

Generation von Femtosekundenlaserimpulsen

F. Krausz, M. Lenzner, I. Sorokina, Z. Sorokin, Ch. Spielmann, A. Stingl,
R. Szipöcs, A.J. Schmidt, E. Wintner

Abteilung Quantenelektronik und Lasertechnik
Institut für Allgemeine Elektrotechnik und Elektronik, TU Wien
1040 Wien

In diesem Beitrag werden die neuesten Ergebnisse auf dem Gebiet der Erzeugung kürzester Laserimpulse erläutert. Seit dem gleichartigen Seminar in Großarl 1993 konnten namhafte Fortschritte in drei Richtungen erzielt werden: i) Die Impulsdauer konnte noch deutlicher verringert werden und liegt nun bei 8 fs — das sind die derzeit kürzesten Impulse aus einem Laserresonator. ii) Durch eine einstufige Verstärkung wurden erstmals Spezifikationen von 18 fs / 100 μ J / 1 kHz erzielt. iii) Alternativen zu Titan-Saphir, wie z.B. LiSGaF, die einen reinen Festkörperaufbau des Lasersystems erlauben, wurden erfolgreich untersucht. Dabei konnten Impulse mit 64 fs Dauer erzielt werden.

1. Einleitung

Passiv modenverkoppelte Festkörperlaser stellen heute die erfolgreichsten Systeme zur Erzeugung von kürzesten Laserimpulsen dar. Die Grundlagen dafür wurden im Beitrag zum Tagungsband 1993 ausführlich erläutert. An dieser Stelle sollen nun die Fortschritte und die dafür nötigen Überlegungen beschrieben werden.

Entscheidend für die Formung ultrakurzer Impulse in einem Laser ist die exakte Beherrschung der Dispersion. Das wurde schon vor ca. 10 Jahren sehr gut verstanden und ließ mit Farbstofflasern die lange nicht zu unterbietende Bestmarke von 27 fs durch Valdimanis et al. 1986 erreichen. Seit etwa 6 Jahren machten Festkörpersysteme in bezug auf die Generation von Femtosekundenimpulsen rasende Fortschritte, sodaß bald die Ergebnisse mit Farbstofflasern unterboten werden konnten. Natürlich war und ist zu diesem Zweck der Dispersionskontrolle ganz besondere Aufmerksamkeit zu widmen.

Wie früher beschrieben, findet in Festkörperlasern die sogenannte solitonartige Impulsformung statt. Die Wechselwirkung von nichtlinearer Selbstphasenmodulation und negativer Gruppengeschwindigkeitsdispersion ermöglicht, ähnlich wie in einer Glasfaser, daß sich optische Solitonen formen. Diese sind umso kürzer, je kleiner der Betrag der negativen Dispersion ist. Man kann diesen Wert aber nicht beliebig nahe an Null annähern, da dann Instabilitäten auftreten. Die passive Amplitudenmodulation, die zuletzt am erfolgreichsten mit dem Kerr-Linsen-Modenverkoppeln [1] realisiert werden konnte, trägt eigentlich nur die nötige Stabilisierung bei.

Die üblichen Methoden der Dispersionskompensation, die auf Gitter- oder Prismenpaaren beruhen, bringen bei näherer Analyse zwar den nötigen Betrag der negativen Gruppengeschwindigkeitsdispersion in den Laserresonator ein, wie er gebraucht wird, um die positive Dispersion des Lasermediums zu kompensieren. Unvermeidlicherweise sind damit aber auch Dispersion dritter und vierter Ordnung verbunden, die sich bei Impulsdauern unter 20 fs als limitierend erweisen. Es war ein Schritt in die richtige Richtung, das Lasermedium kürzer und kürzer zu machen (von 8 mm Länge ging man

schließlich bis 2 mm herunter — die bisher stets steigende Qualität des erhältlichen Ti:S-Materials machte etwa gleichbleibende Leistungen von etwa 200 mW möglich). Damit brauchte man immer weniger Dispersion zu kompensieren und kam mit niedrigbrechenden Prismenmaterialien wie Quarzglas aus, die naturgemäß auch weniger Dispersion höherer Ordnung aufweisen. Bei etwa 10 fs war aber die Grenze dieses Konzeptes erreicht. Erst die Entwicklung eines neuen Weges der Dispersionskompensation erlaubte die Formung noch kürzerer, bandbreitebegrenzter Femtosekundenlaserimpulse.

2. Dielektrische dispersionsoptimierte Spiegel

2.1 Wirkungsweise

Konventionelle dielektrische Spiegel beruhen auf der konstruktiven Interferenz von vielen Teilreflexionen an den Oberflächen von $\lambda/4$ -Schichten, die abwechselnd aus Materialien mit verschiedenem Brechungsindex hergestellt werden, wie z.B. TiO_2 und SiO_2 . Indem man viele Schichten verwendet (z.B. 50), kann man einen hohen Reflexionsgrad erreichen. Ordnet man mehrere Stapel solcher Schichten mit verschiedenen $\lambda/4$ -Dicken hintereinander an, dann kann man relativ große Breitbandigkeit (etwa 200 nm) erzielen. Normalerweise bleibt die Dispersion solcher Schichtstrukturen unberücksichtigt, obwohl es doch evident ist, daß verschiedene Frequenzen der optischen Welle verschieden tief ins Material eindringen und damit verschiedene Verzögerungen erleiden. F. Krausz und R. Szipöcs ist es gelungen, derartige Schichtstrukturen mit einem computeroptimierten Verfahren so anzuordnen, daß ein Verlauf der Dispersion nach Wunsch erzielt werden kann [2]. Da die Dicke der aneinandergrenzenden Schichten jeweils systematisch verändert wird, sprechen wir von gechirpten dielektrischen Spiegeln. Abb. 1 zeigt ein Beispiel der prinzipiellen Anordnung, und erlaubt einen Vergleich der Eindringtiefe einer spektralen Verteilung in eine konventionelle und eine gechirpte Schichtstruktur.

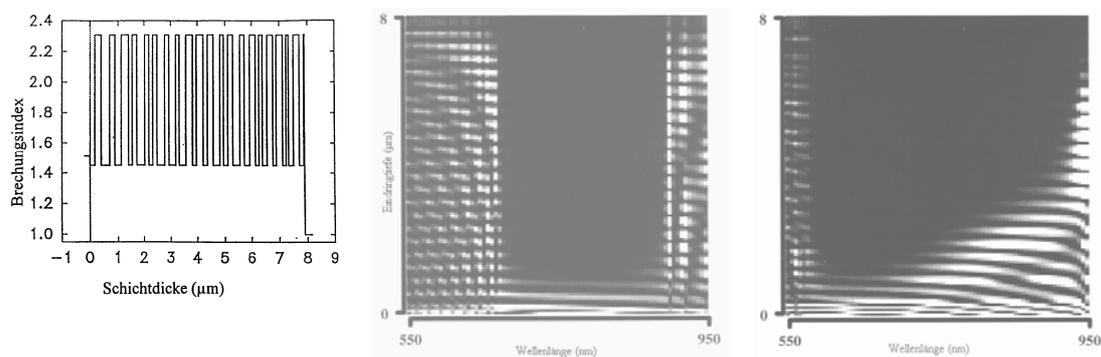


Abb. 1. a) Schichtfolge bei gechirpten Spiegeln, b) und c) Eindringtiefe einer spektralen Intensitätsverteilung in einen konventionellen bzw. einen gechirpten dielektrischen Spiegel.

2.2 Einsatz in einem Titan-Saphir-Oszillator

Die beschriebenen gechirpten Spiegel wurden in einen Titan-Saphir-Oszillator eingebaut und damit die Dispersionskompensation durchgeführt. Im Gegensatz zu Prismenpaaren, die kontinuierlich in den Strahlengang eingeschoben werden, ist hier eine Kom-

pensation nur in diskreten Schritten möglich. Man sieht z.B. eine vier bis sechsfache Reflexion durch Faltung des Resonators vor, notwendigenfalls kann man nach genauer Kalkulation der Dispersionsverhältnisse die Länge des Lasermediums anpassen und erreicht so eine optimale Kompensation der Gruppengeschwindigkeitsdispersion, ohne höhere Dispersionsordnungen einzubringen, ja man kann sogar den geringen Betrag der Dritte-Ordnungs-Dispersion des Lasermediums selbst gegensteuern. Durch diese optimale Anpassung wurden die bisher kürzesten Laserimpulse mit einer Dauer von 8 fs erzielt [3]. Diese sind im Gegensatz zu den Ergebnissen der Konkurrenz [4], die bei 8.5 fs liegen, faktisch bandbreitenbegrenzt und damit optimal geformt.

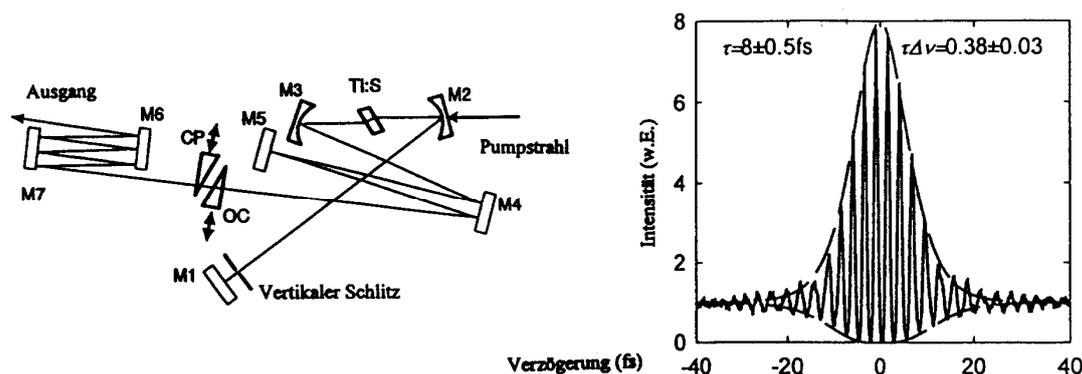


Abb. 2. Titan-Saphir-Oszillator mit interferometrischer Autokorrelationsfunktion

3. Verstärkung vom Femtosekundenimpulsen

Für viele Anwendungen ist eine Verstärkung von ultrakurzen Lichtimpulsen notwendig, um nach Fokussierung in den gewünschten Bereich der Intensität von etwa $>10^{15} \text{ W/cm}^2$ zu gelangen, wo viele optische Nichtlinearitäten teilweise neuartiger Natur meßbar sind. Kürzeste Impulse sind zweifach vorteilhaft, weil erstens auf diese Weise die Zeitauflösung verbessert wird und zweitens mit geringeren Energien größere Spitzenleistungen erreicht werden können. Die Impulsenergien bestimmen die physischen Dimensionen eines Lasersystems und damit auch schließlich die Kosten. Der Begriff T^3 (Table Top Terawatt) ist in diesem Zusammenhang zum Schlagwort geworden: man möchte Systeme von Tischgröße bauen und damit Terawatt-Leistungen erzeugen, die man auf etwa Petawatt/cm² fokussieren kann.

Wir haben versucht, diesen Weg in ganz ausgeprägter Form zu gehen, indem der Repetitionsfrequenz der Impulse ebenfalls eine große Bedeutung zugemessen wird: bei kHz ist die Detektionsempfindlichkeit etwa durch den Einsatz von Lock-in-Techniken viel besser als bei wenigen Hz. Nach dieser Überlegung wurde ein bis jetzt einstufiger kHz-Verstärker mit vierfachem Durchlauf aufgebaut.

Wir verwendeten in dieser Anordnung zusätzlich zur üblichen Prismenkompression erstmals eine 16-fache Reflexion an dispersionsoptimierten geschirpten Spiegeln, sodaß eine Kompression auf 18 fs erzielt werden konnte. Die Spezifikationen dieses Titan-Saphir-Oszillator-Verstärkersystems sind somit: 8 fs / 1 nJ / 80 MHz - 18 fs / 0,1 mJ / 1 kHz. In dieser Kombination von extremster Kürze, mittlerer Energie und mittelhoher Repetitionsfrequenz ist dieses System derzeit führend. [5]

4. Alternative Lasermedien

Titan-Saphir ist derzeit, nach fast allen Gesichtspunkten betrachtet, das beste Lasermedium für die Erzeugung ultrakurzer Lichtimpulse. Der einzige Schwachpunkt besteht darin, daß nach dem heutigen Stand der Technik noch keine Laserdioden zur Verfügung stehen, die dieses Material optisch pumpen können. Daher werden üblicherweise nach wie vor Argon-Ionenlaser dazu eingesetzt, die in jeder Hinsicht aufwendig und kostspielig sind — zu einer Zeit, in der reine Festkörperlaseranordnungen favorisiert werden. So suchte man schon seit geraumer Zeit spektral breitbandige Alternativen mit analog guten Lasereigenschaften. Cr:YAG, Cr:Fosterit und Cr:LiSGaF sind solche vielversprechende Alternativen. Das letztgenannte Fluorid LiSGaF kommt dem Titan-Saphir auch mit seinem fast gleichen Emissionsbereich am nächsten und kann doch durch bereits am Markt erhältliche Laserdioden bei 670 nm gepumpt werden.

Wir haben dieses Material, das bis jetzt nur in zwei Labors weltweit erzeugt wird, zunächst durch Pumpen mit einem Krypton-Ionenlaser getestet, wobei eine zum Ti:S analoge Kerr-Linsen-modenverkoppelte Resonatoranordnung verwendet wurde. Das Ergebnis waren Impulse mit 64 fs Dauer, die sicher noch weiter optimiert werden können. Derzeit wird an einer diodengepumpten Anordnung gearbeitet, von der vergleichbare Ergebnisse erwartet werden.

Danksagung

Diese Arbeit wurde vom FWF unter P8566-PHY, P9710-PHY und P10409-PHY, von der Österr. Nationalbank unter P4915 und P5189 und der Hochschuljubiläumsstiftung der Gem. Wien unter H-00148/92 gefördert. Der Gesellschaft für Mikroelektronik wird ebenfalls aufrichtiger Dank für die finanzielle Unterstützung ausgesprochen.

Literaturverzeichnis

- [1] D. E. Spence, P. N. Kean, and W. Sibbett: „60-fs pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser“, *Opt. Lett.* **16**, 1991, 671-673.
- [2] R. Szipöcs, K. Ferencz, Ch. Spielmann, and F. Krausz: „Chirped multilayer coatings for broadband dispersion control in femtosecond lasers“, *Opt. Lett.* **19**, 1994, 201-203.
- [3] A. Stingl, M. Lenzner, Ch. Spielmann, and F. Krausz, „Sub-10-femtosecond mirror-dispersion-controlled Ti:sapphire laser“, *Opt. Lett.* **20**, 1995, in press.
- [4] J. Zhou, G. Taft, C. P. Huang, M.M. Murnane, H. C. Kapteyn, I. Christov: „Pulse evolution in a broad-bandwidth Ti:sapphire laser“ *Opt. Lett.* **19**, 1994, 1149-1151.
- [5] M.Lenzner, Ch. Spielmann, E. Wintner, F. Krausz, and A.J. Schmidt, „Sub-20-femtosecond kHz-repetition-rate Ti:sapphire amplifier“, submitted to *Opt. Lett.*