

Erzeugung von Femtosekunden-Laserpuls

Einleitung

Mit der Entdeckung des HeNe- und Rubin-Lasers 1960 durch Javan bzw. Maiman trat er seinen Siegeszug in Naturwissenschaft und Alltag (Supermarktkassen etc.) an. Er stellt im CW-Betrieb (kontinuierlich) eine Lichtquelle mit sehr langer Kohärenzdauer und spektraler Reinheit dar und kann gepulst sehr hohe Leistungen erzielen. Mit Hilfe von Laserpulsen kann man dynamische Vorgänge auflösen, die im Bereich der Pulsbreite liegen. So ist es möglich mit ultrakurzen Laserpulsen z.B. Relaxionsprozesse mit Pump und Probe-Pulsen zu messen, wo Oszilloskope zu träge sind.

Laser-Basics

Die Hauptbestandteile eines Lasers sind: Medium, Pumpe, Resonator. Pumpen initiiert Besetzungsinversion und spontane Emission. Irgendwann überwiegt die induzierte Emission der Photonenlawinen der spontanen Emission und die Verstärkung der Absorbition und es kommt zur Oszillation im Resonator (Rückkopplung) und weiteren Verstärkung G welche der Absorbition und Streuung im Medium bzw. an den Resonatorspiegeln entgegenwirkt. Schließlich stellt sich ein Strahlungsfeld aus sehr vielen Moden ein, wenn ihre Energie der Energie der durch das Pumpen herbeigeführten Besetzungsinversion entspricht. Die Gesamtverluste pro Oszillatorumlauf sind $\frac{I}{I_0} = e^{-\gamma}$. Der Gesamtgain ist $G = \frac{I(\omega, z)}{I(\omega, 0)} = e^{-\alpha(\omega)z}$. $-\alpha$ ist der Absorbitionskoeffizient. Z ist die Resonatorachse. Die Bedingung für Verstärkung des Lasers ist:

$$2\alpha(\omega)L > \gamma. \tag{1}$$

Wie erzeugt man Laserpulse?

...einfach den Pumpvorgang modulieren, durch z.B. eine Blitzlichtlampe. Problem: Viele unregelmäßig hohe Spikes im Profil, durch unabgestimmtes Pumpen, d.h. keine Schwelle. So erreicht man Pulslängen von μm .

Um einen einzelnen, starken Puls zu erzielen, muss man so modulieren, dass die Inversion zum günstigsten Zeitpunkt abgebaut wird (nicht früher oder später). Das geschieht mit der **Güteschaltung (Q-Switching)**. Ein optischer Schalter öffnet sich erst bei Inversionsmaximum. Schalter zu bedeutet hohe Verluste (niedriges Q) und auf heißt niedrige Verluste. Es kommt zum schnellen Inversionsabbau. Der Schalter ist z.B. eine Pockelszelle zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren: Bei $t = t_0$ wird eine Spannung angelegt die die Polarisationssebene um 90 Grad dreht, s.d. die Welle transmittieren kann. Dieses Verfahren liefert Pulse von einigen ns Dauer. Jedoch haben die Moden im Resonator eine statistische Phasenlage zueinander.

Noch kürzere Pulse im ps-Bereich (10^{-12}) erhält man mit der **Aktiven Modenkopplung (Mode Locking)**. Die Pulsfolgefrequenz ist $c/2d$ (die Umlauffrequenz), d ist die Resonatorlänge. Ein optischer oder optoakustischer Schalter (Modulator) moduliert die Güte des Resonators mit der Frequenz Ω , nahe $\omega_0 \pm \frac{qc}{2d}$, $q = -m, -m+1, \dots, m-1, m$ (siehe Fig. 1). Die Moden konkurrieren nun für maximale Transmission. Damit nun eine Mode den Resonator bei minimalem Verlust passieren kann (d.h. ausgekoppelt wird), muss sie entweder mit der Modulationsfrequenz schwingen, oder mit einem Vielfachen dieser, d.h. sich an $\omega_0 \pm \frac{qc}{2d}$ (Seitenbänder) koppeln. Übrig bleiben also nur diese nun über den Modulator gekoppelten Moden, die den Abstand Ω zueinander haben. Modenkopplung im Zeitraum bedeutet Intensitätsmaxima im Frequenzraum (FT). Es werden natürlich nur die Moden im Verstärkungsprofil gekoppelt.

Will man zu fs-Pulsen (10^{-15}) vordringen, sind die Schalter der Aktiven Modenkopplung zu träge. Man benutzt deshalb sättigbare Absorber (Verstärkung des Mediums muss höher sein). Die Moden locken nun von selbst aneinander in ihrem Konkurrenzkampf für höchste Verstärkung. Mit Anwachsen der Intensität steigt die Besetzungsinversion und es wächst die stimulierte Emission. Gleichzeitig entvölkert das Grundzustandsniveau. Dies resultiert in einem nichtlinearen Verhalten der Transmission/Absorbition. Deshalb erfahren die höchsten Intensitätsmaxima (Moden) die maximalste Transmission. Sie sättigen den Absorber und werden beim nächsten Umlauf im Gegensatz zu den schwächeren Maxima noch mehr verstärkt. Die schwächeren Moden werden nun mit jedem Umlauf mehr und mehr unterdrückt, da sie eine kleinere Verstärkung erfahren

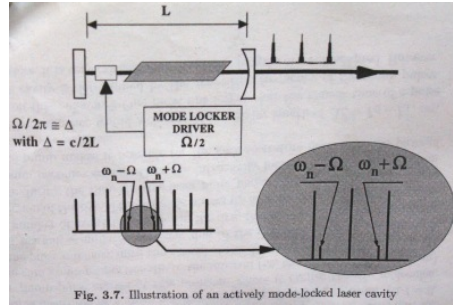


Abbildung 1: Mode Locking durch Modulation. (Rulliere, Femtosecond Laserpulses)

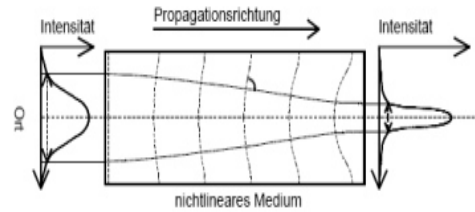


Abbildung 2: Der Kerreffekt fokussiert die Moden. (Axel Kaspar, Erzeugung und Charakterisierung ultrakurzer Lichtpulse, Dissertation)

bis die Laseremission schließlich aus einer Folge von starken Pulsen besteht. Wenn man diese fouriertransformiert hat man wieder das regelmäßige Modenspektrum.

Weitere Pulsverschmälerung: Die Pulsform bedingt, dass die Front absorbiert wird, das Maximum sättigt und das (schwache) Ende profitiert von der Sättigung und wird nicht absorbiert, s.d. eine Aufsteilung eintritt. Dem entgegen wirken Verbreiterungseffekte durch optische Elemente wie Prismen oder Filter. Kommt es zu einem Gleichgewichtszustand, ist der Puls "Self Consistent".

Nachteile des Passiven Mode Locking:

- Nur wenige geeignete Absorbermaterialien
- Pulse sind schwach
- Wellenlänge nur leicht durchstimmbare

Ohne Absorberfarbstoff geht's auch. Man nehme: **"Self-Locking" der Moden**. Schottische Wissenschaftler stellten fest, dass ihr CW-Ti:Saphir Laser im Pulsbetrieb arbeitete, wenn sie am Tisch wackelten. Sie nannten es "Magic Mode-Locking", aber einige Monate später war die Erklärung da: **Kerr Lens Mode-Locking (KML)**. Aufgrund des nichtlinearen Brechungsindex $n(I, r) = n_0 + n_2 I(r, z, t)$ des Mediums hat die Phasengeschwindigkeit $V_P = \frac{c}{n} = \frac{c}{(n_0 + n_2 I(t))}$ ein Minimum bei maximaler Intensität. Das Medium verhält sich also wie eine konvergente Linse und verschmälert den Puls im Ortsraum, s.d. sich das Spektrum im Frequenzraum verbreitert. Analog zum Absorber werden hier die stärksten Maxima favorisiert. Mit einer Blende kann der Effekt verstärkt werden. Zur Selbstfokussierung (Ortsraum) kommt noch die **Selbstphasenmodulation** (Frequenzraum): Die Phase der em. Welle ist

$$\phi = \omega t - kz = \omega t - (\omega n(I)/c)z \quad (2)$$

$$= \omega t - (\omega n_0)/c - n_2 z \omega I(r, z)/c \quad (3)$$

Die Frequenz ist nun abhängig vom Intensitätsverlauf (Puls):

$$\frac{d\phi}{dt} = \omega_0 - \frac{\omega}{c} n_2 z \frac{dI}{dt} \quad (4)$$

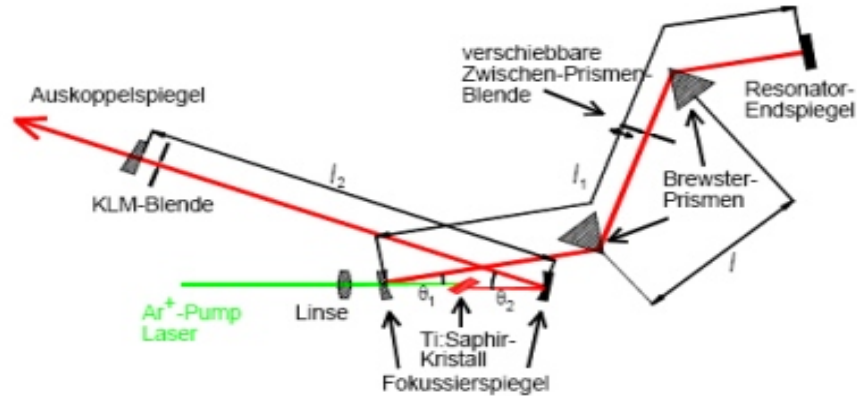


Abbildung 3: *Ti:Saphir Laser mit Fabry-Perot Resonator.* (Axel Kaspar, *Erzeugung und Charakterisierung ultrakurzer Lichtpulse*, Dissertation)

Das heißt, für die Pulsfront, $\frac{dI}{dt} < 0$, wächst die Frequenz an und umgekehrt sinkt sie für das Pulsende. Das führt zu einer Verbreiterung des Frequenzspektrums. Die Pulse erfahren weitere Aufsteilung durch Verstärkung der Pulsmaxima (wie beim Passiven Mode Locking). Aber wie beim Absorber wirken auch hier Verbreiterungseffekte. Die Dispersion der Gruppengeschwindigkeit $D_2 \approx \frac{d^2 V_G}{d\omega^2}$ bewirkt, dass die längerwelligen Anteile des Pulses vorausseilen und den Puls zeitlich dehnen. Wieder stellt sich ein Gleichgewichtszustand ein, wenn sich Selbstmodulation und Dispersion die Waage halten. Ein solcher Puls wird **Quasisoliton** genannt.

Femtosekunden-Pulse mit Ti:Saphir

Für hohe spektrale Bandbreiten kommen nur dotierte Festkörper und Farbstoffe in Frage. Letztere sind umständlich zu handhaben. Heutzutage verwendet man vorwiegend Ti:Saphir als Medium, wenn man ultrakurze Laserpulse erzeugen will (State of the Art). Dabei wird Al_2O_3 mit Ti-Ionen dotiert. Weitere Vorteile von Ti:Saphir sind die Operation bei RT, hohe Pumpleistungen und die gute Qualität bei kleinem Preis. Desweiteren hat Ti:Saphir einen relativ hohen Anregungsquerschnitt, d.h. die Dichte der angeregten Atome muss nicht so groß sein. Der Verstärkungsbereich liegt um ca. 800 nm.

Als Resonator kann man einen z.B. Ringresonator oder Fabry-Perot-Aufbau verwenden. Die Pumpe besorgt z.B. ein Ar^+ -Laser. Der Laser arbeitet zunächst im CW-Modus und muss durch Intensitätsfluktuation (z.B. Stoß am Spiegel) gestartet werden, s.d. der Puls-Modus durch Kerreffekt überwiegt. Zur Dispersionskompensation kann man zwei Gitter verwenden, die so gegeneinander geneigt sind, dass das vom ersten Gitter in seine spektralen Anteile zerlegte Licht eine wellenlängenabhängige Wegverzögerung erfährt, die den Puls räumlich wieder verschmälert. Die Nachteile des Gitters sind seine Reflexionsverluste und Verbreiterung durch Schichtdispersion. Besser sind Prismenpaare, die nach dem selben Prinzip funktionieren, aber kaum Verluste zeigen, da sie im Brewsterwinkel angeordnet sind. Dispersive Spiegel bestehen aus vielen unterschiedlich stark brechenden Schichten der Dicke $\lambda/4$. Die Eindringtiefe ist frequenzabhängig.

Ausblick

Mit einem Ti:Saphir Laser erreicht man Pulse unter 10 fs Dauer. Wie wir gesehen haben wird die Pulsdauer durch Dispersion sowie der Bandbreite des Mediums begrenzt. Die KLM stellt selbst einen Frequenzfilter der Pulsränder (im Zeitraum) dar. Die untere Grenze liegt heute bei ca. 4 fs. Jedoch wird die mathematische Beschreibung eines solchen Pulses problematisch, da man nicht mehr von einer langsam schwingenden Einhüllenden relativ zum Träger sprechen kann. Optimierungsmöglichkeiten bestehen z.B. in der Verwendung von Goldspiegeln und einer Kombination aus verschiedenen Spiegeln/Prismen um

Dispersion der Dispersionskompensation wegen zu reduzieren. Desweiteren kann man die Endpulse weiter komprimieren durch nachträgliche Spektralverbreiterung durch zusätzliche Selbstphasenmodulation und Gitter/Prismenanordnung.

Die Technik durch Kerr-Mode Locking stellt eine einfache zusammen mit Ti:Saphir als Medium überlegene Technik zur Erzeugung ultrakurzer Laserpulse dar.

Literatur

- [1] Rulliere, Femtosecond Laserpulses
- [2] Axel Kaspar, Erzeugung und Charakterisierung ultrakurzer Lichtpulse, Dissertation, MPI für Quantenoptik Garching
- [3] Demtröder, Laserspektroskopie, Springer Verlag
- [4] Demtröder, Experimentalphysik 3, Springer Verlag