

近赤外から近紫外波長領域における超広帯域コヒーレント

光パルスの発生とそのモノサイクル化

材料・化学系（材料物性工学科）曾根 宏靖

1 緒言

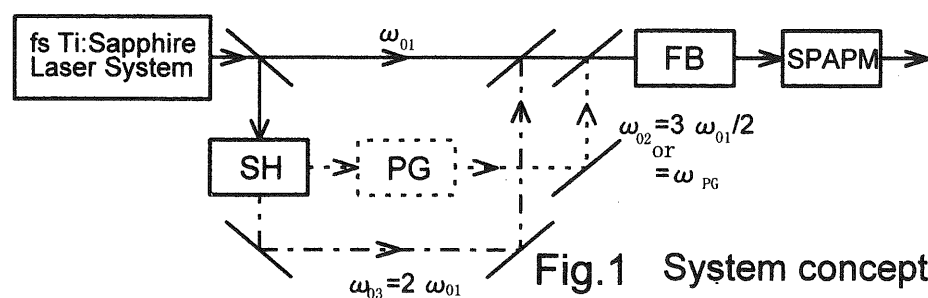
最近の近赤外フェムト秒 ($f_s=10^{-15}s$) パルス新固体レーザーとその関連した超短パルス光エレクトロニクス技術の発展はめざましい。しかし、1987年に色素レーザーをベースとして発生された6fsよりも短い短パルスを発生する極限技術はいまだ実現されていない。一方、これを打開するために、最近いくつかの方法が提案されているが、実際に実験により検証するにはまだ非現実的な問題が残されている。そこで本研究では、実現可能な現状技術を用いてこれを越える新しい方法として、3つのfs光パルス相互誘起位相変調によるモノサイクル化を提案し、計算シミュレーションを行った。

モノサイクルパルスとは瞬時電界波形が半値において1周期分しかない極限光パルスのことを言う。

2 原理

2.1 実験装置概念図

本研究の解析原理を光学系で表すと Fig.1 のような実験装置概念図を想定することができる。ここで、SHは第2高調波発生素子、PGはパラメトリック発生素子、FBはシングルモード石英ファイバー、SPAPMは空間位相変調素子を表す。



次に、Fig.1 の概念を説明する。

一台のチタンサファイアレーザーシステムにより発生されたフェムト秒パルスは、まず、

基本波 ω_{01} を 2 波に分け、その一方を第 2 高調波発生素子 (Fig. 1 (SH))、に通す。その第 2 高調波 $\omega_{03} = 2 \omega_{01}$ を 更に 2 波に分け、その一方を パラメトリック発生素子 (Fig. 1 (PG)) に通し、 $\omega_{02} = 3 \omega_{01}/2$ の光波を発生させる。こうして得られた 3 光波をシングルモード石英ファイバー (Fig. 1 (FB)) 入射パルスとして利用する。これら第 2 高調波発生素子とパラメトリック発生素子は同一の光波から 2 次非線形光学効果により発生され、位相・周波数整合条件を満足するため、それらパルスのキャリア波の相対位相を一定に維持しつつ同期・遅延制御が容易に行うことができる。維持される位相差は以下の式で与えられる。
 SH: $\phi_{03} - \phi_{01} = m\pi/2 + \phi_{01}$; SH+PG: $\phi_{02} - \phi_{01} = (2n+1)\pi/2 + \phi_{01}$

シングルモード石英ファイバー内においては、自己位相変調に加えて、相互誘起位相変調により効率よく帯域を広げられ、自己位相変調のみでは得られなかった近赤外から近紫外波長領域における超広帯域コヒーレントパルスを得ることができる。また、他の自己位相変調、相互誘起位相変調以外の 3 次非線形分極 $P^{(3)}$ は、FB 内では位相整合条件が満足されないため、成長せず寄与しない。

このファイバー出力光波を空間位相変調器 (Fig. 1 (SPAPM)) を用いることによって、従来の 2 回折格子対や 4 ブリュースター石英プリズムを用いる補償に比べ、完全に非線形チャープ補償し、モノサイクル台の極短パルスを得る。また、各パルス間の初期位相差は、変調のために光強度に比例した非線形屈折率効果のみを利用し、かつチャープ補償素子としてその影響を補償してくれる SPAPM 素子を使用するので、結果としては影響しなくなる。
 空間位相変調器 (SPAPM) (Spatial Phase Modulator) : ネマチック液晶の印加直流電圧によって屈折率が変わる性質を利用し、細かな周波数の範囲ごと位相を変える変調器として利用する。通常は波形整形等に用いられているものの、本研究のように特殊な用いられ方は未だされていない。

2. 2 基本方程式

2. 1 の実験装置概念図にもとづいた現実的な数値解析を行うため、基本方程式の導出にあたっては、次のように考えられる。

ファイバーまでの各パルス (パルス番号 $i=1, 2, 3$) については、電場を Maxwell 方程式のもとに、電場を伝搬方向 (z) についてのみ依存して変化していると考え (1) 式のように仮定する。

$$E_i(z, t) = \frac{1}{2} A_i(z, t) \exp[j(k_{0i}z - \omega_{0i}t + \phi_{0i})] + c.c. \quad (1)$$

ここで、 k_{0i} は波数、 ω_{0i} は入射パルスの中心角周波数、 ϕ_{0i} は初期位相を表す。

そして、SVEA 近似、群速度座標系に変数変換、時間 ($t \rightarrow \tau$) と伝搬長 ($z \rightarrow \xi$) の規格化を行うと (2) 式のようになる。

$$u^{(i)}(\xi_i, \tau_i) = (\gamma_i T_{0i}^2 / |\ddot{k}_{0i}|)^{1/2} A_i(z, t - t_{i0}) \quad (= (N_{sol,i} / \sqrt{P_{0i}}) A_i(z, t - t_{i0})) \quad (2)$$

ここで、 \ddot{k}_{0i} は群速度分散、 t_{i0} は入射遅延時間を表す。

また、入射時の規格化電場波形は $u^{(i)}(0, \tau_i) = N_{sol,i} \text{sech}(\tau_i)$ と仮定し

$$\gamma_i = \frac{n_{2i} \omega_{0i}}{2c^2 \epsilon_0 n_{0i} A_{eff}}, \quad N_{sol,i} = \left[\gamma_i P_{0i} T_{0i}^2 / |\ddot{k}_{0i}| \right]^{1/2}, \quad T_{0i} = t_{pi} / (2 \ln(1 + \sqrt{2})) = \frac{t_{pi}}{1.763} \text{ とおいた。}$$

ここで、 n_{2i} はファイバーの非線形屈折率、 c は真空中の光速、 ϵ_0 は真空の誘電率、 n_{0i} はファイバーの線形屈折率、 A_{eff} はファイバーの有効コア断面積、 t_{pi} は入射パルス幅 (半値全幅) を表す。

ファイバー伝搬時のパルスについては、(3) 式のように非線形分極に 3 つのパルスの電場振幅の相互関係や 3 次の分散までを考慮し、3 つのパルスの相互誘起位相変調変形非線形 Schrödinger 伝搬方程式を使用する。

$$\frac{\partial u^{(i)}(\xi_i, \tau_i)}{\partial \xi_i} = -\frac{j}{2} \text{sgn}(\ddot{k}_{0i}) \frac{\partial^2 u^{(i)}(\xi_i, \tau_i)}{\partial \tau_i^2} + \beta_{0i} \frac{\partial^3 u^{(i)}(\xi_i, \tau_i)}{\partial \tau_i^3} + j \left[|u^{(i)}(\xi_i, \tau_i)|^2 + 2|u^{(i')}(\xi_i, \tau_i)|^2 + 2|u^{(i'')}(\xi_i, \tau_i)|^2 \right] u^{(i)}(\xi_i, \tau_i) \quad (3)$$

($i, i', i'' = 1, 2, 3 \quad i \neq i' \neq i''$)

$$\beta_{0i} = \ddot{k}_{0i} / (6|\ddot{k}_{0i}|T_{0i}), \quad \tau_i = (t - t_{i0} - \dot{k}_{0i}z) / T_{0i}, \quad \xi_i = |\dot{k}_{0i}|z / T_{0i}^2$$

ここで、 \ddot{k}_{0i} は 3 次の分散、 \dot{k}_{0i} は群遅延時間を表す。

(3) 式の右辺について各項を説明すると、①第 1 項は群速度分散項、②第 2 項は 3 次の分散項、③第 3 項括弧内第 1 項は自己位相変調項、④第 3 項括弧内第 2、3 項は相互誘起位相変調項をそれぞれ示す。この④の相互誘起位相変調項はそれぞれ 2 倍されていて、2 項あるので自己位相変調で自己位相変調項のみ存在している時に比較してこの項は大きくなり、より効率よく変調されることを示している。なお、この方程式が変形と言われるのは、②④があるためである。

ファイバー出射時の合成電場については、 $3 \omega_{01}/2$ を中心キャリア角周波数とし、各パルスの中心角周波数での線形屈折率を考慮して、(4) 式のように表す。

$$E_T(z_0, t) = 2^{-1} \{ (n_{01} / n_{02})^{1/2} A_1(z_0, t) \exp[j(\omega_{01}t / 2 + \phi_{T1})] + A_2(z_0, t - t_{20}) + (n_{03} / n_{02})^{1/2} A_3(z_0, t - t_{30}) \exp[j(-\omega_{01}t / 2 + \phi_{T3})] \} \times \exp[j(-3\omega_{01}t / 2 + \phi_{T2})] + c.c. \quad (4)$$

3 結果および考察

3. 1 3パルス解析

3. 1. 1 規格化入射遅延時間比—スペクトル帯域、圧縮パルス幅特性

Fig. 2は横軸規格化入射遅延時間比、縦軸スペクトル帯域、圧縮パルス幅の特性図である。

規格化入射遅延時間比は、大きいほど第2、第3パルスを第1パルスより早く入射するということである。

Delay ratioが1.0と言う第2第3パルスをあまりにも早く入射してしまうパラメータを選ぶと、スペクトル幅は余り広がらなくて、圧縮パルス幅は広がってしまうことになる。

第2第3パルスを第1パルスよりも遅く入射すると、この図には載せていないDelay ratioがマイナス値のパラメータでは急激に悪くなってしまう。

第2第3パルスの入射する早さを適度にするると、Delay ratioが0.4ではスペクトル幅広がったり、Delay ratioが0.1では圧縮パルス幅は狭くなる。

また、スペクトル幅が広がると必ずしも圧縮幅が狭くならない、言い換えればスペクトル帯域のピークと圧縮パルス幅の最小値点が一致しないFig. 2においてはDelay ratioが0.1~0.4の領域が存在する理由は、位相の周波数依存性 $\phi_r(\nu)$ の乱れが大きいため補償しにくくなり圧縮幅が広がってしまうためのものであると考えられる。

ファイバー伝搬長に関しては、伝搬長が長くなるとファイバー内での自己、相互双方の変調効果が多く生じるため、スペクトル帯域が広がり圧縮パルス幅も狭くできる。ただし、 $Z=0.8$ [mm]以上については、強度スペクトルの長波長端が1550nm以上になるため最適値選択条件から外した。なお、1550nm以上については一般的な分散シフトファイバーにおいて分散符号の逆転が起こる波長である。

この結果より得られたベストデータの結果をFig. 3およびFig. 4に示す。

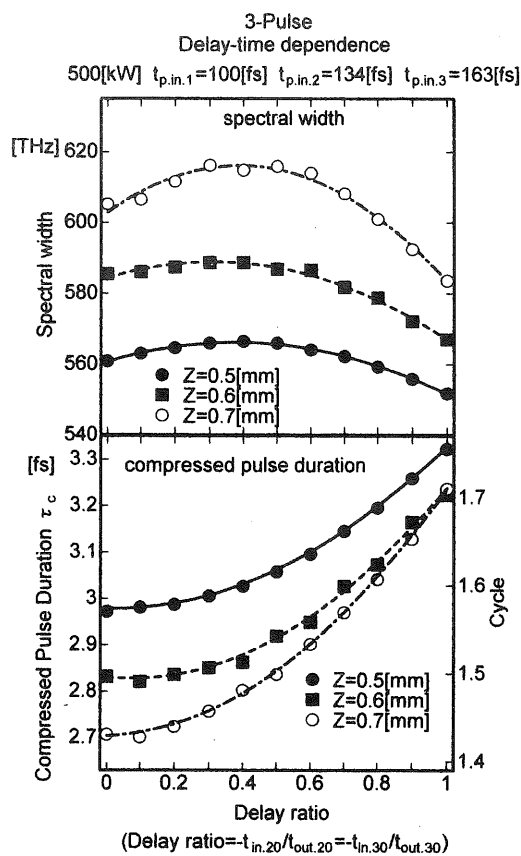


Fig. 2

$$\begin{aligned}
\phi_{T1} &= (k_{01} - k_{02})z_0 + \phi_{01} - \phi_{02} - 3\omega_{01}t_{20} / 2 \\
\phi_{T2} &= k_{02}z_0 + \phi_{02} + 3\omega_{01}t_{20} / 2 \\
\phi_{T3} &= (k_{03} - k_{02})z_0 + \phi_{03} - \phi_{02} + \omega_{01}(4t_{30} - 3t_{20}) / 2
\end{aligned}$$

ここで、 z_0 はファイバー長、 ϕ_{0i} は初期位相差を表す。

そして、(4)式を SVEA 近似、群速度座標系に変数変換、時間 ($t \rightarrow \tau$) と伝搬長 ($z \rightarrow \xi$) の規格化を行うと (5) 式のようなになる。

$$\begin{aligned}
A_T(\xi_{10}, \tau_1) &= [n_{01}P_{01} / (n_{02}(N_{sol.1})^2)]^{1/2} u^{(1)}(\xi_{10}, \tau_1) \exp[j(\omega_{01}T_{01}\tau_1 / 2 + \phi'_{T1})] \\
&+ [P_{02} / (N_{sol.2})^2]^{1/2} u^{(2)}(\xi_{10}, \tau_1) \\
&+ [n_{03}P_{03} / (n_{02}(N_{sol.3})^2)]^{1/2} u^{(3)}(\xi_{10}, \tau_1) \exp[j(-\omega_{01}T_{01}\tau_1 / 2 + \phi'_{T3})] \\
\phi'_{T1} &= \phi_{T1} + \omega_{01}\dot{k}_{01}z_0 / 2 \\
\phi'_{T3} &= \phi_{T3} - \omega_{01}\dot{k}_{01}z_0 / 2
\end{aligned} \tag{5}$$

ここで、 ξ_0 は規格化ファイバー長を表す。

ファイバー出射時パルススペクトルを求めるため (5) 式をフーリエ変換すると、規格化スペクトル振幅は (6) 式のようなになる。

$$\begin{aligned}
A_T(\xi_{10}, \Omega) &= [n_{01}P_{01} / (n_{02}(N_{sol.1})^2)]^{1/2} \exp[j\phi'_{T1}] U^{(1)}(\xi_{10}, \Omega - \omega_{01}T_{01} / 2) \\
&+ [P_{02} / (N_{sol.2})^2]^{1/2} U^{(2)}(\xi_{10}, \Omega) \\
&+ [n_{03}P_{03} / (n_{02}(N_{sol.3})^2)]^{1/2} \exp[j\phi'_{T3}] U^{(3)}(\xi_{10}, \Omega + \omega_{01}T_{01} / 2) \\
&\equiv |A_T(\xi_{10}, \Omega)| \exp[j\phi_T(\Omega)]
\end{aligned} \tag{6}$$

ここで、 Ω は規格化角周波数を表す。

通常実測する強度スペクトルは、(7) 式のように表すことができる。

$$I_T(\Omega) = \frac{\epsilon_0 c n_{02}}{2} |A_T(\xi_{10}, \Omega)|^2 \tag{7}$$

また、圧縮パルスを得るためのチャープ補償に必要な情報である位相の周波数依存性は (8) 式のようなになる。

$$\phi_T(\Omega) = \tan^{-1} \left(\frac{\text{Im}(A_T(\xi_{10}, \Omega))}{\text{Re}(A_T(\xi_{10}, \Omega))} \right) \tag{8}$$

最終的な評価を行うチャープ補償圧縮後の時間波形の算出には (8) 式の位相の周波数依存性 ϕ_T を空間位相変調器で補償し ϕ_c を求め、それを (6) 式の ϕ_T と取り替え、逆フーリエ変換することにより求められる。

この理論に沿って、現状のチタンサファイアレーザーシステムで得られる入射パルスパラメータを用い、いわゆるスプリット・ステップ・フーリエ法を使用して、より現実的に計算機解析した。

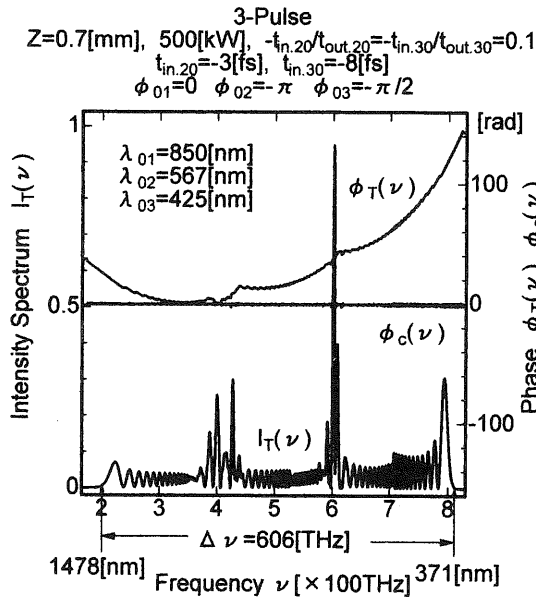


Fig.3

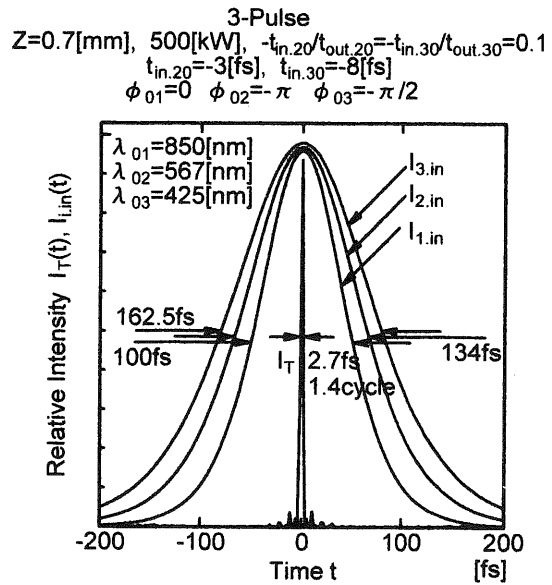


Fig.4

3. 1. 2 パルス幅、ピークパワー特性

また、パルス幅、ピークパワーをいろいろ換えて同様な最適値を求めたものを Fig. 5 に示す。ただし、各点の最適値の条件はファイバー出力時の強度スペクトルは最大値の 1/100 長波長端が 1550nm 以下、圧縮時のサブパルスが最大値の 10%未満を条件としている。

この特性解析で判ったことは、以下の 2 点であった。第 1 点は通常の 1 パルス時の自己位相変調 (SPM) のみの効果では狭くなるが、今回の特性結果においては入射パルス幅を狭くしても圧縮幅は狭くならない。

Fig. 5 において実線、点線を比較すれば明確である。

第 2 点は第 1 点と同様に自己位相変調 (SPM) の特性と異なり入射ピークパワーを大きくしても必ずしも圧縮パルス幅は狭くならない。Fig. 5 において $t_{p,\text{in},1}=100[\text{fs}]$ での点線上の 600kW ~ 800kW の点において示す。

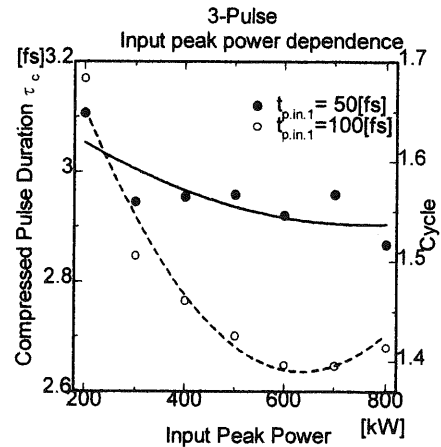


Fig.5

以上、パルス幅、ピークパワーのいずれの条件下で、最もよく圧縮パルス幅の相違の効果が現れるのは入射遅延時間であることが確認された。

3. 1. 3 特性解析結果の考察

3. 2の結果について、なぜ入射遅延時間の効果が最もよく効いて、入射パルス幅やピークパワーの効果が効かない理由として、従来の自己位相変調(SPM)効果を利用したパルス圧縮法と異なり、相互誘起位相変調(MIPM)効果の方が変調効率に著しく効果が現れるためであると考えられる。これは、ファイバー伝搬方程式の非線形項中において相互誘起位相変調の項が大きく影響していることから明らかである。そして、それは全パルスが重なっていることを必要とするため、実効的なパルスの重なり有効長が遅延時間によって大きく左右されるということである。よって、入射ピークパワーがあってもファイバー中で重なっている実効的距離が少なければ変調効率が悪く、結果として圧縮効率はよくなるらない。

また、1パルス時の自己位相変調(SPM)のみの効果を利用した圧縮法で有効であった入射パルス幅を狭くすると言うのも、今回の、自己位相変調(SPM)の効果と3パルス入射による相互誘起位相変調(MIPM)の効果を利用した方法において有効でなかったのは、結局は重なっている実効長が短くなったり、分散効果が大きくなるため変調効果はさほどよくなるらないためであると考えられる。

さらに、変調を起こす効果のあるファイバーにおいても長く通しすぎても圧縮効率がよくなるらないのは、3つのパルスのスペクトル強度の干渉帯域が広くなり、それにより位相の周波数依存性の乱れが生じてしまうことや、3つのパルスのずれが著しくなるため等の問題があるためと考えられる。

3. 2 2パルス解析

パルス制御の容易さ、光学系の単純化の観点から2パルス(基本波、第2高調波)のみの場合の、特性解析についても行った。Fig.1において ω_{02} を使用しない光学系である。

3. 2. 1 基本方程式

基本方程式は、3パルス解析において第2パルスの入射ピークパワーがないと考えるならば、ほとんど3パルス解析の基本方程式をそのまま応用できる。

ファイバー伝搬時のパルスについての、2つのパルスの相互誘起位相変調変形非線形 Schrödinger 伝搬方程式は(9)式のようになる。3パルス入射時では(3)式に相当する。

$$\frac{\partial u^{(i)}(\xi_i, \tau_i)}{\partial \xi_i} = -\frac{j}{2} \text{sgn}(k_{0i}) \frac{\partial^2 u^{(i)}(\xi_i, \tau_i)}{\partial \tau_i^2} + \beta_{0i} \frac{\partial^3 u^{(i)}(\xi_i, \tau_i)}{\partial \tau_i^3} + j \left[|u^{(i)}(\xi_i, \tau_i)|^2 + 2|u^{(i')}\xi_i, \tau_i)|^2 \right] u^{(i)}(\xi_i, \tau_i) \quad (9)$$

$(i, i' = 1, 2 \quad i \neq i')$

ここで、3パルス入射時と比較して相互誘起位相変調の項(右辺第3項括弧内第2項)が

1つしかないため、その効果が小さくなる。

ファイバー出射時の合成電場については、 $3\omega_{01}/2$ を中心キャリア角周波数とし、各パルスの中心角周波数、合成波中心周波数での線形屈折率を考慮し、規格化合成電場波形は(10)式のようになる。3パルス入射時では(5)式に相当する。

$$A_T(\xi_{10}, \tau_1) = [n_{01}P_{01} / (n_{oh}(N_{sol.1})^2)]^{1/2} u^{(1)}(\xi_{10}, \tau_1) \exp[j(\omega_{01}T_{01}\tau_1 / 2 + \phi'_{T1})] \\ + [n_{02}P_{02} / (n_{oh}(N_{sol.2})^2)]^{1/2} u^{(2)}(\xi_{10}, \tau_1) \exp[j(-\omega_{01}T_{01}\tau_1 / 2 + \phi'_{T2})] \quad (10)$$

$$\phi'_{T1} = \phi_{T1} + \omega_{01}k_{01}z_0 / 2 \quad \phi_{T1} = k_{01}z_0 + \phi_{01}$$

$$\phi'_{T2} = \phi_{T2} - \omega_{01}k_{01}z_0 / 2 \quad \phi_{T2} = k_{02}z_0 + 2\omega_{01}t_{20} + \phi_{02}$$

ここで、 n_{oh} : 合成波中心周波数でのファイバーの線形屈折率を表す。

ファイバー出射時パルスのスペクトルを求めるため(10)式をフーリエ変換すると、規格化スペクトル振幅は(11)式のようになる。3パルス入射時では(6)式に相当する。

$$A_T(\xi_{10}, \Omega) = [n_{01}P_{01} / (n_{oh}(N_{sol.1})^2)]^{1/2} \exp[j\phi'_{T1}] U^{(1)}(\xi_{10}, \Omega - \omega_{01}T_{01} / 2) \\ + [n_{02}P_{02} / (n_{oh}(N_{sol.2})^2)]^{1/2} \exp[j\phi'_{T2}] U^{(2)}(\xi_{10}, \Omega + \omega_{01}T_{01} / 2) \quad (11)$$

$$\equiv |A_T(\xi_{10}, \Omega)| \exp[j\phi_T(\Omega)]$$

強度スペクトルは、3パルス入射時の(7)式について n_{02} を n_{oh} に換える。

位相の周波数依存性は、3パルス入射時の(8)式と同じ考え方をする。

3. 2. 2 規格化入射遅延時間比—スペクトル帯域、圧縮パルス幅特性

Fig. 6は2パルス入射の場合の横軸規格化入射遅延時間比、縦軸スペクトル帯域、圧縮パルス幅の特性図である。ただし、各点の表示条件は3.1.2で述べた3パルス解析のときと同様である。

ここで、 $Z=0.7$ [mm]以下 $Z=1.1$ [mm]以上についてと Delay ratio=0, 0.1と 0.7~1.0は、圧縮時のサブパルスが大きいいため、また、強度スペクトルの長波長端が 1550nm 以上になるため最

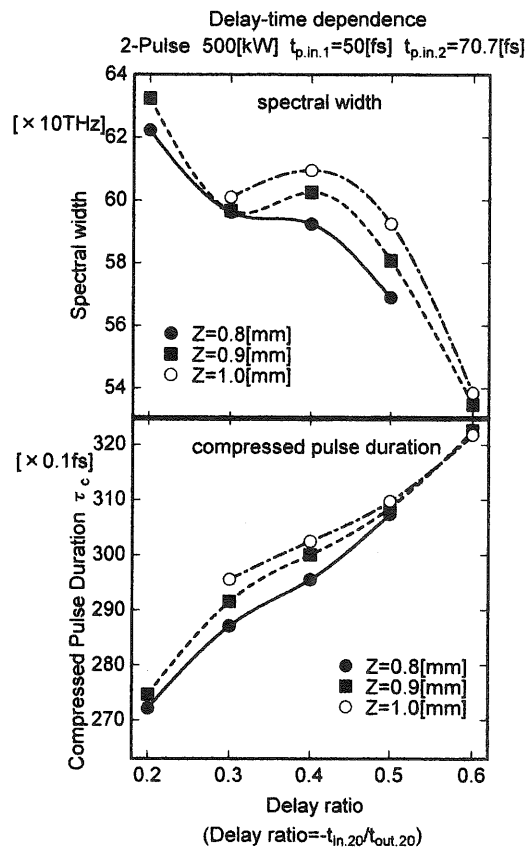


Fig.6

適値選択条件から外した。

結果を述べると、第2パルスをあまりにも早く入射するとスペクトル幅は余り広がることがなく、圧縮パルス幅は広がってしまう。Fig. 6においてDelay ratioが0.6の点。

入射遅延時間比が0~0.1では、強度スペクトルは表示条件内の長波長端が1550nm以下ではあるが、圧縮パルスのサブパルスが大きくなり表示条件外となる。

第2パルス第1パルスよりも遅く入射すると、Fig. 6には載せていないDelay ratioがマイナス値のパラメータでは、表示条件から外れたり、急激に悪化する。

Fig. 6のDelay ratioが0.2のように、第2パルスの入射する早さを適度にするとスペクトル幅は広がり、圧縮パルス幅は狭くなる。

また、3パルス入射の場合と違ってスペクトル幅が広くなると圧縮幅も狭くなっている。言い換えれば、スペクトル帯域のピークと圧縮パルス幅の最小値点の一致がある。この理由は、今回示した最適ファイバー長付近では、両パルスのスペクトル強度の重なりが少なく、位相の周波数依存性 $\phi_T(\nu)$ の乱れが小さいためであると考えられる。そして、このスペクトル強度の重なり部分が合成パルスの中心周波数付近であるために、3パルス入射以上に大きく圧縮パルス幅に関係しているものと考えられる。

ファイバー伝搬長に関しては、伝搬長が長くなるとファイバー内での自己、相互双方の変調効果が多く生じるため、スペクトル帯域が広がる。しかし、圧縮パルス幅は3パルス入射と異なっても狭くならない。これは、両パルスのスペクトル強度の重なりが大きく、位相の周波数依存性 $\phi_T(\nu)$ の乱れが大きくなるため、チャープ補償に悪い影響をもたらしているものと考えられる。

この結果より得られたベストデータの結果をFig. 7およびFig. 8に示す。

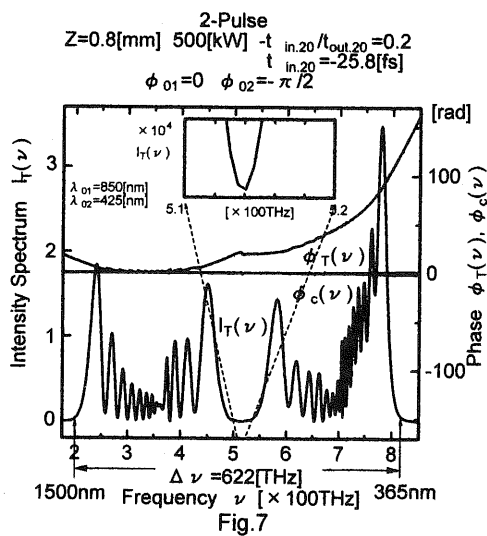


Fig.7

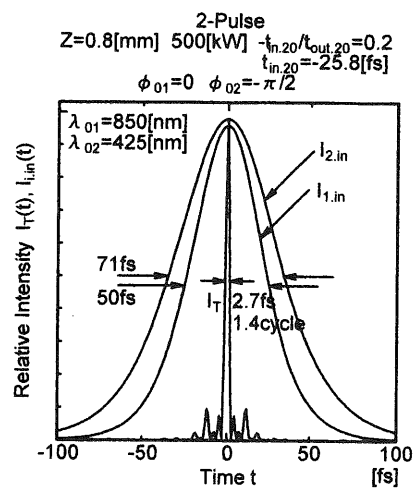


Fig.8

3. 2. 3 パルス幅、ピークパワー特性

2パルス解析についても3パルス解析同様にパルス幅、ピークパワーをいろいろ換えて最適値を求めた特性図をFig. 9に示す。ただし、各点の最適値の条件は3. 1. 2で述べた3パルス解析と同様である。

また、入射ピークパワーを大きくしていくと強度スペクトルの帯域が広がり、長波長端が1550nm以上になる点が増える。このため、選択条件を極力少なくし、特性解析考察点を増やすため、第1パルスの入射中心波長を850nmから750nmへと換えて特性解析を行った。

この今回の特性解析で判ったことは、3パルス解析と異なって、入射パルス幅を狭くすればFig. 9点線で示したように圧縮幅は狭くなり、入射ピークパワーを大きくすると、圧縮パルス幅は狭くなるということである。これは、通常の1パルス時の自己位相変調(SPM)のみの効果と同様である。この効果の理由としては、3. 2. 1 ((9)式参照)でも述べたように3パルス入射時と比較して相互誘起位相変調の効果がいいため自己位相変調効果の影響が大きく出てしまうためであるものと考えられる。

結果として、このパルス幅、ピークパワーのいずれの条件でも最もよく効果が現れるのは、3パルス同様、入射遅延時間であることが確認された。

3. 2. 4 第2パルス入射波長シフト特性解析

2パルス特性解析の応用として、第1パルスの入射波長を基本波として固定し、第2パルスの入射波長を第1パルス入射波長に近づけるように換える、すなわち、第2高調波(SH)励起パラメトリック発生(PG)パルスを使用する特性解析についてFig. 10に示す。Fig. 1において ω_{03} を使用しない光学系を示す。また、第1パルスの入射中心波長は3. 2. 3同様、750nmで行った。

結果として、第2パルスの入射波長を第1パル

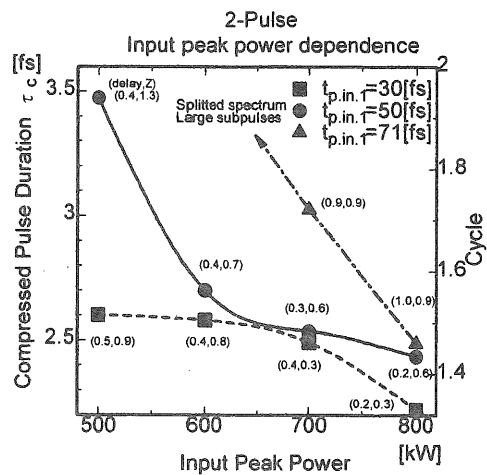


Fig. 9

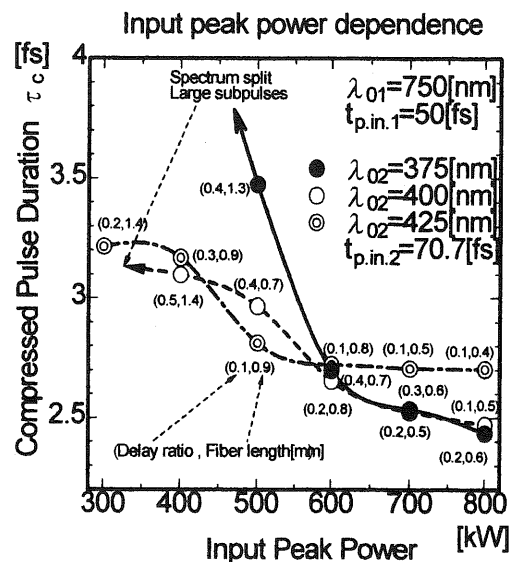


Fig. 10

スの入射波長に近づけるように換えた方が、従来の2逡倍光を使用した時(3.4)よりも低パワー側でサブパルスの小さい圧縮パルスが得られることが確認された。Fig. 10 中の 300~400kW の◎や○印で示した。この手法はファイバダメージを避けることもでき、また、高パワーによる種々の効果を避けるための光学系を組むのに有効である。以下にその結果を考察する。

3.2.3 まで述べたように2逡倍光を使用する手法ではパワーが弱いと、ファイバ伝搬長を長くしても変調の効果が弱いために、スペクトル強度の広がりが悪く、そのため合成波の中心周波数付近において、スペクトル強度が弱くなる傾向を示した。そのため、空間位相変調器で圧縮しても Fig. 11 に示したようにサブパルスが大きくなる問題が生じていた。

しかし、第2パルスの入射波長を第1パルスの入射波長に近づけるように換えることにより、2逡倍光と同様に変調の効果が弱くスペクトル強度の広がりが悪くても、合成波の中心周波数付近のスペクトル強度の弱い帯域が狭くなるので Fig. 12 に示したように圧縮パルスのサブパルスを小さくすることができる。

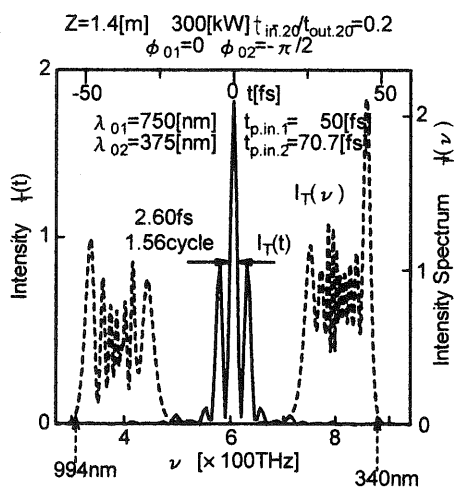


Fig.11

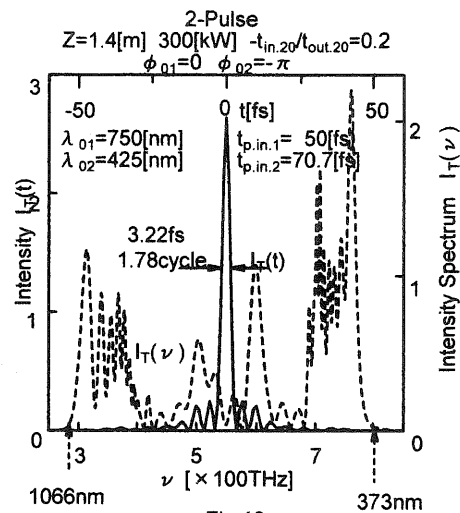


Fig.12

また、第2パルスの入射波長を第1パルスの入射波長に近づけ過ぎると高パワー側において、Fig. 10 中の 700~800kW の◎印に示したように良い結果は得られない。これは、両スペクトル強度が合成波の中心周波数付近において重なり、干渉しあっているためにその部分のチャープに乱れが生じ、チャープ補償に悪い影響をもたらしているためであると考えられる。Fig. 13 にこの 800kW の◎印のデータを示す。

しかし、第2パルスの入射波長を第1パルスの入射波長に近づける波長を適度を選ぶことにより、Fig. 10 中の 700~800kW の○印に示したように高パワー側においても2逡倍光での圧縮結果にほぼ近い結果が得られる。Fig. 14 にこの 800kW の○印のデータを示す。

このことにより、Fig. 10 の○印に示すように、400kW の低入射パワーではサブパルスの小

さい圧縮パルス波形が得られ、また、800kWの高入射パワーにおいても2通倍光での圧縮結果にほぼ近い結果が得られるような広範囲の入射パワーで使用可能な第2パルスの入射中心波長が存在することが明らかになった。

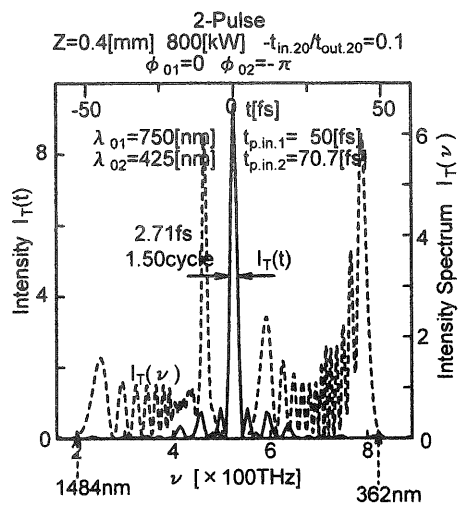


Fig.13

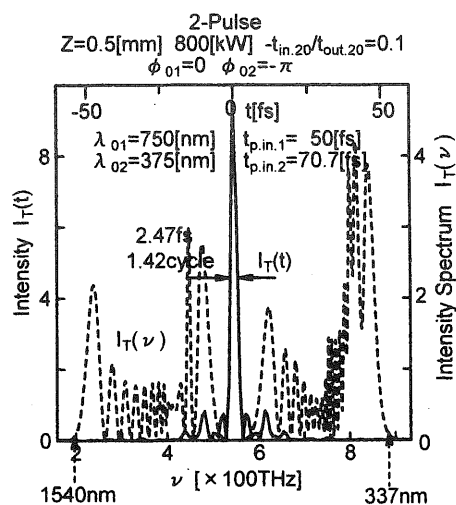


Fig.14

以上の結果から、2パルス入射時の圧縮パルス幅を狭くするための条件には次のようなことがあげられる。

- ①ファイバー中での自己、相互双方の変調効果を利かせ、スペクトル幅をできるだけ広くする。
- ②チャープ補償を容易に行われやすくするため両パルスの干渉部分を少なくする必要がある。

そのため、ある入射ピークパワーを選ぶことにより、そのパワーにおいて最適な第2パルス入射波長が存在する。

また、第2パルスの入射中心波長を選ぶことにより広範囲の入射ピークパワーでも、サブパルスの少ない圧縮パルスを得ることが可能である。

4 結 語

解析結果より現状での結論を以下に列挙する。

- ①3連立非線形伝播方程式を計算機解析すると、相互誘起位相変調により近赤外から近紫外波長領域における超広帯域コヒーレントパルスが得られ、さらにこれを現状の空間位相変調器でチャープ補償すると、中心周波数に対してモノサイクル台の超短パルスが得られることが可能であることが確認された。

た、他の入射パラメーターとしてのピークパワーやパルス幅によるものより、最も影響することが確認された。

③実際に生ずる各パルス間の初期位相差 $\varphi_{01} = 0$ 、 $\varphi_{02} = -\pi$ 、 $\varphi_{03} = -\pi/2$ の効果は、各パルスのスペクトル間の干渉部分にわずかに影響するが、この効果はチャープ補償可能でパルス圧縮効率にはほとんど影響がないことが確認された。

④第2パルスの中心周波数が $\Delta\nu_{02} = 10^{12}(\text{Hz})$ $\Delta\nu_{02} / \nu_{02} = 1/530$ 程度のずれが生じて、圧縮効率にはほとんど影響がないことが確認された。

⑤光学系を簡略化した2パルスの場合でも、モノサイクル台のパルスが得られることが確認された。

⑥2パルス入射において、低入射パワーでサブパルスの小さい圧縮パルス波形が得られ、また、高入射パワーにおいても2通倍光での圧縮結果にほぼ近い結果が得られるような広範囲の入射パワーで使用可能な第2パルスの入射中心波長が存在することが明らかになった。

今後の課題としては実験での実証以外に次のようなことがあげられる。

①各パルスの入射時の遅延時間、パルス幅、ピークパワー、中心波長、チャープ等を最適ファイバー長とも関連づけながら検討することにより、より圧縮効率を高められる可能性がある。

②広帯域で透明な高非線形ファイバーを用いることにより、より小さなパワーで圧縮効率を高められる可能性がある。

③この超広帯域スペクトルは、モノサイクル化のみならず、光波整形等にも応用できる可能性を秘めている。

本研究を行うにあたり、計算機環境をご提供頂いている本学建設システム工学科服部定育教授、および北海道大学工学部汎用シミュレータ施設丸山澄夫技官には心より感謝申し上げます。また、ご理解を頂いている本学材料物性工学科所属研究室の諸先生方には心より感謝申し上げます。終始ご助言を頂いている本学電気電子工学科今井正明教授に謝意を表す。最後に、本研究の実施にあたり、ご指導を頂いている北海道大学工学部山下幹雄教授に深く感謝する。

参考文献

- 1) M. Yamashita, H. Sone and R. Morita: Jpn. J. Appl. Phys. **35** (1996) L1194.
- 2) Govind P. Agrawa "Nonlinear Fiber Optics (Second Edition)" (Academic Press, San Diego, Calif., 1995).
- 3) 山下幹雄、森田隆二、曾根宏靖: レーザー研究 Vol. 22 No. 2 p81-90.
- 4) J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing and P. S. Pershan: Phys. Rev. **127** (1962) 1918.
- 5) W. J. Tomlinson, R. H. Stolen, and C. V. Shank: J. Opt. Soc. Am. **B1** (1984) 139.
- 6) M. Yamashita and K. Torizuka: Jpn. J. Appl. Phys. **29** (1990) 294.
- 7) 末田 正 他: 超高速光エレクトロニクス 培風館.
- 8) 矢島 達夫 他: 超高速光技術 丸善.
- 9) 森田隆二、曾根宏靖、佐藤康郊、山下幹雄: 文部省科学研究費重点領域研究、総合シンポジウム (1992. 10) .
- 10) 森田隆二、曾根宏靖、佐藤康郊、山下幹雄: 文部省科学研究費重点領域研究、総合シンポジウム (1992. 12) .
- 11) 森田隆二、曾根宏靖、山下幹雄: 応用物理学関係連合講演会 (1993. 3).
- 12) Ryuji Morita, Hiroyasu Sone, Chihiro Ohshima and Mikio Yamashita: Conference on Laseres and Electro-Optics (CLEO) (1993. 5).
- 13) M. Yamashita, H. Sone and R. Morita : International Workshop on Femtosecond Technology (FST'96) (1996. 2).
- 14) 山下幹雄、曾根宏靖、森田隆二: 応用物理学関係連合講演会 (1996. 3).
- 15) 曾根宏靖、山下幹雄、森田隆二: 応用物理学関係連合講演会 (1996. 9).
- 16) 曾根宏靖、山下幹雄、森田隆二: 電気関係学会北海道支部連合大会講演会 (1996. 10).
- 17) 曾根宏靖、山下幹雄、森田隆二: 応用物理学会北海道支部、レーザー学会東北・北海道支部合同学術講演会講演会 (1996. 11).
- 18) M. Yamashita, H. Sone and R. Morita : International Workshop on Femtosecond Technology (FST'97) (1997. 2).
- 19) 曾根宏靖、山下幹雄、森田隆二: 応用物理学関係連合講演会 (1997. 3 講演予定).
- 20) M. Yamashita, H. Sone and R. Morita : Conference on Laseres and Electro-Optics (CLEO) (1997. 7 講演予定).