werden, dass z.B. der selben Masse, die aber in verschiedenen Bereichen des Laserstrahls ionisiert werden und damit eine verschiedene Beschleunigung erhalten trotzdem zur selben Zeit am Detektor auftreffen.

7.2.1 Cluster

Die Physik von Cluster und der von Metallcluster im speziellen, ist ein Feld, das in den letzten Jahren eine enorme Bedeutung gewonnen hat. Selbst kleine Aggregate von Metallclustern weisen oft Eigenschaften auf, die denen der Festkörper ähnlich sind. Fundamentale Studien von Clustern und deren Eigenschaften lassen uns hoffen, die Antwort auf die Frage zu finden, was eigentlich die Eigenschaft „metallisch“ beim Übergang vom Atom zum Festkörper ausmacht. Neben diesen fundamentalen Fragestellungen könnten aber Cluster darüber hinaus eine wichtige Bedeutung für die „Miniaturisierung“, das heißt den Wunsch immer kleiner und kleinere Festkörperstrukturen für technologische Anwendungen auszunützen.

Eine Möglichkeit für eine Clusterquelle ist in Abbildung 7.4 gezeigt. In solchen Clusterstrahlen kann man Cluster bestehend aus vielen Atomen feststellen, wobei die Häufigkeit der einzelnen Cluster stark variiert und in der Regel von der Elektronenkonfiguration und der damit verbundenen Stabilität zusammenhängt. Man spricht von sogenannten „magic numbers“ für die Cluster, die besonders stabil sind.

Ein besonders aktuelles Beispiel dazu sind Kohlenstoffcluster der Form C₆₀, C₇₀ etc., die eine besondere Stabilität aufweisen und eine neue, auf Grund vieler Eigenschaften (z.B. Supraleitung bei Dotierung mit Alkaliatomen) besonders interessante Form von Kohlenstoff darstellen.

Eine andere Methode zur Erzeugung von Clustern besteht im Ionenbeschuss von Festkörpern. Ein typisches Beispiel ist in der Abbildung 7.6 gezeigt, wobei Multiphotonen Ionisation zum Nachweis verwendet wurde.

Der Nachweis von Molekülen und Clustern mittels Nachionisation weist einige Besonderheiten auf, die beachtet werden müssen. So können die Moleküle durch die Strahlung dissoziiert werden, wodurch sie nicht mehr nachgewiesen werden können. Die Stärke der Dissoziation ist eine ausgeprägte Funktion

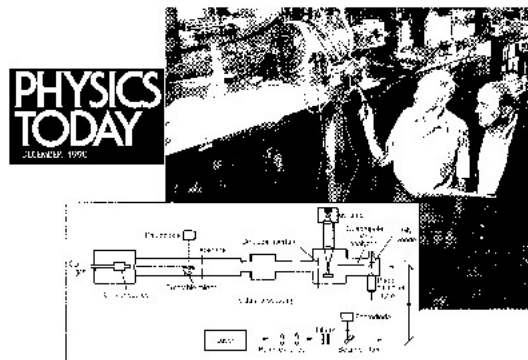


Abbildung 7.4: Anlage zur Erzeugung eines Clusterstrahls sowie zur Durchführung von spektroskopischen Untersuchungen an Clusterstrahlen

der verwendeten Wellenlänge und der Energieniveaus der Moleküle. Als Grundregel kann gelten, dass je mehr Photonen im Ionisationsprozess involviert sind, umso wahrscheinlicher Fragmentation zu beobachten ist. Neue Entwicklungen gehen dahin, entweder Einphotonen-Ionisation zu verwenden (dazu sind aber Wellenlängen im Bereich $< 150\text{nm}$ notwendig) oder aber Laserpulszeiten im Femtosekundenbereich mit den daraus resultierenden hohen Spitzenleistungen im 10^{12} bis 10^{15} W/cm^2 Bereich einzusetzen.

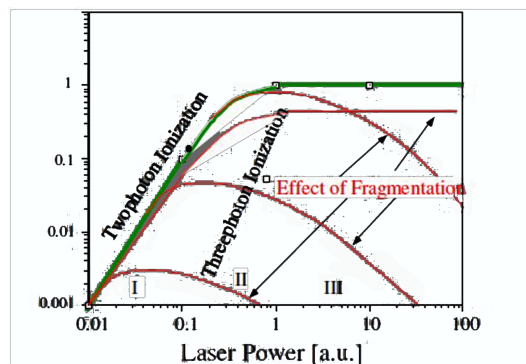


Abbildung 7.5: Sättigung und Fragmentation bei Multiphotonenionisation von Clustern und Molekülen. Die Abbildung zeigt das prinzipiell mögliche Verhalten, wobei Sättigung und/oder Fragmentation nicht in allen Fällen beobachtbar sein müssen.

7.3 Materialbearbeitung

Die schon etwas oben kurz erwähnte Laserablation ist heute eine enorm wichtige Anwendung des Lasers für verschiedenartigste Formen der Materialbearbeitung. Es ist dabei sinnvoll zwei wichtige Untergruppen

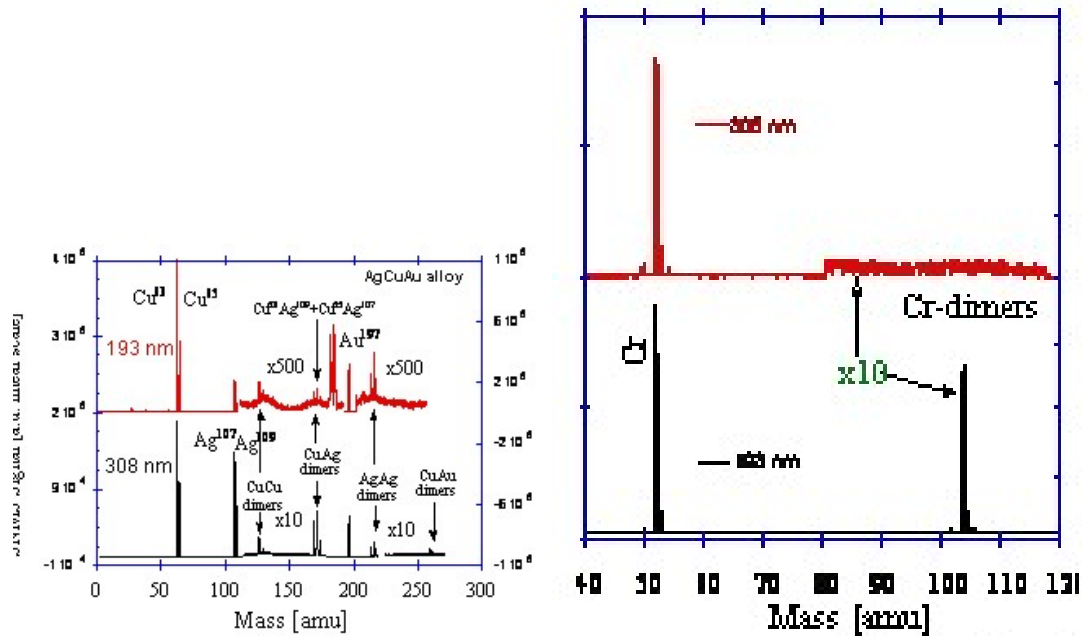


Abbildung 7.6: Cr, Cu, Ag, und Au Cluster bei Ionenbeschuss. 193nm und 308nm Excimerstrahlung resultiert in unterschiedlichen Fragmentationspattern.

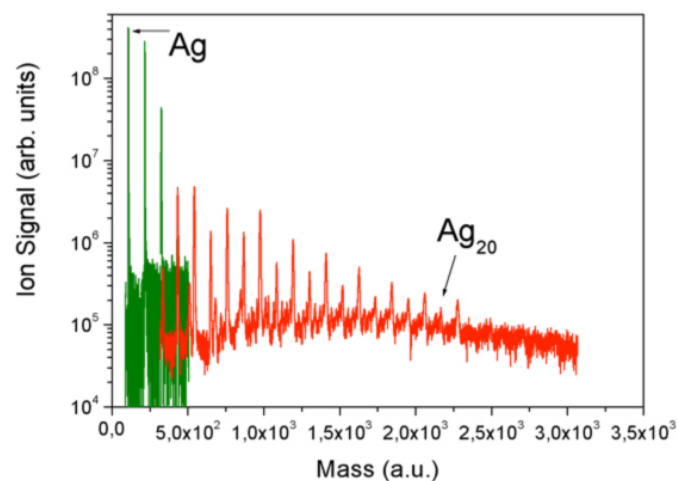


Abbildung 7.7: Ein schönes Beispiel für die hohe Nachweisempfindlichkeit von fs-Laser Nachionisation: Cluster bei der Zerstäubung von Metallen

zu unterscheiden:

- 1. Einerseits die direkte Anwendung der Laserablation, um Material zu entfernen bzw. Material zu "Schneiden". Dabei ist es vor allem wichtig, das nicht zerstörte Material möglichst ohne Schäden zu belassen. Dazu nur einige Schlagwörter: Laser-Cleaning, Laser Schweißen, Laser-Schneiden, Laserablation.
- 2. Andererseits hat sich das Gebiet der Materialherstellung (meist dünne Schichten) aus laserverdampften Ausgangsmaterialien als besonders interessant und vielversprechend herausgestellt.

Neben diesen Anwendungen können Laser in sehr vielfältiger Form zur Modifikation von Materialien verwendet werden. Dazu ist es oft vorteilhaft, nicht-lineare Prozesse zu verwenden, die wiederum besonders leicht mittels ultrakurzer Laserstrahlung realisiert werden können (hohe Feldstärken und Intensität!) Der interessante Aspekt dabei ist einerseits die Möglichkeit Materialien mittels Wellenlängen zu bearbeiten, die durch Einphotonenabsorption nicht möglich sind. Andererseits führt die Nichtlinearität dazu, dass die Wechselwirkung nur im Zentrum des Gaußprofils des Laserstrahls wirksam ist. dadurch kann die Auflösungsbegrenzung der Einphotonen-basierenden Verfahren verbessert wird..Ein gutes Beispiel dafür ist z.B. die

7.3.1 TPA (Two Photon Polymerisation)

In diesem Fall wird an den bestrahlten Stellen ein Monomer in ein Polymer umgewandelt. Im folgenden eine kurze Beschreibung und einige Beispiele dazu.

Submicrometerstructuring using two photon photopolymerization

With the development of NIR ultra-short pulsed laser systems in the past few years, Two-Photon Absorption (TPA) in molecular systems has attracted much attention of researchers due to its potential applicability in the field of future photonics such as 3D optical data storage, photonic crystals, photodynamic therapy, two-photon induced photo-polymerization (TPIP) and many more. Among many other applications, the development of new organic materials for TPA is a promising area of research. By means of TPIP, it is possible to produce complex "real" 3D structures with a theoretical spatial fabrication resolution below the diffraction limit of the used wavelength (down to 120 nm). These parts can be used e.g. in polymer-based photonic and micro-electromechanical devices (MEMS), which are beyond the capabilities of other (linear) structuring methods. Optimized photo-initiators (PIs) are essential for nicely shaped structures fabricated by means of TPA based methods. Representative examples realized in the Institute of Applied Synthetic Chemistry at the Vienna University of Technology

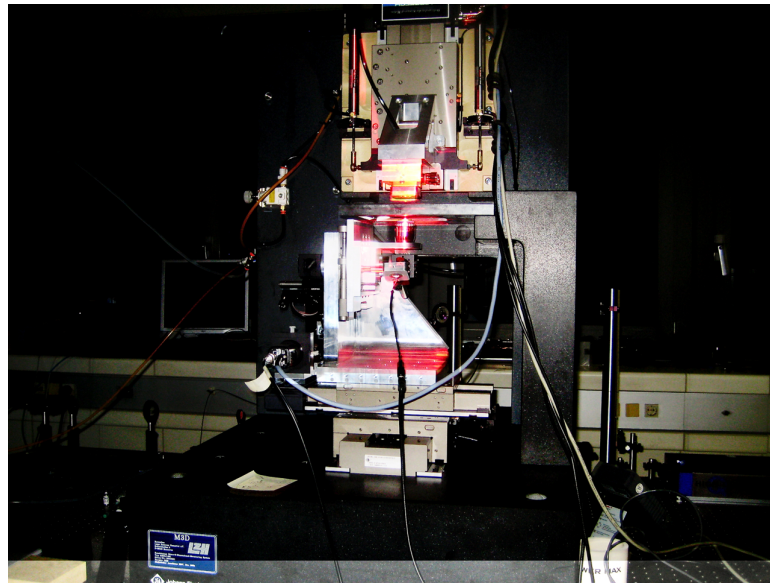


Abbildung 7.8: TPA Anlage ander TU Wien, IAP.

are polymer based optical waveguides by a local change of the refractive index by means of TPIP and synthesized PIs based on a triple bond containing cross-conjugated D- \blacksquare -A- \blacksquare -D lead structure with an absorption maximum at around 400 nm.

Two-photon photopolymerization (2PP) is an innovative method for 3D-structuring of structural and functional materials using a fs-pulsed NIR laser system source. It offers two distinct benefits over other Additive Manufacturing Technologies (AMT) processes:

(a) The achievable feature resolution (line widths of about 100 nm) is about one order of magnitude better than other methods such as μ -stereolithography.

(b) Furthermore, due to the nonlinear process it is possible to directly write inside a given volume ("real" 3D writing), since the polymerization only takes place inside the focus of the laser beam.

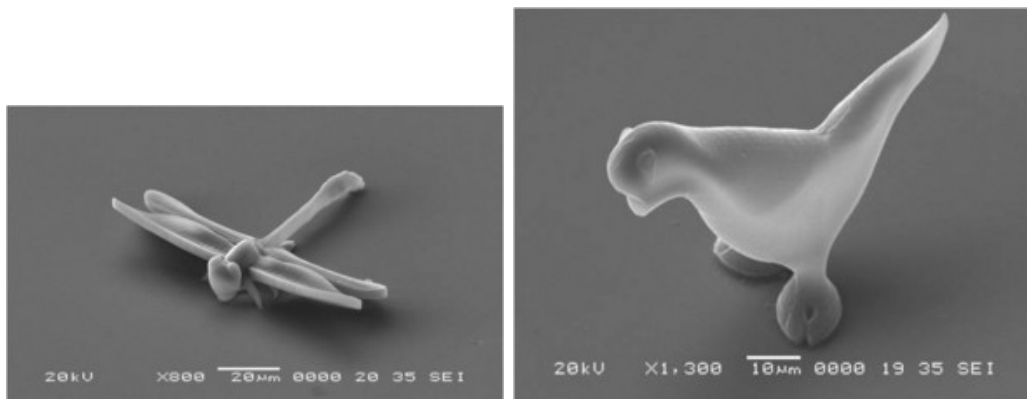
Therefore, complex 3D-structures can be inscribed into a suitable matrix material and/or a resin (e.g. acrylate based) which is selectively cured. These advantages perfectly fulfill the demands for various future applications requiring three dimensional (3D) structures with resolutions in the (sub)micrometer range, such as different mechanical, electronic and optical micro devices, polymer-based optical waveguides on integrated circuit boards, bio-inspired architectures and the like.

As in all photopolymerization processes the initiating system plays a key role in order to obtain an efficient polymerization and therefore high quality structures and resolutions. The ideal TPA photoinitiator should have a broad "perfect" processing window starting at the lowest possible laser intensities,

so that decomposition of the material by thermal effects can be avoided. These demands enable the use of this PI in mass production, where laser intensity fluctuations, laser beam splitting for parallel processing are a major topic.

Up to now, a full understanding of the relationship of the molecular structure and the two-photon properties has still remained a big challenge for researchers. A high two-photon absorption (TPA cross-section) combined with a high quantum yield of initiation just like for conventional one-photon initiators is essential. To obtain these, a planar π -system with a long conjugation length and with different functional donor (D) and/or acceptor (A) groups are important structural parameters.

Our concept is the optimization of a highly potential one-photon initiator (H3K) for the 2PP process by the introduction of functional donor groups in order to fulfill the requirements for high two-photon absorption. The initiators are tested using different techniques such as z-scan analysis, structuring tests and the like.



3D Beispiel für TPA

3D Beispiel für TPA

7.4 Medizinische Anwendungen des Lasers

Der Laser ist heute ein wichtiges Hilfsmittel in der modernen Medizin geworden. Durch die rasante Entwicklung von Laser- und optischer Technologie konnte die Anwendung dieser neuen Technologien in Medizin und Biologie eine große Verbreitung finden. Seine Anwendung reicht dabei von der medizinischen Forschung bis zur praktischen Anwendung als Operationswerkzeug. Im wesentlichen kann man das Anwendungsfeld dabei in drei Gruppen einteilen:

- Laserdiagnose
- Photomedizin (Phototherapie und Photochemie)
- Laserchirurgie

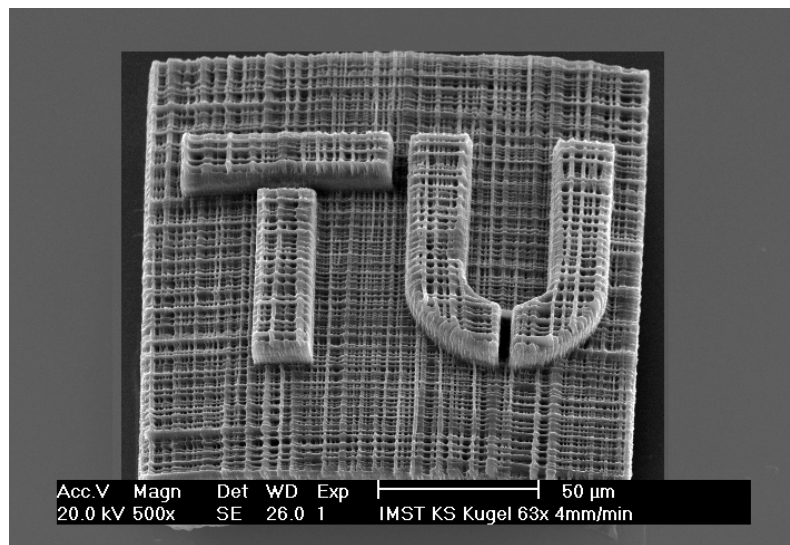


Abbildung 7.9: TPA Beispiel

7.4.1 Laserdiagnose

Die erste Stufe bei einer medizinischen Behandlung ist die Diagnose. Die Laserdiagnose spielt dabei heute eine wichtige Rolle. Die Holographie ist darunter von besonderer Bedeutung für die dreidimensionale Darstellung der wichtigen medizinischen Daten. Eine entsprechende Anlage ist in Abbildung 7.10 gezeigt. In der darauffolgenden Abbildung 7.11 ist als Beispiel die (dreidimensionale) Darstellung der Konturlinien von elektrischen Feldstärken, wie sie bei der Diagnose von Herzerkrankungen verwendet wird, gezeigt.

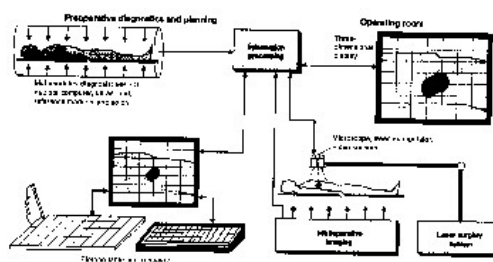


Abbildung 7.10: Zukünftiges Diagnosesystem u.a. mit Verwendung der Laserholographie zur medizinischen Diagnose und dreidimensionalen Darstellung von Daten.

Eine weitere wichtige Diagnosemethode, die auf der Anwendung eines Lasers beruht, ist das in Abbildung 7.12 gezeigte Laser-Doppler-Velocimeter. Dieses erlaubt die Bestimmung von der Geschwin-



Abbildung 7.11: Display einer Holographie der Konturlinien der elektrischen Feldstärke der Brust eines Patienten

digkeit von strömenden Flüssigkeiten, z.B. wie hier die Geschwindigkeit des Blutes in der Retina. Das Messprinzip besteht in der Detektion der Dopplerverschiebung des an den strömenden Flüssigkeitsteilchen reflektierten Laserlichtes. (Heterodyn-Spektroskopie).

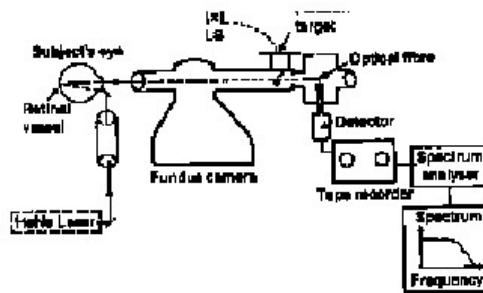


Abbildung 7.12: Einsatz eines Laser-Doppler-Velocimeter

Bei der heterodynen Detektion wird der bei der Überlagerung zweier E-Felder ω_1 und ω_2 mit eng benachbarter Wellenlänge entstehende Frequenzanteil mit der Periode $(\omega_1 - \omega_2)$ detektiert.

Die anderen (oben angeführten) Anwendungen des Lasers beruhen auf der Wechselwirkung der Laserstrahlung mit Materie, welche in diesem Fall mit den verschiedenen biologischen Gewebearten gleichzusetzen ist. Bevor wir die zwei Punkte weiter behandeln, wollen wir uns etwas mit dieser Wechselwirkung beschäftigen.

7.4.2 Wechselwirkung von Laserstrahlung mit lebendem Gewebe

Die Absorption von Laserstrahlung durch Gewebe weist eine starke Wellenlängenabhängigkeit (Figure 6-21) auf. Wichtig für die praktische Anwendung ist dabei die unterschiedlichen Absorptionsmaxima verschiedener Gewebearten (z.B. Haut, Blut etc.) wodurch eine selektive Beeinflussung verschiedener Gewebe durch Auswahl der Wellenlänge möglich ist.

Laserstrahlung, die auf Gewebe auftrifft, wird dabei zu einem Teil reflektiert und zu einem anderen Teil im Gewebe absorbiert. Eine gute Aussage über die im Gewebe zu erwartende absorbierte Strahlung kann aus Messungen der Reflexion der Laserstrahlung an der Geweboberfläche gewonnen werden. Abbildung 7.14 zeigt ein Beispiel einer solchen Messung, bei der die Reflexion an normaler Haut mit der Reflexion an einem Portweinfleck verglichen wird. Bei einem Portweinfleck ist eine erhöhte Absorption der Laserstrahlung in dem entsprechenden Wellenlängenbereich festzustellen.

Natürlich kann uns die Reflexion nur einen ersten Hinweis auf die im Gewebe mögliche absorbierte Leistung geben. Die tatsächliche Absorption im Gewebe wird wieder stark wellenlängenabhängig sein. Betrachten wir dazu in Abbildung 7.14 die gemessene Absorption der Haut (Dermis und Epi-

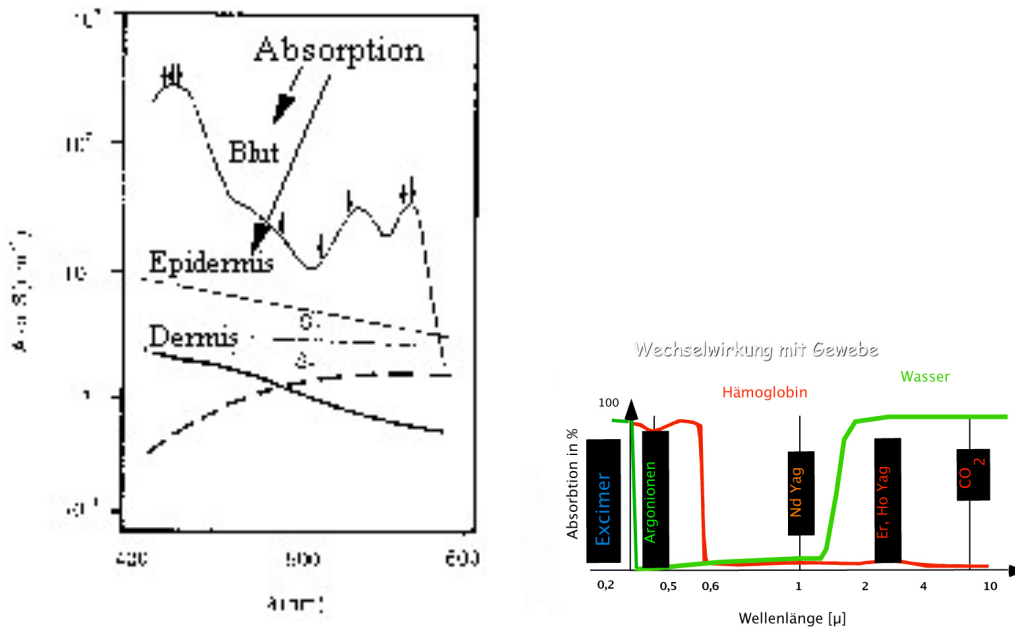


Abbildung 7.13: Wellenlängenabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten (Reflexionskoeffizienten) verschiedener Gewebearten

dermis) als Funktion der Wellenlänge. Dabei zeigt sich, dass eine erhöhte Absorption in den obersten Hautschichten (Epidermis), verglichen mit der Dermis, durch Pigmente zu beobachten ist.

Zur Erhöhung der Wirkungsweise der Laserstrahlung durch erhöhte Absorption (bzw. geringere Reflexionsverluste) kann z.B. der entsprechende Teil der Haut mit einem Farbstoff gefärbt werden. Zur Demonstration ist in Abbildung 7.15 die Bestrahlung menschlicher Haut mit einem Argonionenlaser gezeigt. Kleine Flächen wurden mit dem Farbstoff eingefärbt und eine Fläche von $9,5 \cdot 10^{-2} \text{cm}^2$ mit 200mW 5, 10 und 15 sec bestrahlt. Die gefärbten Gebiete weisen etwa 48 Stunden nach der Bestrahlung starke Reaktionen auf, während die nicht gefärbten Gebiete keine Reaktionen aufweisen.

Diese Prinzip kann zum Beispiel zur Entfernung von Tätowierungen angewendet werden. Die Bestrahlungsleistung kann so dosiert werden, dass nur in den gefärbten (tätowierten) Bereichen eine Reaktion eintritt, die zur Entfernung der Tätowierungen führen kann. Siehe dazu Abbildung 7.16.

Voraussetzung, dass die Laserstrahlung eine Wirkung im Gewebe hervorruft, ist eine endliche Absorption dieser im Gewebe. Ist die Absorption bzw. die Intensität der verwendeten Strahlung relativ klein werden verschiedene Prozesse im Gewebe ausgelöst, die wie oben gezeigt zu einer Veränderung des Gewebes führen. Diesen Effekt nützt man in der Photomedizin und Phototherapie bzw. Biologie aus. Wir haben oben schon einige Beispiele dazu besprochen. Eine andere Anwendung ist z.B. die Stimulierung der Produktion von verschiedenen therapeutischen Chemikalien. Als Beispiel sei Vitamin

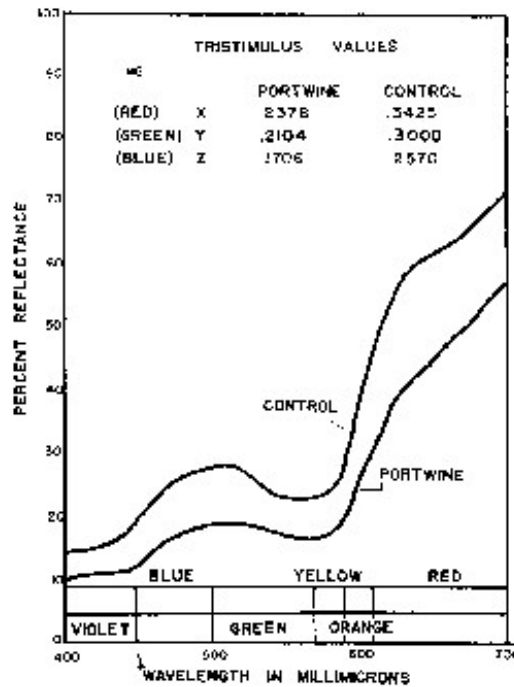


Abbildung 7.14: Wellenlängenabhängiger Reflexionskoeffizient von Laserstrahlung an normaler Haut und an einem Portweinfleck auf der Haut

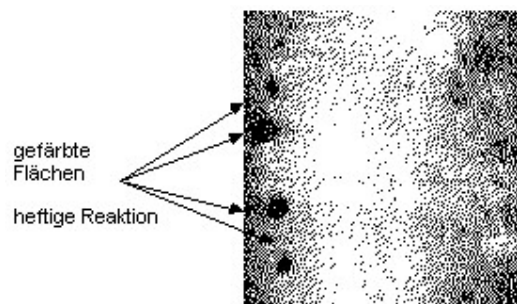


Abbildung 7.15: Mit Argonionenlaserstrahlung bestrahlte Haut. Die dunklen Flecken zeigen Reaktionen, die durch erhöhte Absorption in gefärbten Bereichen hervorgerufen wurde.

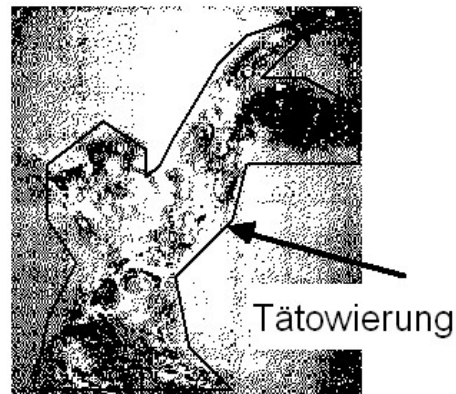


Abbildung 7.16: Selektive Reaktion der Laserstrahlung (Rubinlaser, gepulst, 1.5msec Pulsdauer, 75 J/cm², gezeigte Fläche: $\ll 2\text{cm}^2$) mit einer Tätowierung

D und das Hormon Prostaglandin genannt. Weitere Beispiele werden weiter unten besprochen.

Bei Erhöhung der Laserleistung bzw. bei extrem hoher Absorption der Laserstrahlung wird in vielen Fällen Gewebe durch die Energiezufuhr abgetragen. („ablated“). Man spricht dann von Laserablation. Während in den Anfängen der Lasermedizin für diesen Zweck meist CO₂ Laser verwendet wurden, verwendet man heute dafür zunehmend Laser mit kürzeren Wellenlängen, wobei diese dem speziellen Problem und Gewebe, welches abgetragen werden soll, angepasst werden.

Dazu muss man sich folgendes vergegenwärtigen: Welche Prozesse führen zur Gewebeabtragung und wie wird dabei das nicht abgetragene Gewebe beeinflusst (geschädigt!)? An Hand der Abbildung 7.17 wollen wir uns verschiedene mögliche Situationen der Laserablation veranschaulichen, welche für verschiedene Absorptionskoeffizienten und Laserleistungen auftreten können. Einige der Konsequenzen für die „Qualität“ der Laserabtragung können daraus direkt abgeleitet werden.

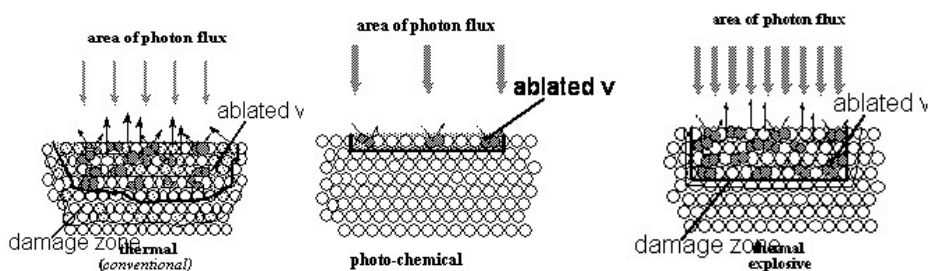


Abbildung 7.17: Thermische, Photochemische und Explosive Ablation

Die wichtigsten drei in der Medizin verwendeten Laser sind wellenlängenmäßig in das Diagramm eingeordnet. Aus der Abbildung wird klar ersichtlich, dass die verschiedenen Laser verschiedene medizinische Vorteile bieten. Im allgemeinen kann als Regel gelten, dass ein thermischer Einfluß möglichst klein

gehalten werden muss. Daraus ergibt sich, dass eine Abtragung des Gewebes dann am schädigungsärmsten erfolgt, wenn der Prozess der „Photoablation“ maßgeblich die Ablation bewirkt. Dazu wird im allgemeinen eine kurze Wellenlänge (hohe Photonenenergie) benötigt, da diese zum Aufbrechen der Molekülbindungen benötigt wird. Ein wichtiger Kandidat für die Laserchirurgie ist deshalb der Excimerlaser, welcher intensive, kurzweilige Strahlung liefert.

Bei biologischen Systemen, wie sie menschliches Gewebe darstellen, ist eine detaillierte Untersuchung und Kenntnis der mikroskopischen Vorgänge oft sehr schwierig und demnach oft nur in Ansätzen wirklich verstanden. Eine Möglichkeit über die Vorgänge und Prozesse bei der Laserablation zu erhalten besteht im Studium der Energie- und Leistungsabhängigkeit (von der einfallenden Strahlung) der Ablationsrate, der Energie- und Zeitabhängigkeit sowie der Massenzusammensetzung der abgetragenen Teilchen. In der folgenden Abbildung 7.18 ist die Abhängigkeit der Ablationsrate (menschlichen Hornhautgewebes) von der Laserleistung für zwei Wellenlängen der einfallenden Strahlung dargestellt. Um die sichtbare Strahlung überhaupt zu absorbieren, müssen spezielle Energieabsorber in das Gewebe gebracht werden. Ein klar sichtbarer Schwellwert (Threshold) ist ersichtlich, der einen Hinweis auf die Mechanismen gibt. So können wir einen ausgeprägten Schwellwert mit der „explosiven Desorption“ in Verbindung bringen, während ein kleiner (oder nicht vorhandener) Schwellwert einen starken Beitrag der Photoablation; anzeigt. Der resultierende Effekt für die Abtragung und die damit verbundene Schädigungszone bei Schneiden von Hornhautgewebe ist in Abbildung 7.19 gezeigt.

Neuerdings bietet sich durch Femtosekunden-Pulse eine weitere vielversprechende Möglichkeit an, störungsfrei, nicht-thermisch abzutragen. Dabei wird einerseits die kurze Zeit als auch die hohe Intensität, die z.B. Mehrphotonenprozesse ermöglicht, ausgenutzt. Die Prozesse sind zum gegenwärtigen Zeitpunkt jedoch noch nicht wirklich geklärt und verstanden.

Zusammenfassend können wir demnach folgende Lasertypen auf Grund ihrer Wellenlängen und der damit verbundenen Wechselwirkung und Wechselwirkungseigenschaften mit verschiedenen Gewebearten in der Medizin für die Probleme einsetzen:

- Der Argonionenlaser wird hauptsächlich vom Blut absorbiert. Er eignet sich daher besonders zum Koagulieren. Der Argonlaser zeichnet sich auch durch eine geringe Reflexion an der Haut aus.
- Der CO₂ Laser zeichnet sich durch eine hohe Absorption seiner Strahlung im Wasser des Gewebes (90% Wasser) aus. Deshalb eignet er sich zum Schneiden und Vaporisieren, vorausgesetzt dass die damit verbundene hohe thermische Belastung des Gewebes nicht stört.
- Der Excimerlaser (193, 248, 308 nm) für die schädigungsfreie Abtragung von Gewebe.
- Verschiedene Infrarotlaser wie der Er-YAG (etwa 4 μ), die besonders gut von Wasser absorbiert werden und mittels „explosiver Desorption“ eine relativ schädigungsfreie Abtragung ermöglichen.

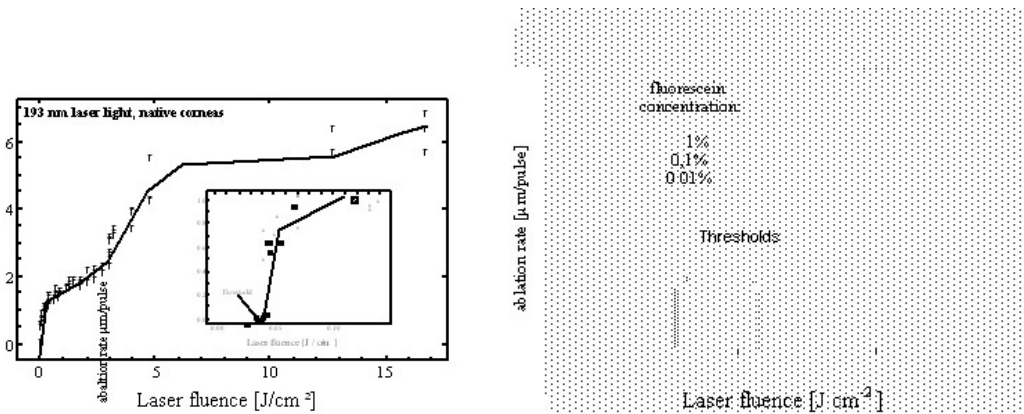


Abbildung 7.18: Ablationsrate als Funktion des Laserflusses

- Die Strahlung des Nd-YAG Lasers dringt wegen der relativ geringen Absorption besonders tief in das Gewebe ein. Durch die gleichmäßige Verteilung der Energie auf einen großen Gewebebereich eignet er sich besonders für die Koagulation ohne unerwünschte Abtragung des Gewebes.
- Der Farbstofflaser zeichnet sich dadurch aus, dass er einen großen Wellenlängenbereich überstreicht und selektiv abstimmbare ist. Dadurch kann er prinzipiell für verschiedenartigste Aufgaben eingesetzt werden, vornehmlich aber für Photoaktivierung, wo relativ kleine Intensitäten benötigt werden.
- Femtosekundenlaser verschiedener Wellenlängen für effektive, störungsarme Ablation.

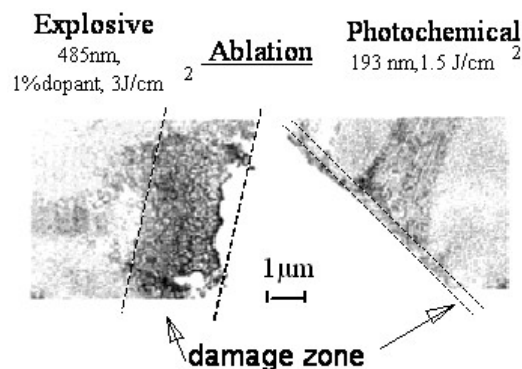


Abbildung 7.19: Schädigungszonen bei Photochemischer und Explosiver Ablation

7.4.3 Einige Beispiele

Wie eben gezeigt, eignet sich der CO₂ Laser in vielen Fällen als operatives Schneidewerkzeug, da er ein definiertes, berührungsloses praktisch blutungsloses Schneiden ermöglicht, da die Blutgefäße durch die Hitzeentwicklung versiegelt werden.

Dermatologie

Als erstes Beispiel zur Anwendung des Lasers in der Hautheilkunde betrachten wir die Entfernung eines Geschwürs mit Hilfe eines Nd-YAG Lasers, wie sie in Abbildung 68 gezeigt ist. Ein ähnliches Beispiel wäre die schon erwähnte Entfernung von Tätowierungen, Muttermalen, Altersflecken oder ähnlichem.

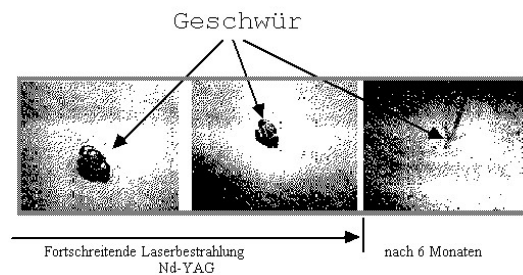


Abbildung 7.20: Entfernung eines Geschwürs (Angioms) am Hals eines Mädchens mit Nd-YAG Laser Bestrahlung. Ein Angiom ist ein Geschwür der Blutgefäße.

Ein weiteres Beispiel in der Dermatologie ist die Behandlung von Herpes mittels Laserbestrahlung. Dazu wurde ein Krypton-Laser [$\lambda = 647\text{nm}$] verwendet. Die Leistung betrug 50 mW/cm^2 und der Strahldurchmesser am Patienten 3 cm . Die Bestrahlungszeit wurde zu 90 sec pro bestrahltem Feld gewählt. Bei den Patienten wurden im Lippenbereich je 6 Felder an etwa 10 aufeinanderfolgenden Tagen bestrahlt. Bei fast allen Patienten konnten die Intervalle zwischen den Eruptionen beträchtlich verlängert werden. Die Heilung der Eruptionen durch Laserbestrahlung konnte beschleunigt werden. Eine genaue Erklärung der Wirkungsweise ist allerdings zum jetzigen Zeitpunkt noch nicht bekannt.

Schließlich sei noch eine relativ neue Anwendung, das „Skin Resurfacing“ (Abbildung 7.21) mittels CO₂ Laser erwähnt. Dabei wird die Wirkung aus einer Kombination von Gewebeabtragung und Schrumpfen von Collagen durch Temperaturerhöhung auf etwa 52°C erreicht.

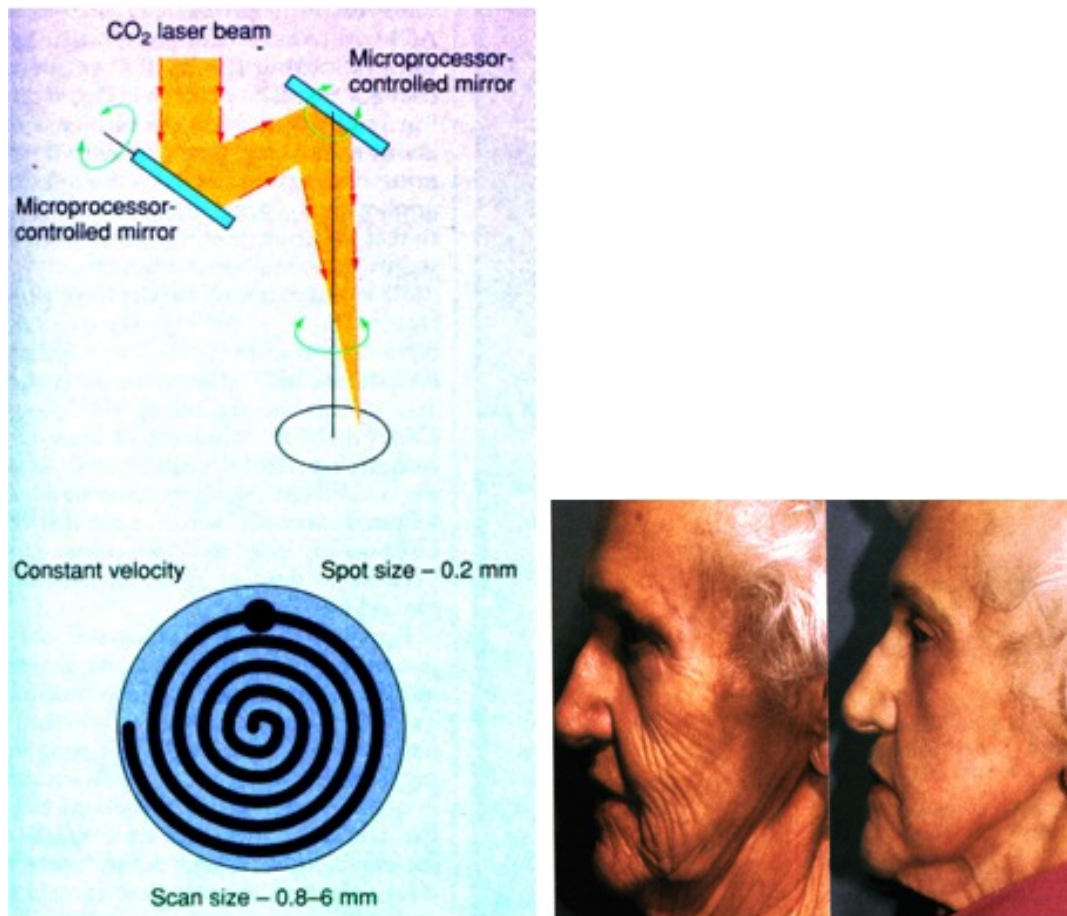


Abbildung 7.21: „Skin Resurfacing“ mittels CO₂ Laser: Wirkung aus Kombination von Gewebeabtragung und Schrumpfen von Collagen durch Temperaturerhöhung auf etwa 52°C

Ophthalmologie

In der Augenheilkunde ist die Anwendung des Lasers besonders weit verbreitet und von akzeptiert. Der Anteil der Laser in der Augenheilkunde macht etwa 50% der Verkäufe medizinischer Laser aus.

Schon seit etwa 15 Jahren wird die Laserphotokoagulation zur Behandlung von Netzhautablösungen eingesetzt. Wir wollen hier zwei neuere Anwendungen kurz betrachten, die vor allem auch in Bezug auf die Spektroskopie der Laser-Gewebewechselwirkung besonders interessant sind. Betrachten wir dazu Abbildung 7.22.

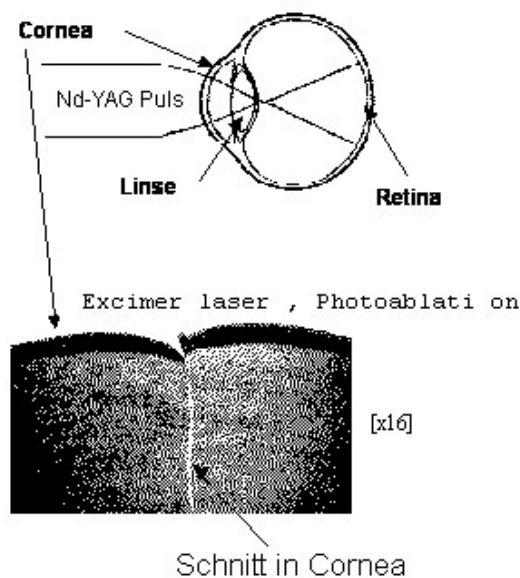


Abbildung 7.22: Neue Anwendungen des Lasers in der Augenheilkunde

Im oberen Teil der Abbildung ist eine neuartige Behandlungsmethode der hinteren Kapsel (eine Membrane hinter der Augenlinse), die sich vor allem nach gewissen operativen Eingriffen (grauer Star) beschlagen und eintrüben kann.

Durch den stark fokussierten Nd:YAG Strahl $[10-50\mu]$ können im dielektrischen Medium Leistungsdichten von 1011W cm^{-2} erzielt werden. Durch thermische Ionenbildung oder Multiphotonenabsorption und Ionisation entsteht bei dieser Energiedichte ein Plasma und es kommt zu einem Plasmadurchbruch. Durch rasche Beschleunigung, der dabei entstandenen freien Elektronen, im Strahlungsfeld tritt eine schnell Expansion des Plasmas ein, die eine Überschallschockwelle zur Folge hat. Diese Schockwelle kann dazu verwendet werden, Öffnungen in der hintere Kapsel zu bilden.

Die zweite Behandlungsmethode in Abbildung 7.22 unten benützt einen Excimerlaser um einen definierten Schnitt in die Hornhaut des Auges (Cornea) zu machen. Dabei wird die weiter oben bespro-

chene photochemische Ablation zu Schneidezwecken ausgenutzt. Die praktisch nicht vorhandene thermische Belastung ermöglicht eine zerstörungsfreie Gewebeabtragung. Diese Eigenschaft wird heute in der Praxis schon (versuchsweise) eingesetzt um Fehlsichtigkeiten zu korrigieren aber auch krankhaftes Gewebe (z.B. Geschwüre) von der Hornhaut zu entfernen.

Durch definierte Schnitte in die Cornea (Radiäre Keratomie) kann die Form der Cornea verändert werden, womit z.B. Kurzsichtigkeit und Astigmatismus abgeschwächt werden können. Eine universellere Methode besteht im flächenhaften Abtragen von Hornhautgewebe am Auge um so eine Änderung der Brechkraft zu erreichen.

Eine andere für die Hornhautchirurgie wichtige Methode besteht in der Transplantation von Spenderhornhäuten auf kranke Augen zur Korrektur extremer Fehlsichtigkeiten. In der Abbildung 7.23 sind einige Möglichkeiten gezeigt, wie Eximerlaserstrahlung zur Herstellung solcher Transplantate verwendet werden kann. Eine computergesteuerte Einrichtung erlaubt dabei das Ausschneiden und bearbeiten von Spenderhornhäuten auf eine gewünschte Form, die dann als „lebende Kontaktlinse“ dem Patienten aufgenäht wird.



Abbildung 7.23: Prinzip und Anlage für die computergesteuerte Laser-Hornhautbearbeitung

Urologie

Ein weiteres Beispiel für eine erfolgreiche Anwendung des Lasers als chirurgisches Werkzeug ist die Entfernung von Blasentumoren. Der Eingriff erfolgt dabei mittels endoskopischer Laserbestrahlung, wie sie in Abbildung 71 gezeigt ist. Die Blase wird dabei mit Wasser gefüllt und gespült, um allfällig freiwerdendes Blut wegzuspülen. Dieses würde den Laserstrahl an unerwünschten Stellen in der Blase absorbieren. Abbildung 72 zeigt das Karzinom an der Blasenhinterwand vor, unmittelbar, 4 Tage und 6 Wochen nach Nd: YAG Bestrahlung. Nach 6 Wochen hat sich eine reizlose Narbe ausgebildet.

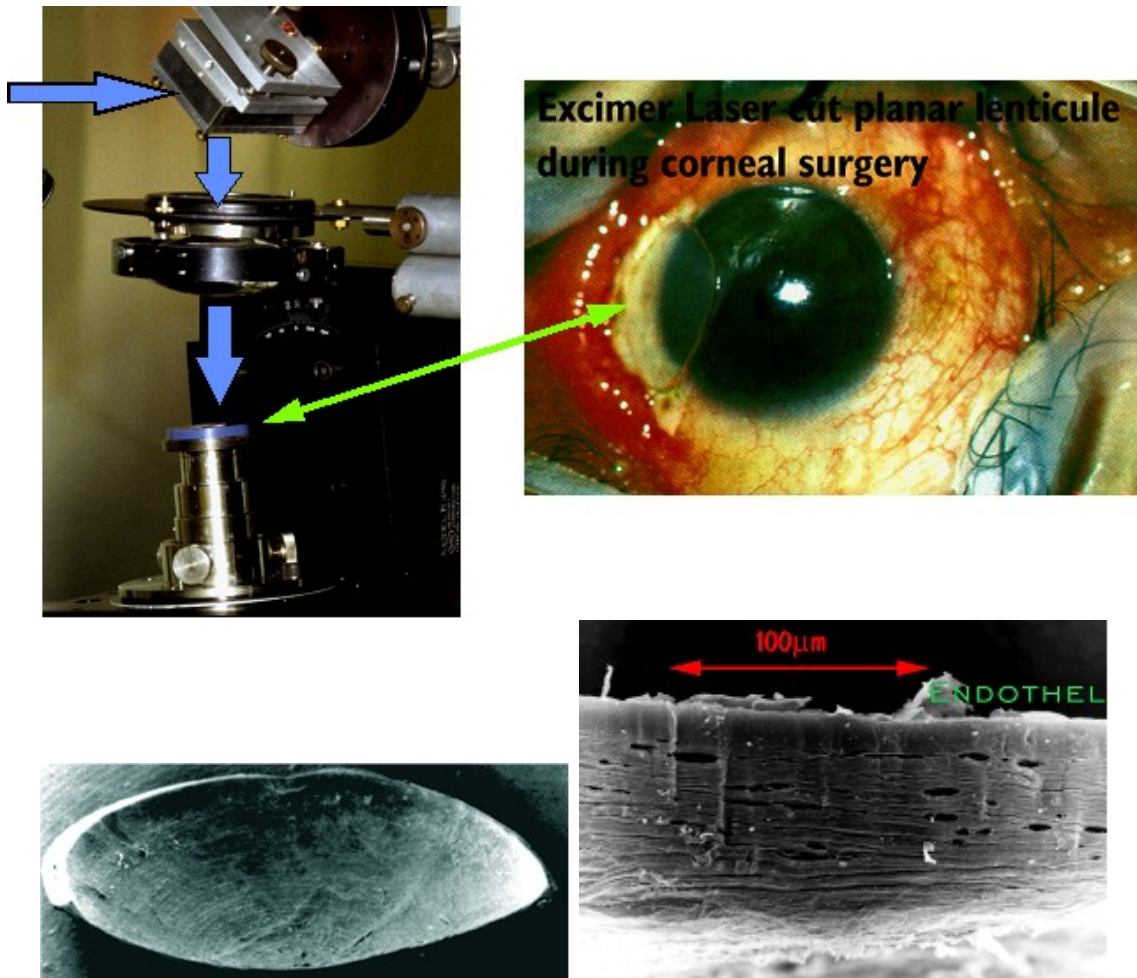


Abbildung 7.24: Realisierung und Anwendung des ELCS Systems aus Abbildung 7.23 und Ergebnisse bei der Herstellung von Lentikeln. Die geringe Schädigung, die in den Elektronenmikroskopaufnahmen zu sehen ist, ist charakteristisch für nicht-thermische Abtragung. Dadurch können klare Lentikel für die Operation erzeugt werden.

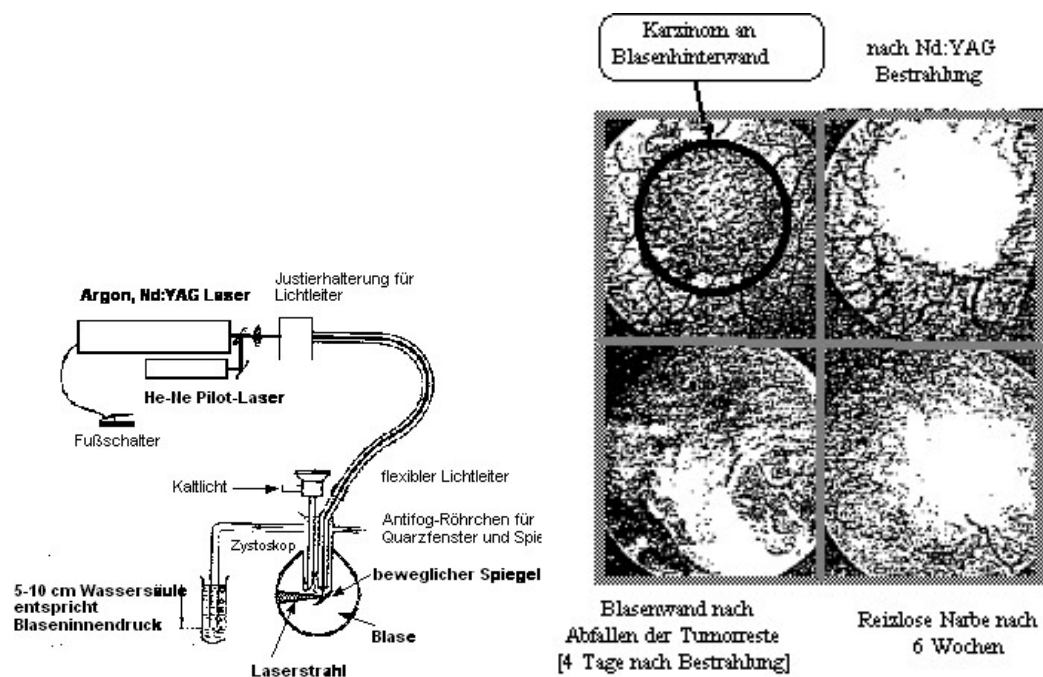


Abbildung 7.25: Schematische Darstellung der endoskopischen Laserbestrahlung. Papilläres Karzinom an der Blasenhinterwand, etwa erbsengroß, wird durch Nd:YAG Laserstrahlung entfernt.

Photo Radiation Therapy

In der ersten Phase der Behandlung von bösartigen Tumoren (Krebsgeschwüren) dachte man an Beseitigung der Krebszellen durch thermische Einwirkung der Laserstrahlung. Es hat sich jedoch gezeigt, dass diese zwar beseitigt werden konnte, dass aber durch die heftige Einwirkung der Verdampfung bösartige Zellen durch diesen Dampf in andere Gebiete vertragen werden kann. Ob eine Lasertherapie unter diesen Bedingungen sinnvoll ist, wird vor allem vom Stadium der Erkrankung abhängen. Ein anderer Weg wird neuerdings eingeschlagen (Photoradiation Therapy, PRT). Dabei werden die bösartigen Zellen zuerst mit Pigmenten (z.B. HpD, Derivat von Hematoporphyrin), die vom kranken Gewebe bevorzugt angelagert werden, „eingefärbt“. Das so eingefärbte Gewebe wird mit intensivem 630nm Licht (nach einigen Tagen) bestrahlt, das in den eingefärbten, kranken Zellen vom HpD absorbiert wird. Daraus resultieren photochemische Prozesse, die das kranke Gewebe zerstören.

7.5 Einige weitere ergänzende Beispiele

7.5.1 Molekulare Dynamik auf der Femtosekundenskala

Mit Hilfe der Femtosekunden-Spektroskopie läßt sich die Bewegung der Kerne während der Schwingung und Rotation eines Moleküls direkt verfolgen, ähnlich wie bei stroboskopischer Beleuchtung schnelle periodische Bewegungen sichtbar gemacht werden können. Dies soll an einem Beispielen verdeutlicht werden.

In der Abbildung sind die Potentialkurven einiger elektronischer Zustände des Na_2 -Moleküls dargestellt. Regt man vom Schwingungsniveau $v'' = 02$ im $X^1\Sigma_g^+$ Grundzustand Na_2 -Moleküle mit einem kurzen Puls der Dauer Δt an, so werden im $X^1\Sigma_u^+$ +-Zustand auf Grund der Energieunschärfe $\Delta E = h\Delta\nu$ mehrere Schwingungsniveaus $|vi\rangle$ kohärent angeregt. Das dadurch erzeugte Wellenpaket (als Linearkombination der stationären Schwingungswellenfunktionen mit unterschiedlichen Phasenfaktoren) oszilliert räumlich mit der mittleren Schwingungsfrequenz ω_v , zwischen den Umkehrpunkten periodisch hin und her. Diese Wellenpaketoszillation entspricht der Bewegung der schwingenden Kerne.

Ein zweites Photon aus demselben Laserpuls regt das Na_2 -Molekül weiter an in Schwingungsniveaus des $2^1\Pi_g$ -Zustandes, die auch durch ein oszillierendes Wellenpaket beschrieben werden.

Wird nun ein zweiter Laserpuls (Abfragepuls) mit geeigneter Wellenlänge X_{probe} und variabler Zeitverzögerung gegen den ersten Puls vom angeregten Molekül absorbiert, so hängt der Endzustand des Na_2 davon ab, bei welchem Kernabstand sich das Wellenpaket im $2^1\Pi_g$ -Zustand gerade befindet. Ist es beim inneren Umkehrpunkt, so kann ein Photon aus dem zweiten Puls nur in den gebundenen Grundzustand des Na^+ -Ions anregen, weil die repulsive Ionenkurve $2\Sigma_u$ nicht erreicht wird. Es entstehen daher Na^{2+} -Molekülionen.

Wird dagegen vom äußeren Umkehrpunkt aus angeregt, so kann Dissoziation des Na_2 eintreten und man beobachtet atomare Na^+ -Ionen. Durch die Wahl der geeigneten Verzögerungszeit läßt sich deshalb das gewünschte Endprodukt einstellen. Dies wurde in vielen detaillierten Experimenten von G. Gerber und seiner Gruppe in Würzburg demonstriert.

In der Abb. sind die gemessenen Ausbeuten an Na_2^+ und Na^+ Ionen als Funktion der Verzögerungszeit zwischen Pump- und Ionisierungspuls dargestellt.

Mit Femtosekundenpulsen läßt sich untersuchen, wie schnell die Trennung der Fragmente bei der Photodissoziation geschieht, und wie die abstossende Potentialkurve aussieht. auf der die Dissoziation abläuft (für I_2 Molekül gezeigt, experimentelle Anordnung sowie Ionenfragmente als Funktion der Pump-Probe Verzögerung)

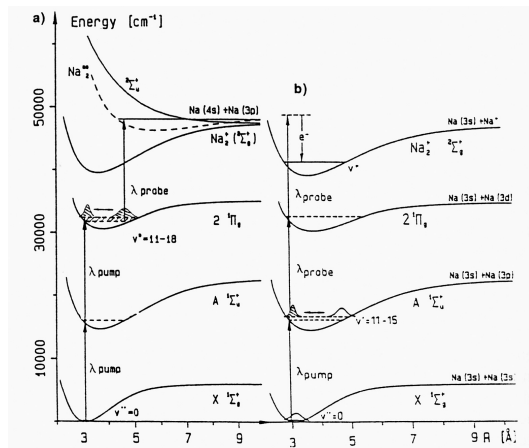


Abbildung 7.26: Potentialkurvenschema des Na_2 -Moleküle und schematische Darstellung der Wellenpaketdynamik

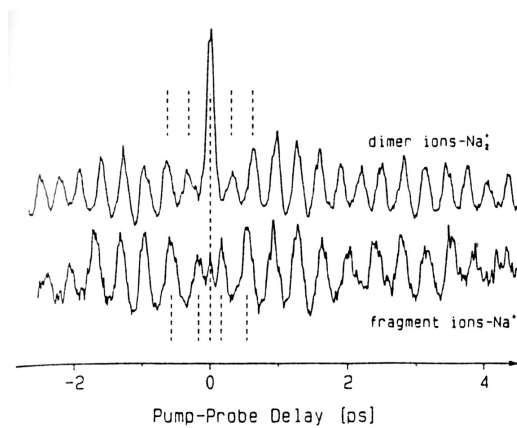
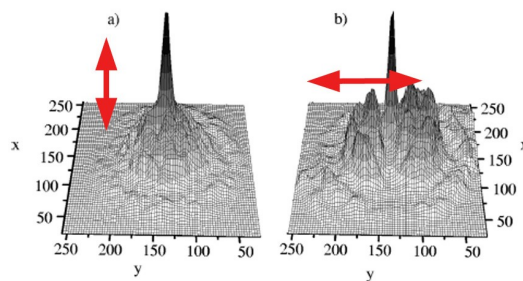
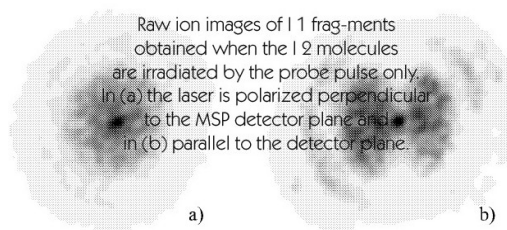
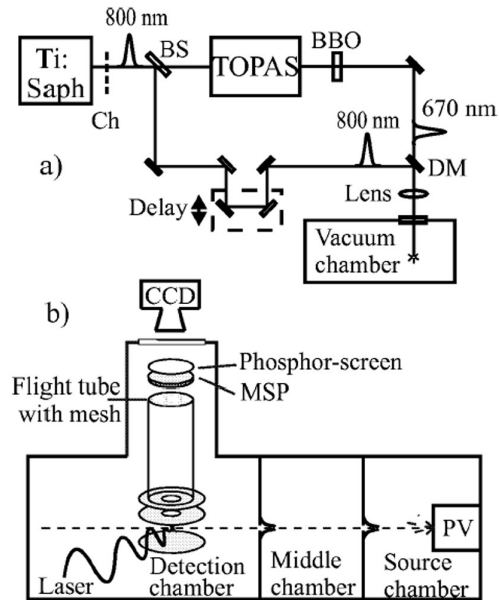
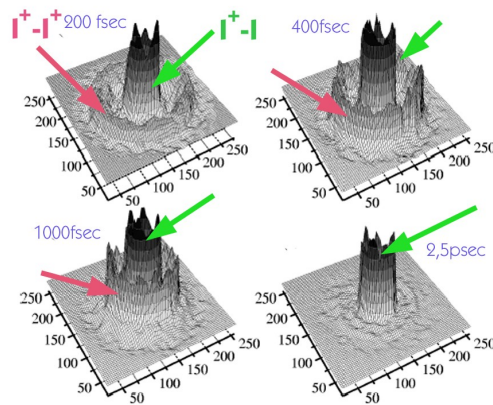


Abbildung 7.27: Bildungsraten der Na^- - und Na^+ -Ionen als Funktion der Verzögerungszeit zwischen Pump- und Ionisierungs-Puls





7.5.2 Lebenszeit von „Image-Potential states“

„Image potential states (Oberflächenzustände)“ sind eine Klasse von Zuständen, die an der Oberfläche vieler Metall-Einkristallen existieren. Ein Elektron in der Entfernung z vor der Oberfläche induziert ein elektrisches Dipolfeld (Spiegelladung) und erfährt eine anziehende Kraft. Falls das Metall nahe der Vakuumenergie ein Bandgap aufweist, kann ein Elektron mit einer Energie kleiner als E_{vac} im Potentialwall, bestehend aus dem Coulombartigen anziehenden Potential und der abstoßenden Oberflächenbarriere, lokalisiert (getrappt) werden.

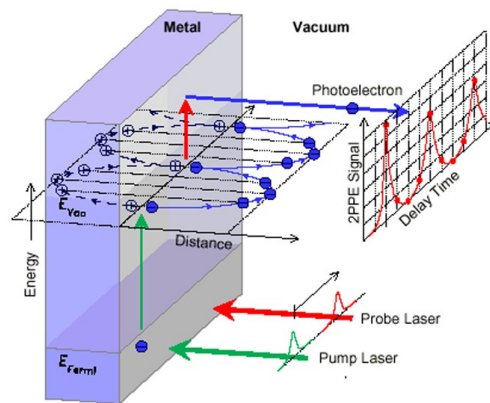


Abbildung 7.28: Prinzip der Oberflächenzustände

Im folgenden sind eine Anordnung gezeigt, die es ermöglicht mittels Pump-Probe Technik die Lebensdauer solcher Zustände zu messen. Weiters sind einige Ergebnisse gezeigt.

Es ist zu beachten, dass die Existenz mehrerer gleichzeitig angeregter Oberflächenzustände zu einer kohärenten Anregung dieser Zustände führt, die sich in einer Modulation des zeitabhängigen Pump-