

# 解説

## 極短光パルスの発生

山下 幹雄

電子技術総合研究所レーザー研究室 〒305 茨城県新治郡桜村梅園 1-1-4

(1986年5月10日受理)

### Generation of Ultrashort Light Pulses

Mikio YAMASHITA

Laser Research Section, Electrotechnical Laboratory,  
1-1-4, Umezono, Sakura-mura, Niihari-gun, Ibaraki 305

#### 1. はじめに

極限時間領域の光技術であるフェムト秒パルスレーザー技術の重要性と現状については文献1)に解説した。したがって本小論では、フェムト秒パルスレーザーとして注目されている CPM レーザーにおいて現在最重要課題となっている分散と自己位相変調による周波数 chirp の補償について、われわれの最近の研究を中心に述べる。

#### 2. CPM レーザー

##### 2.1 原理

レーザー発振器直接から 100 fs ( $10^{-13}$  s) 以下の極短パルス列を発生するレーザーとして、リング共振器型受動モード同期 CW 色素レーザー(後述の理由により colliding pulse mode-locked laser: CPM レーザーともいう)の研究が、最近勢力的にすすめられており、昨年このレーザーに周波数チャープ補償(後述)を行なった複雑な共振器構成により、27 fs の極短パルス列発生が報告されている<sup>2)</sup>。ここでは最初にその原理を、共振器構成の簡単な(図1(a))われわれの 50 fs CPM レーザー<sup>3)</sup>を例にとって概説する。

図1(a)に示すように、レーザー共振器は三角形のリング状に構成されており、この共振器内に挿入された薄いレーザー色素液膜(たとえばエチレンジヨロコル(EG)に溶かしたローダミン 6G(R6G))を CW Ar<sup>+</sup> レーザーで光励起して、レーザー発振させる。色素液は光劣

化を防ぐため、ノズルスリットから一様な膜状にふきださせ(粘性が高いため薄膜となる)、高速で循環されている。さらに、これに加えて、非線形吸収特性を有する可飽和吸収色素液膜(たとえば EG に溶かした DODCI<sup>\*1)</sup>)を挿入し、極短パルス列を発生させる。この色素は入射光が弱いときにはその光を強く吸収するが、入射光強度が強くなると急激に吸収係数が小さくなりほとんど入射光を透過する性質をもっている。図1(b)に示すように、このため入射パルスの先端部の光強度の弱い裾部は強く吸収されてえぐりとられ、パルスピーク以後の部分は光強度が強くて吸収が飽和し吸収されることなく透過し、その結果透過パルスの先端部は急峻になる。さらにこのパルスがレーザー色素に到着すると、パルス先端部およびピーク部が増幅されその結果利得は急激に減少し利得飽和を生じ、このためパルス後部は増幅されず相対的に鋭く落ちこむ。パルスはリング共振器内を多数回まわった後出力光としてとりだされるため、これらの効果は積算的に作用しパルス幅は著しく狭くなる。

さらに、共振器がリング型であるため、右回りと左回りの2方向にレーザーパルスは発生し、この2方向パルスが同時に可飽和吸収色素に到着して出会い(このことから CPM レーザーという)、1方向パルスのみを発生する線形共振器型受動モード同期レーザーに比し、2倍の光強度で吸収飽和を起こすことができる。これは DODCI 濃度を2桁ほど濃くすることを可能にし、その結果、急激な非線形吸収を生じ、パルス先端部をよりいっそう急

\*1 3,3'-diethyl-oxadiazocarbocyanine iodide

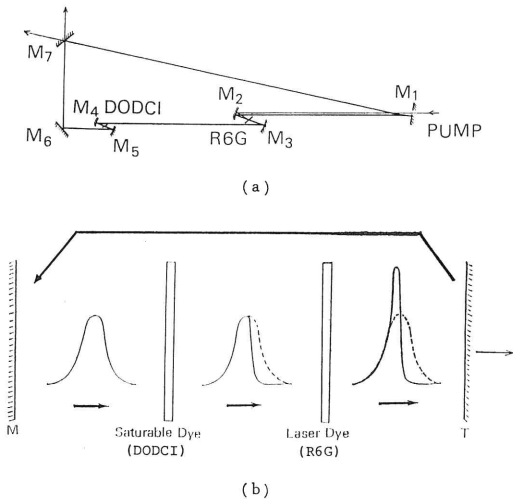


図 1 (a) CPM レーザーの共振器構成と, (b) 可飽和吸収色素 (DODCI) と利得飽和色素 (R6G) とによるパルス発生過程の模擬図

峻にえぐる作用をする。また、両方向ビームにより、進行方向に過渡空間回折格子 (trangent grating), すなわち 1/2 波長周期の吸収飽和腹部と強吸収節部との交互層が DODCI 液膜に形成され周期的な吸収変調をうけ、これもパルスを効率よく狭くし安定なパルス列を発生させる。このようにしておもに可飽和吸収色素通過時間内でパルスシャープニングが行なわれるため、発生パルス幅はパルス通過時間と同程度となり、このため 100 fs 以下のパルスを発生させるには可飽和吸収色素シート厚さを  $\sim 50 \mu\text{m}$  以下にする必要がある。

2.2 分散と自己位相変調により生じる周波数 chirp の補償

パルス幅が 100 fs 以下になってくると、レーザー共振器内でパルスが通過する物質 (あるいは反射する 1/4 波長誘電体多層膜鏡) の波長分散  $\check{\phi}(\omega)$  や自己位相変調  $\phi(t)$  により、パルスは周波数 chirp をうけ (光周波数  $\nu(t)$  が時間的に高速掃引される現象), パルス幅が広がる効果が顕著に現われる。とくに 50 fs 台以下のパルスを発生させるには、この周波数 chirp を補償することが最も重要な問題である。以下、最初に分散や自己位相変調によるパルス広がりについて説明し、ついでこれらが CPM レーザー共振器内で生じる原因およびその補償法について述べる。

レーザーパルスの光電場  $E(t)e^{i(\omega t - \phi(\omega))}$  の位相  $\phi(\omega) = -\omega n(\omega)l/c$  ( $\omega$ : 角周波数,  $n(\omega)$ : 屈折率,  $l$ : 媒質長,  $c$ : 光速) が  $\omega$  の 2 次以上の関数で変化する分散媒質では、波長によって群速度 ( $v_g(\omega) \equiv (\partial k(\omega)/\partial \omega)^{-1} = c/(n(\lambda) -$

$\lambda \partial n(\lambda)/\partial \lambda$ ),  $k(\omega)$ : 波数,  $\lambda$ : 波長,  $\check{k}(\omega) \equiv \partial^2 k(\omega)/\partial \omega^2 \equiv -(1/l) \times (\partial^2 \phi(\omega)/\partial \omega^2) = (\lambda^3/2\pi c^2) \times (\partial^2 n(\lambda)/\partial \lambda^2)$ : 群速度分散) が異なるためスペクトル幅の広い極短パルスは、その幅内の波長の違いにより  $v_g$  の違いの影響が現われ、 $v_g$  の大きい波長部 (たとえば  $n(\lambda)$  が正常分散なら長波長部) はパルス前部に、 $v_g$  の小さい (すなわち速度の遅い) 波長部は遅れてパルス後部になり、このためパルス幅は広がり周波数 chirp (この例の場合、周波数が小さい値から大きい値へと掃引されるので up-chirp という) が起こる。同様に、光自身によって通過媒質内の屈折率  $n(t)$  (たとえば分子の electronic hyperpolarizability による非線形屈折率効果による場合  $n(t) = n_0 + n_2 I(t)$ ,  $I(t)$ : 光パルスの強度瞬時波形) が時間的に変化するため位相  $\phi(t) = -\omega n(t)l/c$  が変化する自己位相変調効果に対しても  $\Delta \omega(t) = \partial \phi(t)/\partial t$  からわかるように chirp が生じパルス幅が広がる。

これらのことを定量的に表わすと次のようになる。  
 $\phi(\omega) = -\omega n(\omega)l/c = \phi(\omega)\omega_L + (\partial \phi(\omega)/\partial \omega)\omega_L \times (\omega - \omega_L) + (1/2) \times (\partial^2 \phi(\omega)/\partial \omega^2)\omega_L \times (\omega - \omega_L)^2$  で表わされる分散媒質に、パルス幅  $t_{p.in}$  の chirp していないガウス型瞬時波形パルスが通過すると、 $t_{p.out} = (1 + \check{\phi}(\omega)^2 \omega_L / 4\beta^2)^{1/2} \times t_{p.in}$  にパルス幅が広がるとともに、線形 chirp  $\Delta \omega(t) = -2\check{\phi}(\omega)\omega_L t / (2\check{\phi}^2(\omega)\omega_L + 8\beta^2)$  を受ける<sup>2)</sup>。ただし  $\omega_L$  はパルス光の中心角周波数、 $\check{\phi}(\omega)\omega_L \equiv (\partial \phi(\omega)/\partial \omega)\omega = \omega_L$ ,  $2\check{\phi}(\omega)\omega_L \equiv (\partial^2 \phi(\omega)/\partial \omega^2)\omega = \omega_L$ ,  $\beta = t_{p.in} / 8 \ln^2$  である。たとえば、レーザー共振器内に挿入された  $\check{\phi}(\omega) = 10^{-20} \text{ s}^2$  の分散媒質をパルス幅 100 fs のガウス型パルスが多重回通過するとき (共振器内では繰り返し通過するので、その効果は  $\check{\phi}_{eff}(\omega) = N_{eff} \check{\phi}(\omega)$ ,  $N_{eff} = 95$  と表わせる<sup>3)</sup>), パルス幅は 282 fs に広がることになる。

CPM レーザー共振器内で生じる分散と自己位相変調には次のようなものがある。高反射共振器鏡として用いられる 1/4 波長誘電体多層膜鏡 (ガラス基盤上に 1/4 波長 ( $\lambda_0/4$ ) の厚さに等しい低屈折率層 ( $n_{LD} = \lambda_0/4$ ) と高屈折率層 ( $n_{HD} = \lambda_0/4$ ) の誘電体多層膜が交互に蒸着されている) によって反射された光パルスの位相は、光角周波数に依存して入射時の位相に対して  $\phi(\omega)$  だけシフトする。後述するように、角周波数に関するこの 2 次微分  $\check{\phi}(\omega)$  は、入射パルスの波長がコーティング中心波長  $\lambda_0$  よりも短波長側にある場合には負 ( $\check{\phi} < 0$ , 正の群速度分散に対応  $\check{k} > 0$ ) の値を示し、長波長側にある場合には正 ( $\check{\phi} > 0$ ,  $\check{k} < 0$ ) の値を示す。したがって  $\lambda_0$  からずれた波長をもったレーザーパルスが共振器内で誘電体多層膜鏡によりその波長に依存した分散をうける。さ

らに、両色素の溶媒 EG の屈折率  $n_s(\omega)$ 、空気の屈折率  $n_{air}(\omega)$ 、共振器内プリズムガラスの屈折率  $n_p(\omega)$  は、正常分散を示すので正の群速度分散としてレーザーパルスに作用する。このほか、DODCI の小信号吸収域 (光異性体による吸収も含む) での異常分散 ( $\tilde{k}(\omega) < 0$ )、R 6 G の小信号利得域での正常分散 ( $\tilde{k}(\omega) > 0$ )、プリズムの空間角度分散による負の群速度分散もレーザーパルスの拡がりに影響を与える。

一方、自己位相変調については、DODCI の可飽和吸収変化  $\alpha(t)$  に伴う屈折率変化  $n_{ab}(t) \propto \int_{-\infty}^t I(t') dt'$  の関数 ( $\dot{\phi}(t) \equiv \partial\phi(t)/\partial t < 0$  が支配的)、R 6 G の飽和利得変化  $g(t)$  に伴う屈折率変化  $n_{ga}(t) \propto \int_{-\infty}^t I(t') dt'$  の関数 ( $\dot{\phi}(t) > 0$  が支配的)、EG・R 6 G・DODCI 分子自身の非線形電子分極 (electronic hyperpolarizability) による非線形屈折率効果  $n(t) = n_0 + n_2 I(t)$  (各分子の正常分散が加わって  $\dot{\phi}(t) > 0$  が支配的) が共振器内のレーザーパルスに影響を与える。これらにより生じる周波数 chirp のうち DODCI の  $n_{ab}(t)$  による down-chirp と  $n_{EG}(t)$  (EG の非線形屈折率効果) による up-chirp<sup>4)</sup> とが最も著しくレーザーパルスを広げるといわれているが、最近のわれわれの実験結果では後者の効果が支配的であることが確認されている<sup>5)</sup>。

上述から明らかなように、分散および自己位相変調はともに正負両符号が存在するので、等量で逆符号のこれらを共振器系にもたせることによって、これらにより生じる chirp がおもに線形 chirp なら比較的容易にその chirp を補償できる。その補償法として現在四つの方法が試みられている。それらのうちの三つは、1) 共振器内に1個のプリズムを挿入し、そのプリズムガラス通過長を変えて正の群速度分散を調整し、down-chirp を補償する方法<sup>6)</sup>、2) 共振器内に4個のプリズムを挿入し、プリズムの空間角度分散による負の群速度分散を二つのプリズム間の距離を変えることによって調整し、up-chirp を補償する方法<sup>4)</sup>、3) 2枚の平行平面鏡間の間隔を数十  $\mu\text{m}$  とし入射側でない平面鏡の反射率を100%とした Gires-Tournois 干渉計を共振器鏡の一部に利用し、その入射角度を変えることによって負の群速度分散を調整し、up-chirp を補償する方法<sup>7)</sup>である。しかしこれらの方法はすべて本来のレーザー共振器構成素子に加えて付加的な分散素子を用いるため、レーザー発振のための光学調整が複雑になる欠点を有している。この問題を解決するためわれわれは第4の方法として、レーザー共振器鏡のうちのいずれかの誘電体多層膜鏡の分散  $\dot{\phi}(\omega)$  を

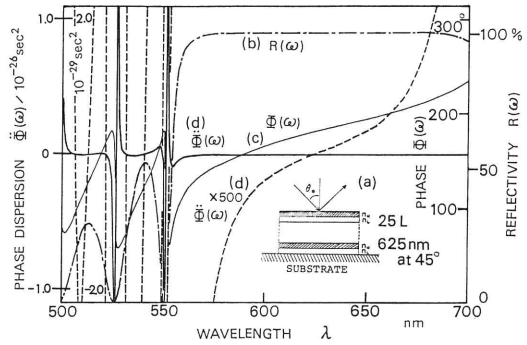


図2 (a) 典型的な 1/4 波長誘電体多層膜鏡 (1 stacking,  $\lambda_0 = 625 \text{ nm}$  (25 層),  $\theta_0 = 45^\circ$ ) と、(b) その反射率特性  $R(\omega)$ 、(c) 反射波の位相特性  $\phi(\omega)$ 、(d) 位相分散特性  $\dot{\phi}(\omega)$

chirp 補償のために積極的に利用することを試みた<sup>5)</sup>。以下この方法について詳述する。

図2(a)に示すような (ただしこの例の場合奇数層)、1/4 波長誘電体多層膜が偶数層の鏡 ( $2N$  層,  $\lambda_0/4 = n_1 d_1 \cos\theta_1 = n_2 d_2 \cos\theta_2$ , 1 stacking) に、入射角  $\theta_0$  の p 偏光パルスが反射される時、その複素反射率  $r(\omega)$  (実際の反射率  $R(\omega) = |r(\omega)|^2$ ) および位相シフト  $\phi(\omega)$  は、多層膜として用いられた誘電体自身の吸収および分散を無視すると、次式で与えられる<sup>8)</sup>。

$$r_{2N}(\omega) = \frac{(\mu_0 A_N - \mu_{\text{sub}} D_N) + i(\mu_0 \mu_{\text{sub}} B_N - C_N)}{(\mu_0 A_N + \mu_{\text{sub}} D_N) + i(\mu_0 \mu_{\text{sub}} B_N + C_N)}$$

$$= X + iY \tag{1}$$

$$\phi_{2N}(\omega) = \tan^{-1}(Y/X) \tag{2}$$

ただし、

$$M_{2N} = \begin{pmatrix} A_N & iB_N \\ iC_N & D_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & iB \\ iC & D \end{pmatrix}^N$$

$$A = \cos\beta_1 \cos\beta_2 - \frac{\mu_1}{\mu_2} \sin\beta_1 \sin\beta_2$$

$$B = \frac{-1}{\mu_2} \cos\beta_1 \sin\beta_2 + \frac{1}{\mu_1} \sin\beta_1 \cos\beta_2$$

$$C = \mu_1 \sin\beta_1 \cos\beta_2 + \mu_2 \cos\beta_1 \sin\beta_2$$

$$D = -\frac{\mu_2}{\mu_1} \sin\beta_1 \sin\beta_2 + \cos\beta_1 \cos\beta_2$$

$$\mu_i = n_i / \cos\theta_i \quad (i = 0, 1, 2, \text{sub})$$

$$\cos\theta_i = \sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_i} \sin\theta_0\right)^2} \quad (i = 1, 2, \text{sub})$$

で、 $n_0, n_1, n_2, n_{\text{sub}}$  は、各空気、 $\text{TiO}_2, \text{SiO}_2$ 、基盤の屈折率で 1.0, 2.25, 1.46, 1.52 の値である。入射角  $\theta_0$  を考慮した  $\lambda_0/4$  膜であるから  $\beta_1 = (2\pi/\lambda)n_1 d_1 \cos\theta_1 = \beta_2 = (2\pi/\lambda)n_2 d_2 \cos\theta_2 = \pi\lambda_0/2\lambda = \pi\omega/2\omega_0$  とおいて、(1)、(2) および(2)の数値2次微分値は、計算機を用いて求められる。奇数層の鏡や  $\lambda_0$  の異なる複数 stacks 鏡に

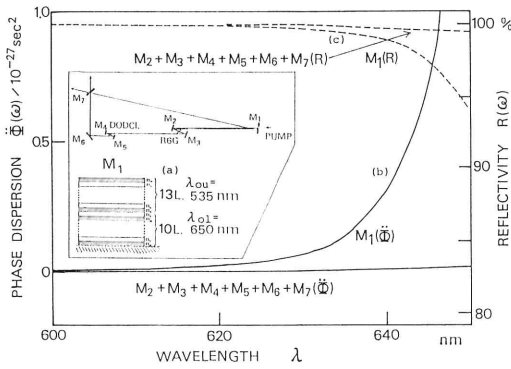


図 3 50 fs パルスが発生されたときに M<sub>1</sub> 用として用いられた (a) 1/4 波長誘電体多層膜鏡 (2 stackings, λ<sub>0u</sub>=535 nm (13 層), λ<sub>0l</sub>=650 nm (10 層) θ<sub>0</sub>=3.5°) と, (b) その位相分散特性 ϕ̇(ω), (c) 反射特性 R(ω), および M<sub>1</sub> 以外の M<sub>2</sub>~M<sub>7</sub> 用に用いた鏡全体の位相分散特性と反射率特性<sup>5)</sup>

対しても, 行列の掛算を行なうことによって類似した計算式が得られるが<sup>8)</sup>, 複雑になるので省略する. 図 2(b) (c) (d) に, 一例として λ<sub>0</sub>=625 nm, 25 層 (最上層が高屈折層), θ<sub>0</sub>=45°, 1 stacking の鏡の絶対反射率 R(ω), 位相 ϕ(ω) その 2 次微分 ϕ̇(ω) を波長の関数として示す. これよりレーザー発振中心波長 λ<sub>a</sub> が λ<sub>0</sub>=625 nm より短波長側あるいは長波長側にあるかにより正 (ϕ̇<0) あるいは負 (ϕ̇>0) の群速度分散を与えるとともに, λ<sub>a</sub> が λ<sub>0</sub> からずれるにつれてその絶対値は急激に増加しついに正負の振動を示す. 同様に反射率も急激に減少するため, 1 stacking の鏡では |ϕ̇(ω)| ≥ 10<sup>-28</sup> s<sup>2</sup> より大きな値を与える鏡として使えない.

この点は, コーティング中心波長の異なるもう一層の多層膜 stacking (たとえば図 3 (a): 2 stacking 鏡: 入射側 λ<sub>0u</sub>, 基盤側 λ<sub>0l</sub> とする) を重ねて蒸着することによって解決できる. この場合, 反射率特性はほぼ各 stacking の反射率特性を加えたものとなり, 一方, 位相分散特性は主として空気側の stacking の位相分散特性で決まる. したがって異なった λ<sub>0u</sub> の stacking と λ<sub>0l</sub> の stacking とを重ね合わせた 2 stackings 鏡を用いることによって, 高反射率を維持しつつ, 入射角を考慮して λ<sub>a</sub> 付近で任意の位相分散特性をもった鏡が得られる. われわれはこのようにして作った ϕ̇(ω) の異なる鏡を図 1 (a) の M<sub>1</sub>, M<sub>5</sub> に用いて (他の M<sub>2</sub>~M<sub>5</sub>, M<sub>7</sub> に用いた鏡の ϕ̇(ω) は ~10<sup>-30</sup> s<sup>2</sup> と小さく維持されている), ϕ̇(ω) の発生パルス幅への影響を調べた (図 4). ただし, ϕ̇(ω) の値は, 異なった λ<sub>0u</sub>, λ<sub>0l</sub> の鏡の使用および入射角度の違いを利用して変えられた. その結果, 図からわ

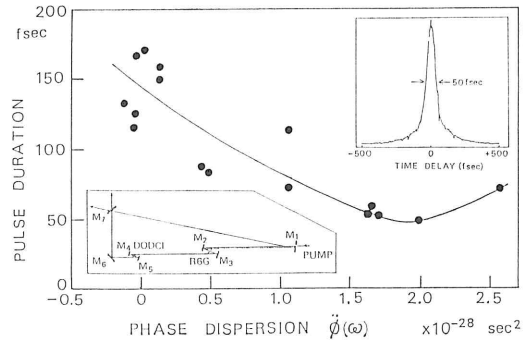


図 4 簡単な共振器構成の CPM レーザーから発生されたパルス列の, パルス幅の共振器鏡位相分散依存性<sup>5)</sup> パルス瞬時波形は, sech<sup>2</sup> と仮定している.

かのように, ϕ̇(ω)=0 では 150 fs のパルスが, ϕ̇(ω) = +1.8 × 10<sup>-28</sup> s<sup>2</sup> の負の群速度分散付近で 50 fs のパルスまで狭くなっている. 後者の場合, M<sub>6</sub> に用いた鏡の ϕ̇(ω) は ~10<sup>-31</sup> s<sup>2</sup> と小さいので, M<sub>1</sub> に用いた鏡の ϕ̇(ω) のみによって up-chirp 補償が行なわれているといえる. このときの M<sub>1</sub> に用いられた 2 stackings 鏡 (入射角 0° での λ<sub>0u</sub>=535 nm (13 層), λ<sub>0l</sub>=650 nm (10 層), 使用入射角度 3.5°) の λ<sub>a</sub> 付近の位相分散特性 ϕ̇(ω) と反射率特性 R(ω) とを他鏡のそれらの和とともに図 3 (b) (c) に示す. この結果は, これまでの 2 stackings 鏡を CPM レーザー共振器鏡として用いるべきでないという常識が誤まっていることを示すだけでなく, これまで不明確であった最適誘電体多層膜鏡が何であるかをも明らかにするものである.

最後に, 実際のわれわれの 50 fs CPM レーザー装置について簡単に述べよう. リング共振器 (共振器長 L=325 cm, パルス列周期 10.8 ns) を構成している 7 枚の誘電体多層膜鏡 (図 1) のうち焦点距離 5 cm の凹面鏡 M<sub>2</sub> は, 514.5 nm CW Ar<sup>+</sup> レーザー (3~6 W) により R 6 G レーザー色素液膜 (濃度 3.4 mM, ノズルスリット 233 μm) を効率よく励起するためと色素レーザーパルスを集光しビーム径が拡がらないようにするために用いられている (焦点距離 5 cm の凹面鏡 M<sub>3</sub> は後者のためにみに用いられている). M<sub>4</sub> と M<sub>5</sub> の凹面鏡 (焦点距離 1.25 cm) は DODCI (濃度 6.4 mM, ノズルスリット 39 μm) に対して効率よく飽和吸収効果を起こすために用いられている. R 6 G と DODCI の距離は, 左右両方向回りの 2 パルスが等しい利得を得るために, L/4 の間隔に合わされている. DODCI 膜を非常に薄くかつ一様安定に流すために, ノズル先端部には光学研磨された四つのルビーブロックが使用されている<sup>9)</sup>. また, 色素

液循環系には、12~14 kg/cm<sup>2</sup> の高圧で薄いノズルスリットから液を流しだすために高圧ポンプ変動除去用アブソーバー(直列4台)・1 μmフィルタが配管されている。本装置から、発振中心波長 635 nm, 尖頭出力 6.1 kW で、簡単な CPM レーザーとしては最短の 50 fs の極短パルス列が発生された。

### 3. Continuum generation

前述の CPM レーザーを中心としたフェムト秒パルスレーザーの中心波長はほとんどすべて 585~636 nm に限られており<sup>1)</sup>, これらを光源とする応用研究をすすめるには、波長域を拡大する必要がある。このために、CPM レーザーパルスを増幅した高尖頭出力光(10<sup>12</sup>~10<sup>13</sup> W/cm<sup>2</sup> 以上)を純水, 重水, EG, CCl<sub>4</sub> などに照射して、高次の非線形光学効果(自己位相変調, ラマン散乱, 光混合, パラメトリックなどが競合して生じる)を生じさせ超広帯域なスペクトルパルス光を発生させる continuum generation が試みられている。われわれは、80 fs CPM レーザー(λ<sub>d</sub>=620~630 nm)を、2 通倍 Q スイッチ YAG レーザー励起 4 段増幅器により 3.3 GW に増幅し、これを純水に照射して紫外から近赤外にわたる超広帯域スペクトルを有する極短パルスを発生させている<sup>10)</sup>。この発生メカニズムについては、従来のピコ秒時間領域での continuum generation とは異なっていて自己位相変調による発生過程が支配的であることが明らかにされている<sup>11)</sup>。

Migus らは、同様なシステムで発生された広帯域スペクトルの一部をフィルタでとりだし、これを 2 通倍あるいは 3 通倍 Q スイッチ YAG レーザーパルスの一部でさらに増幅して、430~850 nm 波長可変フェムト秒パルス光源として利用している<sup>12)</sup>。すなわちパルス幅 100~250 fs の範囲で、430 nm で 10 μJ, 580 nm で 1 mJ, 740~850 nm で 200 μJ での繰返し 10 Hz のパルス光源である。一方、これら光源の安定性をよくするために、パルス列の繰返し周期を上げることも試みられている。すなわち 90 fs キャビティダンプ CPM レーザーのパルス列を、高繰返し銅蒸気レーザーで 12 MW に増幅して、安定性およびビームパターンの優れたパルス列を得、これを EG (1 mm 厚) あるいは CCl<sub>4</sub> (2 mm 厚) に照射して、5 kHz, 100 fs の continuum generation パルス列を発生させている<sup>13)</sup>。

### 4. む す び

本小論は、極短光パルスの発生に関して、最近注目さ

れている CPM レーザーにおける周波数 chirp の問題を中心に紹介した。

レーザー発振器直接から、今後さらに短いパルス列を発生させるためには、1) 共振器内に自己位相変調素子などを挿入することによる発振スペクトルの拡大(各モード間の相対的位相を乱さずに)、2) 共振器内で生じる非線形 chirp の補償、3) 可飽和吸収色素によるモードロック可能波長領域の拡大などが当面の解決すべき課題であろう。共振器内のこれらの現象は、多重回通過のため、共振器外に比べて 2 桁以上大きく影響するので、微妙な最適化が必要である。

### 文 献

- 1) 山下幹雄, 佐藤卓蔵: “フェムト秒パルスレーザー技術の現状”, 応用物理, **55** (1985) 306.
- 2) S. De Silvestri, P. Laporta and O. Svelto: “The role of cavity dispersion in cw mode-locked dye lasers,” IEEE J. Quantum Electron., **QE-20** (1984) 533.
- 3) J. J. Fontaine, W. Dietel and J.-C. Diels: “Chirp in a mode-locked ring dye laser,” IEEE J. Quantum Electron., **QE-19** (1983) 1467.
- 4) J. A. Valdmanis, R. L. Fork and J. P. Gordon: “Generation of optical pulses as short as 27 femtoseconds directly from a laser balancing self-phase modulation, group-velocity dispersion, saturable absorption, and saturable gain,” Opt. Lett., **10** (1985) 131.
- 5) M. Yamashita, M. Ishikawa, K. Torizuka and T. Sato: “Cavity-mirror dispersion dependence of pulse duration generated from a simple CPM laser,” Opt. Lett., **11**, No. 8 (1986) in press.
- 6) W. Dietel, J. J. Fontaine and J.-C. Diels: “Intracavity pulse compression with glass: a new method of generating pulses shorter than 60 fsec,” Opt. Lett., **8** (1983) 4.
- 7) J. Heppner and J. Kuhl: “Intracavity chirp compensation in a colliding pulse mode-locked laser using thin-film interferometers,” Appl. Phys. Lett., **47** (1985) 453.
- 8) たとえば, H. M. Liddell: *Computer-aided Techniques for the Design of Multilayer Filters* (Adam Hilger Ltd., Bristol, 1981) pp. 1-54.
- 9) 山下幹雄, 青島紳一郎, 佐藤卓蔵: “受動モード同期 CW リング色素レーザーからのフェムト秒パルスの発生”, レーザー研究, **12** (1984) 576.
- 10) 石川 満, 山下幹雄, 小林俊介, 佐藤卓蔵: “極短光パルスの増幅”, 昭和 61 年度春季応物理学予稿集, 1 pM 7 (1986) p. 212.
- 11) R. L. Fork, C. V. Shank, C. Hirlimann, R. Yen and W. J. Tomlinson: “Femtosecond white-light continuum pulses,” Opt. Lett., **8** (1983) 1.
- 12) A. Migus, A. Antonetti, J. Etchepare, D. Hulin and A. Orszog: “Femtosecond spectroscopy with high power tunable optical pulses,” J. Opt. Soc. Am., **B-2** (1985) 584.
- 13) W. H. Knox, M. C. Downer, R. L. Fork and C. V. Shank: “Amplified femtosecond optical pulses and continuum generation at 5 kHz repetition rate,” Opt. Lett., **9** (1984) 552.