

光ソリトン伝送

NTT 伝送システム研究所 中沢 正隆

Optical soliton transmission

Masataka Nakazawa

NTT Transmission Systems Laboratories

1. はじめに

分散性の強い非線形な媒質中を伝播する波の包絡線がソリトンを作ることは、1960年代の当初からプラズマ中での波動において知られていた。プラズマ物理学者であるベル研究所の Hasegawa と Tappert は、光ファイバ中においても非線形性と分散がつり合うことにより、ソリトンが発生できることを 1973 年に理論的に示したり、光ファイバ中のソリトンは光パルスの包絡線ソリトンであり、非線形シュレディンガー方程式、すなわち、そのポテンシャルが波動関数の絶対値の二乗で与えられる方程式によって記述される。光ファイバ中の非線形性としては自己位相変調効果が安定なソリトンを作り出すうえで重要な役割りを果たしている。

自己位相変調効果のもととなる非線形屈折率 n_2 は 3.2×10^{-16} cm/W 程度であるが、このような小さな値で群速度分散を補償できるのは、光ファイバ中でのパワー密度が比較的高いためである。即ち、光ファイバは光波を屈折率の高い微小断面のコア内部に閉じ込めて導波するものであるから、パワー密度が高くなりやすく、また回折現象がないため非線形光学効果を起こしやすい。さらに、シリカ系ガラスの光ファイバの損失は 0.2 dB/km と大変小さいため、相互作用長が長くとも、非線形現象がさらに顕著となる。このため、ソリトン効果の他、誘導ラマン散乱、誘導ブリルアン散乱および誘導 4 光子混合など様々な効果が報告されている²⁾。

本稿では、超高速光通信の実現へ向けて大変有望視されている光ソリトンについて、その基本的

特性を中心に述べる。

2. 光ファイバ中での非線形波動の伝播

自己位相変調効果 (Self Phase Modulation ; 以下 SPM と略す) は光カー効果に起因しており、カー効果による屈折率変化を $\Delta n(t)$ とすると、

$$\Delta n(t) = n_2 |E(t)|^2 \quad (1)$$

と表わされる。ここで $E(t)$ は電場の大きさ、 n_2 は前述した非線形屈折率である³⁾。光カー効果が短時間に生ずると、それとともに電場の位相が変化する。これが SPM であり、角周波数の変化 $\Delta\omega(t)$ は

$$\begin{aligned} \Delta\omega(t) &= -\frac{\partial}{\partial t} \Delta\phi(t) \\ &= -\frac{2\pi n_2 l}{\lambda} \frac{\partial}{\partial t} |E(t)|^2 \end{aligned} \quad (2)$$

で表わされる。したがって、高強度の超短光パルスをファイバに入射すると、短時間に急激な位相変化が生じ、式(2)に示すような周波数の時間変化(チャーピング)をもつパルスに変化する。即ち、パルスの立ち上がり部分の周波数はキャリア周波数よりも低く、立ち下がり部分では周波数が高くなる。この様子を Fig. 1 の (a) と (b) に示す。

では、SPM によるチャープパルスが分散性媒質中を伝播するときそのパルス波形はどのように変化するであろうか。シリカ系単一モードファイバでは、一般に Fig. 1 の (c) に示すような群速度分散 (Group Velocity Dispersion ; GVD) の特性と、(d) に示す損失波長特性をもつ⁴⁾。波長 1.32 μm 付近に材料分散と構造分散とがつり合う零分散波長が存在し、それより短波長側では GVD は

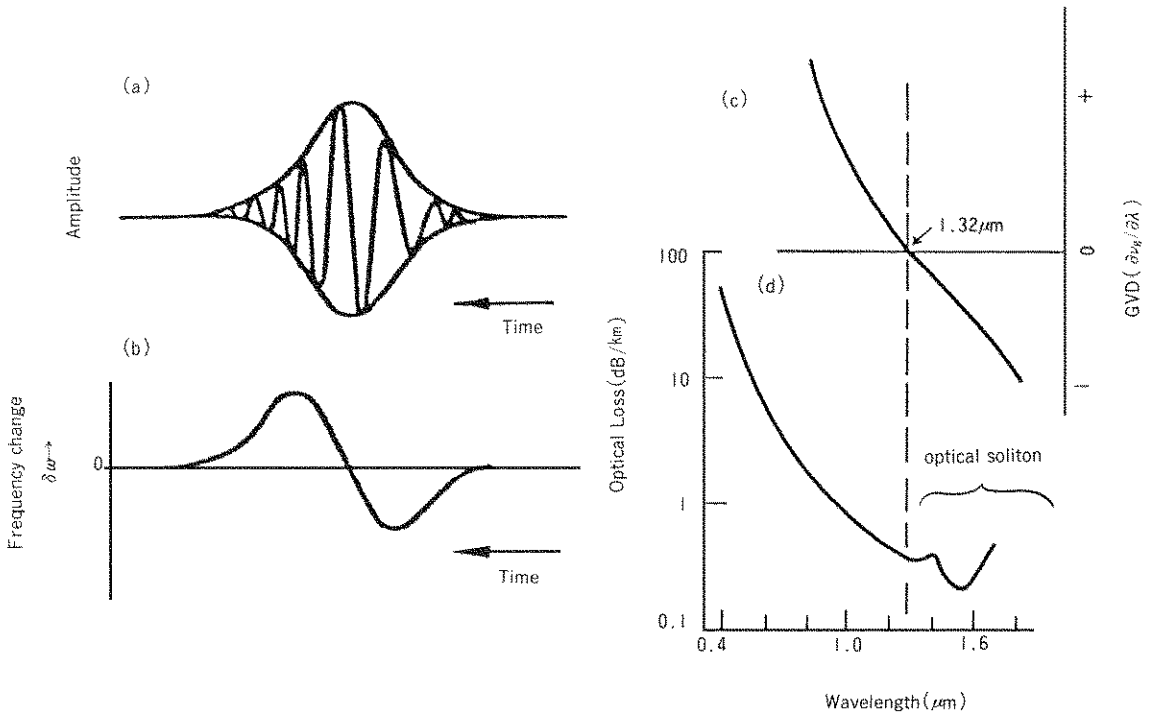


Fig. 1 光ファイバ中の自己位相変調効果, 群速度分散, および損失波長特性の関係 (a)と (b)は SPM, (c)は GVD, (d)は損失波長特性を示す.

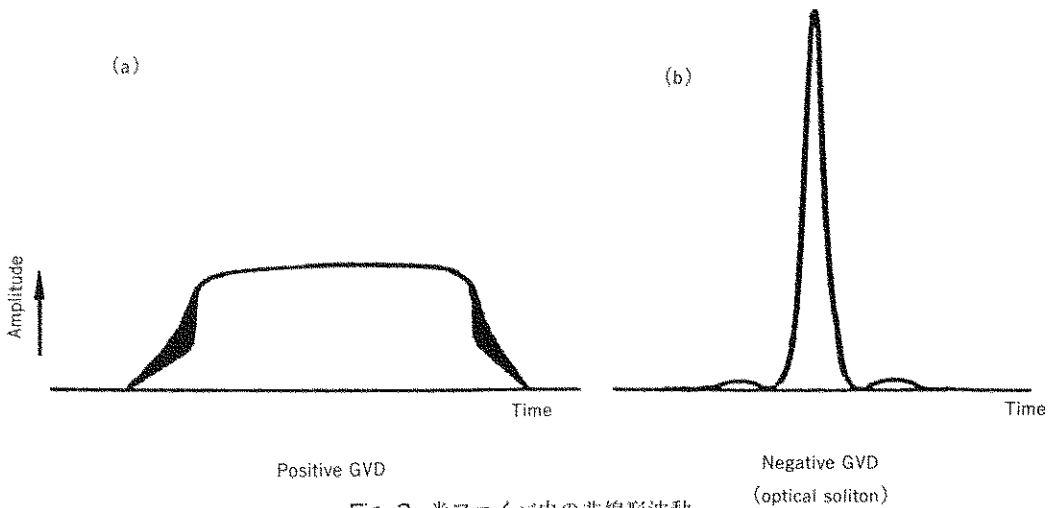


Fig. 2 光ファイバ中の非線形波動.
(a) 正の GVD の場合, (b) 負の GVD の場合 (光ソリトンに対応)

正, 長波長側では負の値となる。従って, SPM を有する光パルスの中心波長が光ファイバの正の GVD にある場合には, パルスの立ち上がりは長波長側にシフトするため, その部分の速度はより速く, 逆に立ち下り部分は周波数が高くなるため遅くなる。その結果, パルス中心部のエネルギー

は両翼に分配され, 最終的には Fig. 2(a) に示すような短形波に近づく。

これとは逆に GVD の符号が負となる波長 $1.32 \mu\text{m}$ より長波長の領域でのチャープパルスは, パルスの立ち上がり部分での速度は遅くなり, 立ち下り部分では速くなる。従って, Fig. 2(b) に示

すように光パルスは圧縮され、最終的にはGVDによる広がりやSPMによる圧縮の効果とが釣り合った安定なパルスとなる。これが光ソリトンの原理である⁵⁻⁷⁾。ここで注目したいのは、Fig. 1の(d)において示したように、負のGVDはシリカ系ファイバの最低損失波長域において得られるため大変都合がよいことである。すなわち、光ソリトンはファイバの最低損失波長域において実現できるため、長距離の高速通信にとって大変有効である。

波動方程式により、ソリトンの挙動について考えよう。Maxwellの波動方程式において、その非線形分極として光カー効果を考慮し、線形な効果としてGVDを考慮する。光パルスが群速度 v_g で伝播する場合、パルスの包絡線 $E(z, t)$ に関する方程式は包絡線近似を用いて次のように与えられる。

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t}\right) E(z, t) = i \frac{1}{2} \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} E(z, t) - i \alpha |E(z, t)|^2 E(z, t) \quad (3)$$

右辺第一項および第二項はそれぞれGVD, SPMを表わし、 $\alpha = k(\omega_0) n_2 \phi$ で与えられる。ここで、 ϕ はファイバ断面での横モードの分布から求まり、

$$\phi = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^\infty R^4(r) r dr d\theta}{\int_0^{2\pi} \int_0^\infty R^2(r) r dr d\theta} \quad (4)$$

で表わされる。 $R(r)$ がガウス分布の場合(LP₀₁モードは近似的にガウスモード)、 $\phi = \frac{1}{2}$ となることが容易に確かめられる。

ここで、 $\tau = t - z/v_g$ 、 $\xi = z$ の座標変換を行い、光パルスに乗って式(3)を記述すると、

$$(-i) \frac{\partial u}{\partial q} = \pm \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial s^2} + |u|^2 u \quad (5)$$

を得る。 $u = E/\sqrt{P_0}$ であり、 P_0 は規格化パワーと呼ばれ $\alpha P_0 = \alpha_0^{-1}$ の関係をもつ。また、方程式を無次元化するために、

$$s = \frac{\tau}{\sqrt{|\partial^2 k / \partial \omega^2| z_0}} \quad (6.1)$$

$$q_0 = \sqrt{|\partial^2 k / \partial \omega^2| z_0} \quad (6.2)$$

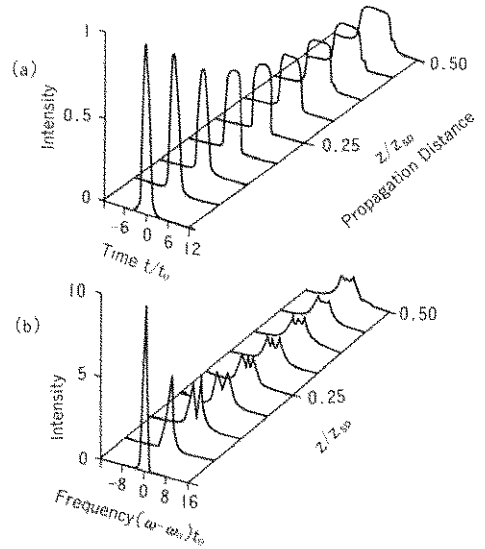


Fig. 3 正のGVD域における非線形波動の伝播特性。(a)波形変化、(b)スペクトル変化を示す。

$$q = \frac{\xi}{z_0} \quad (6.3)$$

の変換を行っている。右辺第一項の符号はGVDが正のとき $-$ 、負のとき、即ちソリトンのとき $+$ をとる。

GVDが正の場合、初期値として $u = \text{sech}(s)$ を式(5)に代入したとき、パルスがどのように変化していくかをFig. 3に示す。Fig. 3(a)には波形(包絡線)の変化を、Fig. 3(b)にはその波形に対応した周波数スペクトルの変化を示す⁹⁾。前述したように、パルスが矩形化していくとともに、SPMにより周波数スペクトルが広がっていく様子がよくわかる。矩形化とともにパルスの両端付近ではFig. 2(a)に示すような“さざ波現象”が観測されOptical Wave Breakingと呼ばれている⁹⁾。

3. ソリトン伝播

式(5)においてGVDの符号が負の場合、光ソリトンが形成される。その方程式を再掲すると

$$(-i) \frac{\partial u}{\partial q} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial s^2} + |u|^2 u \quad (7)$$

この式を非線形シュレディンカ方程式(Non-linear Schrödinger Equation; NLS)と呼び、ソ

リトンを記述する、式(7)の最低次数の解(規格化した $N=1$ ソリトン)は次のような sech パルスであることが確かめられる、

$$u(q, s) = 2\eta \operatorname{sech}(2\eta s) e^{-i2\eta^2 q} \quad (8)$$

NLS の初期値問題は Satsuma と Yajima によって解かれており¹⁰⁾, $u(0, s) = A \operatorname{sech}(s)$ の光パルス入力に対しては

$$A + \frac{1}{2} > N \quad (9)$$

を満足する N ソリトンが存在する、但し、 N は整数である、 $A < \frac{1}{2}$ の条件では SPM よりも GVD が支配的でソリトンではない、 $N=1$ ソリトンの条件は

$$\frac{1}{2} < A < \frac{3}{2} \quad (10)$$

で与えられ、式(8)に示した sech の形をもつ、式(8)において $\eta = \frac{1}{2}$ のとき $N=1$ の標準ソリトンを表わす、 $N=1$ ソリトンのエネルギー ε は

$$\varepsilon = P_0 \int_{-\infty}^{\infty} |u|^2 ds = 4\eta \sqrt{\left| \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \right|} \quad (11)$$

また、半値全幅が τ_{FWHM} である sech パルス入力に対して規格化伝播距離 z_0 は GVD が

$$|D| = \frac{2\pi c}{\lambda^2} \left| \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \right| \quad (12)$$

で与えられることを用いると

$$z_0 = 0.322 \left(\frac{2\pi c}{\lambda^2} \right) \frac{\tau_{FWHM}^2}{|D|} \quad (13)$$

であり、 $N=1$ の標準ソリトンに対して τ_{FWHM} のパルス幅をもつソリトンのピークパワー $P_{N=1}$ は、

$$P_{N=1} = 0.776 \frac{\lambda^2}{\pi^2 c n_2} \frac{|D|}{\tau_{FWHM}^2} A_{eff} \quad (14)$$

で与えられる、

$A > 3/2$ の場合には、その大きさに応じて高次のソリトンとなる、 $N=1, 2$, および 3 のソリトンの波形を Fig. 4 に示す、 $N=1$ のソリトン波形は、その伝播方向に沿って変化せず、またエネルギーも一番低いことから光通信に有望である、ここで N ソリトンのピークパワー P_N は

$$P_N = N^2 P_{N=1} \quad (15)$$

で与えられていることに注意したい、 $N=2, 3$ の高次ソリトンは Fig. 4 に示すように

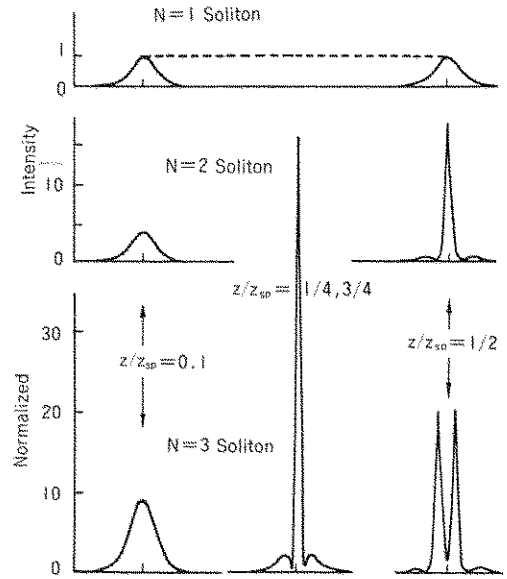


Fig. 4 $N=1, 2$, および 3 ソリトンの波形変化、

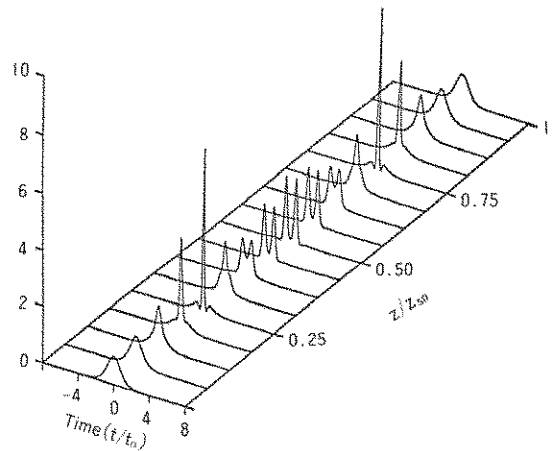


Fig. 5 $N=3$ ソリトンの伝播方向での波形変化、最短パルスは $z/z_{SP} = 0.25$ と 0.75 で形成されている、

$$q = \frac{\xi}{z_0} = \frac{\pi}{2} \frac{\xi}{z_{SP}} = \frac{\pi}{2} \quad (16)$$

を満たす周期を高次のソリトンに対してもつ、 z_{SP} を光ソリトンの周期と定義すると

$$z_{SP} = 0.322 \left(\frac{\pi^2 c}{\lambda^2} \right) \frac{\tau_{FWHM}^2}{|D|} \quad (17)$$

となる、Fig. 3 に現われた z/z_{SP} はこれである、高次ソリトンは多数の $N=1$ 基本ソリトンが非線形に干渉し合いながら伝播すると考えてよい、ある

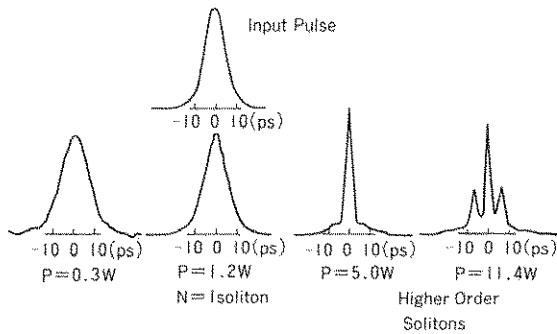


Fig. 6 単一モードファイバ中での光ソリトン観測の最初の実験結果

距離では、基本ソリトン間の干渉が同相で起こり、パルスを強め合ひ、ある距離においては逆相で弱め合ひ、このようにして、Fig. 4 に示すようにパルス波形の包絡線が変化しながら伝播する。ここで、 $N=3$ のソリトンを例にとり、伝播方向での波形変化を Fig. 5 に示す。ただし、伝播方向について

では、ソリトン周期 z_{SP} で規格化しており、また、光強度は $N^2(=3^2)$ で規格化している。これより、Fig. 4 に対応して $z/z_{SP}=1/4, 3/4$ でパルスが急峻化していることがわかる。 $z=0$ と $z=0.25z_{SP}$ でのパルス圧縮の比率は 8.4 である。

ここで $N=1$ ソリトンを形成するのに必要なパワー $P_{N=1}$ を波長 $1.55 \mu\text{m}$ のカラーセンターレーザを例にとって考えてみよう。 $\tau_{FWHM}=7 \text{ ps}$, $|D|=6 \text{ ps/km}\cdot\text{nm}$, $\lambda=1.55 \mu\text{m}$, $A_{\text{eff}}=1 \times 10^{-6} \text{ cm}^2$ とすると $P_{N=1}$ は約 1 W となる。さらに光ソリトン用ファイバとして、 $1.5 \mu\text{m}$ 帯分散シフトファイバを用い、さらにスポットサイズの細径化を図ると $|D|=2 \text{ ps/km}\cdot\text{nm}$, $A_{\text{eff}}=2 \times 10^{-7} \text{ cm}^2$ 程度に設定できるので $P_{N=1}$ は 25 mW 程度まで小さくなる。数 10 mW から 1 W 程度のピークパワーは半導体レーザの進歩によって十分達成可能であるため、光ソリトン通信の実現性はかなり高いと言えよう。

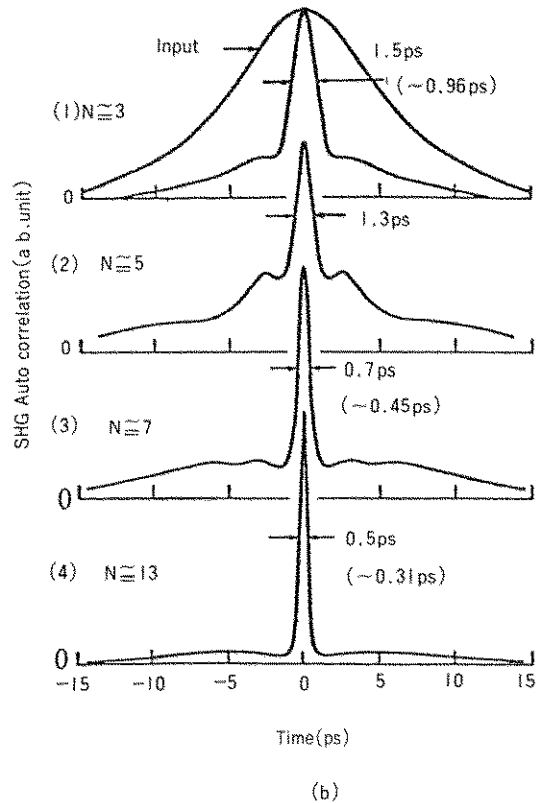
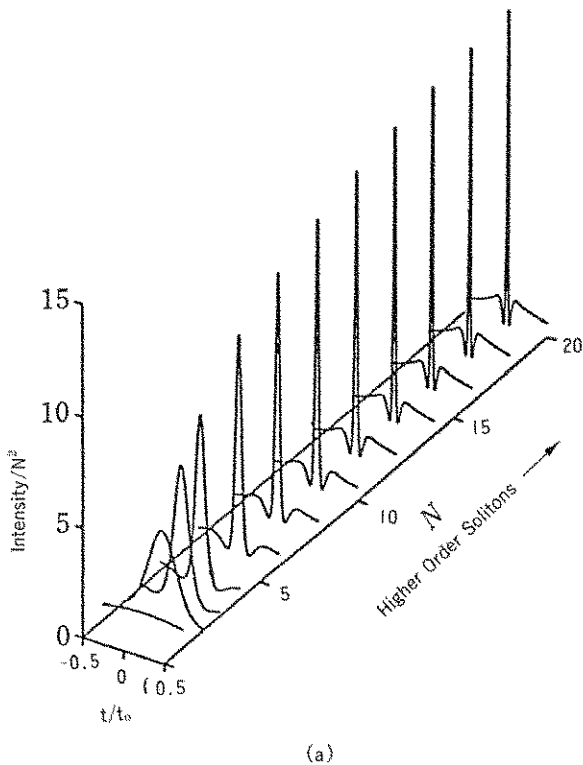


Fig. 7 高次ソリトンのパルス幅および強度変化とその実験結果。(a)ソリトン次数 N の変化にもなうソリトンパルス幅とそのピーク強度の変化、(b)その実験結果

Mollenauerらは、1980年、700 mの単一モードファイバを用いてFig. 6に示すような自己相関波形の変化からソリトン効果を実証した¹¹⁾、図によると、 $P_{N=1}=1.2$ Wで $N=1$ ソリトンが励振され、ファイバのGVDにもかかわらず、そのパルス幅は入力と変わらない、入力を増すと自己相関波形が変化し、高次ソリトンが発生していることがわかる、図4と図6からわかるように $N>1$ のソリトンを用いるとパルス圧縮の効果が期待できる、Fig. 7(a)と(b)に高次ソリトンによるパルスの圧縮とその実験結果を示す¹²⁾、(a)より、ソリトンの次数 N が大きくなるにつれて光パルスが圧縮されていく様子がわかる、ここで縦軸は、光強度を N^2 で規格化している、(b)は実際に7 psのパルスを320 mの単一モードファイバに入射させた結果であり、励起入力を増した(4)の状態ではパルス幅は310 fs ($1 \text{ fs}=1 \times 10^{-15} \text{ s}$)に圧縮されている、このようにソリトン効果により、容易に1 ps以下のパルスが得られることも、高速通信にとって有効である、

4. 光ソリトンの増幅中継

光ソリトンは、理想的な無損失伝送路では波形ひずみがなくどこまでも伝播するが、損失があると非線形性が弱められ、最終的にはソリトンではなくなる、今日のシリカ系光ファイバの損失は0.2 dB/kmと低いのであるが、光ソリトンを100 km近く長尺に亘って伝播する場合には、問題になる、すなわち、50~100 kmの伝播の場合、10~20 dBの光損失をとまうため、 $N=1$ のソリトンパルスをそのような長尺ファイバ中を伝播させてもソリトン伝送ができない、そこでソリトンの性質を失なう前に、一度光増幅を行ない弱くなった非線形性を回復させる必要がある、これをソリトンの増幅中継と言う、

ソリトンの増幅には、電気信号への変換を含まない光の直接増幅を用いる、その中で注目されているのが、やはり光ファイバ中の非線形効果である誘導ラマン散乱(Stimulated Raman Scattering; SRS)である¹³⁾、SRSは強力な単色光を物質に照射したときに、その物質の光学フォノンと相互作用することにより固有な量だけ波長がずれた

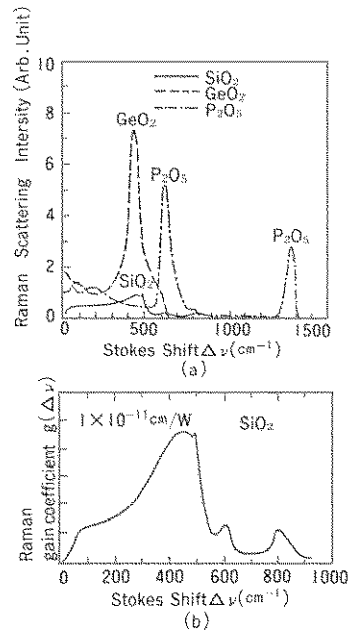


Fig. 8 酸化物ガラスのラマンスペクトル、(a)各種ラマンスペクトルの変化、(b) SiO₂のストークスシフト量に対するラマン利得係数の変化、

コヒーレントなストークス光が誘導放出される現象である、SRSが光増幅において注目されているのは増幅度が高く、応答が1 ps以下と高速であり、また飽和強度が数100 mWと比較的高いことが挙げられる、

Fig. 8(a)に、光ファイバのガラス材料としてよく用いられているSiO₂、GeO₂、P₂O₅の酸化物ガラスのラマンスペクトルを示す¹⁴⁾、ここではSiO₂のラマン利得係数を基準として示した、SiO₂のラマン利得係数はFig. 8(b)に示すように波長1 μm での励起による約440 cm^{-1} のストークスシフトの場合 $1 \times 10^{-11} \text{ cm/W}$ である、通常の単一モードファイバの場合、長さ1 km入力1 W程度で10 dB以上の利得が容易に得られる、

光ファイバの損失を Γ 、増幅度を g とすると式(7)は、次のように変形される、

$$(-i) \frac{\partial u}{\partial q} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial s^2} + |u|^2 u + i(\Gamma - g)u \quad (18)$$

上式からわかるように $\Gamma=g$ 、即ち光損失が利得で補償される場合、長尺のファイバに亘るソリ

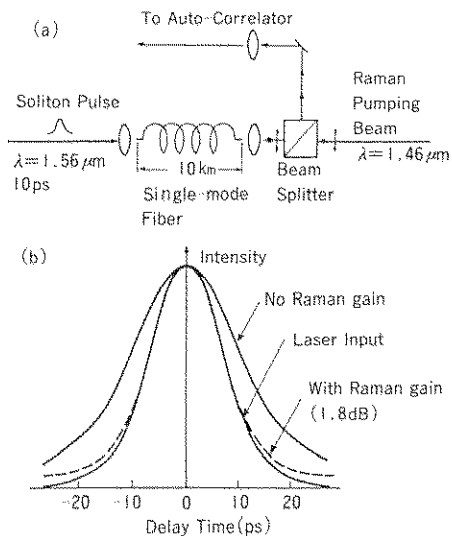


Fig. 9 誘導ラマン散乱による光ソリトンの補償。
(a)実験構成図, (b)SRSの利得によるソリトン波形の保存効果

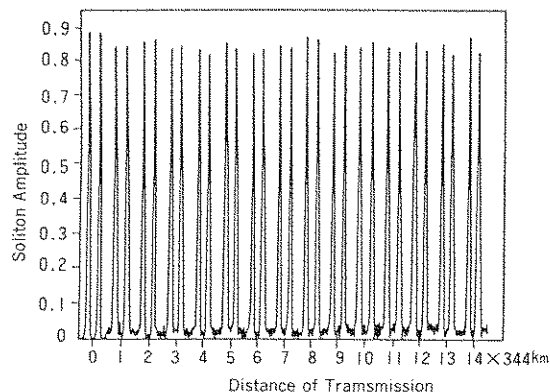


Fig. 10 誘導ラマン散乱によるパルス幅 10 ps, 間隔 100 ps のソリトンペアの増幅中継

トン伝送が可能となる。ラマン光源として波長 $1.46 \mu\text{m}$ のカラーセンターレーザを用い、 $1.56 \mu\text{m}$ の光ソリトンを増幅する方法を Fig. 9(a) に、また測定結果を (b) に示す¹⁶⁾。ファイバは 10 km の単一モードファイバを用い、逆方向励起を行っている。(b) より、ラマン利得がない場合出力パルスは入力波形より広がっているが、ラマン利得で補償後は入力ソリトン波形が 10 km 伝播後に再現されていることがわかる。

光ソリトン伝送の一例として、Hasegawa はこ

の SRS の効果を用いて、幅 10 ps のソリトンパルスが 4800 km に亘って安定に伝播しうることを計算機シミュレーションにより示した¹⁶⁾。その様子を Fig. 10 に示す。幅 10 ps のソリトンパルスを 100 ps 間隔でペアとして 344 km 毎にその振舞いを調べたもので、ソリトンパワー $P_{N=1}$ は 30 mW、ファイバの損失は 0.3 dB/km、増幅中継間隔は 34.4 km である。4800 km 先においてもソリトンペアはくずれずに孤立波形として伝播していることがわかる。繰り返しラマン増幅を行った場合、その雑音特性が問題となるが、 $N=1$ ソリトン 1 個が非常に大きい光子数をもっているため、数千 km の伝送に対してもあまり問題にならない。

最近、Mollenauer と Smith は 40 km のファイバリングを構成し、その中を光ソリトンを周回させることにより、ラマン増幅により等価的に、4000 km 以上の増幅中継が可能であることを実験で示した¹⁷⁾。

5. おわりに

光ソリトンを用いた将来の光伝送について説明した。ソリトンの特徴は、数 10 GHz~THz でのパルス通信が可能であること、光ファイバの損失が最低となる波長 $1.5 \mu\text{m}$ 領域で実現できること、従来の光ファイバがそのまま用いられることなど。その実用性が高い。最終的なシステムにはソリトン用光源、ラマン用光源として半導体レーザが用いられるが、その高出力化については、今日の半導体レーザ技術の目覚ましい発展をみると、早晚達成されるであろう。

ソリトンを形成するメカニズムは、レーザにおいてもレーザ媒質の帯域を強制的に SPM によって広げ、共振器内の GVD とバランスさせることにより超短パルスを発生させる際にも重要な役割りを果たしている。また、光コンピュータを含む光情報処理にも幅広い応用が考えられる。本分野は次世代の光の基盤技術として不可欠なものであり、今後一層の発展が望まれる。

参考文献

- 1) A. Hasegawa and F. Tappert, Appl. Phys. Lett., 23 (1973) 142.

- 2) 中沢正隆, 応用物理総合報告, 第 56 卷(1987) 1256.
- 3) R. H. Stolen and Chinlon Lin, Phys. Rev., A 17 (1978), 1448.
- 4) 大越孝敬, 岡本勝就, 保立和夫「光ファイバの基礎」オーム社(1977) 75, 川上彰二郎「光導波路」朝倉書店(1980) 66.
- 5) 長谷川晃「物理学最前線」大槻義彦編, 共立出版(1988)69.
- 6) 中沢正隆, 固体物理, 第 21 卷 (1986) 47.
- 7) 中沢正隆, レーザー研究, 第 15 卷 (1987) 869.
- 8) W. J. Tomlinson, R. H. Stolen, C. V. Shank, J. Opt. Soc. Amer., B-1 (1984) 139.
- 9) W. J. Tomlinson, R. H. Stolen and A. M. Jhonson, Opt. Lett., 10 (1985) 457.
- 10) J. Satsuma and N. Yajima, Suppl. Prog. Theor. Phys., 55 (1974) 284.
- 11) L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, and J. P. Gordon, Phys. Rev. Lett., 45 (1980) 1950.
- 12) L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, J. P. Gordon, and W. J. Tomlinson, Opt. Lett., 8 (1983) 289.
- 13) M. Nakazawa, M. Tokuda, Y. Negishi and N. Uchida, J. Opt. Soc. Amer., B-1 (1984) 80.
- 14) F. L. Galeener, J. C. Mikkelsen Jr., R. H. Geils and W. J. Mosby, Appl. Phys. Lett., 32 (1978) 34.
- 15) L. F. Mollenauer, R. H. Stolen and M. N.

Islam, Opt. Lett., 10 (1985) 229.

16) A. Hasegawa, Appl. Opt., 23 (1984) 3302.

17) L. F. Mollenauer and K. Smith, Opt. Lett., 13 (1988) 675.

〔筆者紹介〕



中沢 正隆 (なかざわ まさたか)
 昭和 55 年 東工大大学院博士課程了同年 NTT 電気通信研究所入所
 昭和 59 年~60 年 MIT 客員研究員
 現在 NTT 伝送システム研究所 主幹研究員, 工学博士.

Abstract

Optical soliton pulses are very advantageous for future high bit-rate communication systems. Because the soliton pulses have narrow widths of pico-femto seconds and are achieved at a loss minimum wavelength (1.5 μm region) of silica based single-mode fibers. The soliton is generated by balancing the pulse broadening due to the group velocity dispersion with the pulse narrowing due to the self phase modulation.

In this paper, fundamental characteristics of optical solitons are reviewed, and femtosecond pulse generation using the soliton effect is described. For soliton amplification and transmission over long distance, an idea that uses stimulated Raman scattering as a gain medium is also described.