

1550nm および 800nm 波長帯のフェムト秒レーザーパルスと光ファイバを用いたスクイジングの数値解析

Numerical Study on Squeezing of Femto second Laser Pulses with an Optical Fiber at Wavelength of 1550nm and 800nm

田口修平(M2), 廣澤賢一(D1)

S. Taguchi and K. Hiroswawa

Abstract

Conditions for generating SV pulse, were numerically studied using a numerical model wherein a quantum Schrödinger equation was solved with the back propagation method for various pulse widths, pulse peak powers, and fiber lengths.

1 はじめに

連続変数の量子テレポーテーションをはじめとした量子情報処理のプロトコルを実現する光源として、SV (Squeezed Vacuum) が期待されている。SV の発生には、パラメトリック過程を用いる他に、超短光パルスと光ファイバ干渉計を用いた SV 生成法がある。特に後者は広帯域なスペクトルをもつため多くの周波数モードを利用でき、高繰り返しであるため情報処理への利用価値は高い。また、系全体を光ファイバで構築することで、長距離のシステムを安定でコンパクトに実現することができる可能性を持つ。

得られるスクイジング量はポンプ光のパルス幅、ピークパワー、チャープなどのパラメータに対して大きく依存する。そこで、フェムト秒レーザーをポンプ光として光ファイバを用いた直交位相スクイジングにおいて、より大きなスクイジング量を実現できるポンプ光やファイバ長の条件の調査を試みた。コヒーレントなポンプ光をシングルモード光ファイバに入射したときに発生する直交位相スクイズド状態の、スクイジング量およびアンチスクイジング量を数値解析によって求めた。

光源には通常の石英ファイバにおいてソリトン伝播が可能で、通信帯域でもある、1550nm 波長帯のフェムト秒レーザーを仮定した。実際には、1550nm 波長帯のフェムト秒～サブピコ秒レーザーとしてメジャーな (EDFA) ファイバレーザーはコヒーレンス性が悪く、

SV 発生は困難である。一方、コヒーレントなフェムト秒レーザーとしてメジャーな Ti:Sapphire レーザは、波長が 800nm 付近であり、シングルモードの石英ファイバにおける正常分散領域である。ソリトン伝播と正常分散領域の伝播では、伝播中の時間波形やスペクトルの様子が全く異なり、得られるスクイジング量や最適な条件も異なると考えられる。ここで、我々は正常分散領域の超短パルス伝播でも十分なスクイジング量が得られるかどうか、そしてその最適なポンプ光条件はについても、1550nm 帯と同様に 800nm 帯でも数値解析を行った。

2 数値解析手法[1]

時間波形、スペクトル、および直交位相平面上において得られるスクイジング量を数値解析により求めるにあたり、以下のような非線形 Schrödinger 方程式 (NLSE) を backpropagation 法[2]と呼ばれる手法で数値的に解いた。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial z} A(z,t) - j \sum_{n \geq 2} \frac{j^n \beta_n}{n!} \frac{\partial^n}{\partial t^n} A(z,t) \\ &= j\gamma(1-f_r) |A(z,t)|^2 A(z,t) \\ &+ j\gamma f_r A(z,t) \int_{-\infty}^t h(t-\tau) |A(z,\tau)|^2 d\tau \end{aligned} \quad (1)$$

この式は分散の影響と Kerr 効果、それに Raman 散乱の影響を考慮している。ここで、 β_n は n 次の分散の大きさを、 γ はファイバの非線形性の大きさを表わしている。 f_r は Kerr 効果に占める分子振動の割合を表わしており、一般的な石英ファイバでは $f_r = 0.18$ という値が使用される。 $h(t)$ は Raman 応答関数であり、我々は Intermediate broadened model[3]を用いた。

1550nm 波長帯のパルスの解析条件としては、まず光ファイバの分散は一般的な石英ファイバを仮定し、1550nm で $\beta_2 = -20.0 \text{ ps}^2/\text{km}$ 、 $\beta_3 = 0.1 \text{ ps}^3/\text{km}$ とした。

簡単化のため四次以上の分散は無視している．このようなファイバでは 1330nm がゼロ分散波長となる．また，ファイバの非線形性定数は $\gamma = 2 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ とした．次に，800nm 波長帯のパルスの解析条件としては，800nm 波長帯でシングルモードとなる石英ファイバを仮定し，800nm で $\beta_2 = 50.0 \text{ ps}^2/\text{km}$ ， $\beta_3 = 0.1 \text{ ps}^3/\text{km}$ とした．簡単化のため四次以上の分散は無視している．ファイバの非線形性定数は $\gamma = 30 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ とした．

3 数値解析結果

3.1 1550nm 帯のソリトンスクイジング

はじめに，パルス幅について調べた．ここでは Raman 散乱の影響は考慮せず， sech^2 型波形で 50, 100, 200, 400, 800 fs の 5 種類のパルス幅をもつ入力パルスを，基本ソリトン ($N=1$) として伝播させたときのスクイジング量，およびパルス波形とスペクトルを計算した．伝播長は 3.5 ソリトン長 (0.22m) まで計算した．

結果としては，パルス幅によらず，[伝播長/ソリトン長]が同じであれば，直交位相平面上でのノイズレベルの様子は全く同じになった．いずれのパルス幅に関しても，基本ソリトンにおいてはパルスの時間波形およびスペクトルを完全に保ったまま伝播する．一例としてパルス幅 50fs の結果を Fig.1. に示す．ノイズレベルが最小となるスクイジング量および最大となるアンチスクイジング量を伝播長の関数として表わした．

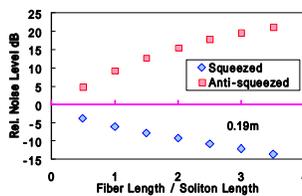


Fig.1. Noise level of squeezed and anti-squeezed function of fiber length. Raman scattering was ignored. Center wavelength: 1550 nm, pulse width: 50 fs, and peak power: $N=1$.

次に，Raman 散乱がスクイジングにどの程度影響を与えるかを計算した．50, 100 fs の 2 種類のパルス幅をもつポンプ光に対して，基本ソリトン ($N=1$) として同じソリトン長だけ伝播させたときのスクイジング量，およびパルス波形とスペクトルを計算した．

Raman 散乱を考慮した場合としない場合のスクイジング量とアンチスクイジング量を比較した結果を Fig.

2. に示す．(a), (b) にスクイジング結果を，(c) ~ (f) に入出力パルスの時間波形およびスペクトル (こちらは Raman 散乱を考慮した場合のみの結果) を示す．50fs ではスペクトルが長波長側にシフトして狭窄化し，パルスが伸びている様子がわかる．すると時間波形やスペクトルの変化で $N=1$ からずれるという影響も効いてくるため，Raman 散乱だけがパルスの量子状態に直接影響するとは一概には言えないが，スクイジングの悪化が見られる．一方，100fs でも同様の傾向は見られるが，50fs ほど顕著ではなく，Raman 散乱が短パルスほど効いてくる様子がわかる．

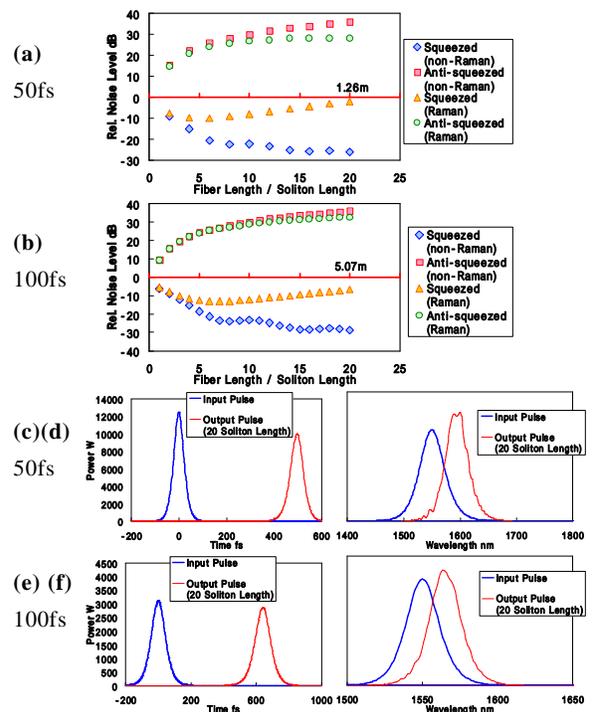


Fig.2. Calculated result including Raman scattering. Center wavelength: 1550 nm, pulse width: 50 and 100 fs, peak power: $N=1$, and 20-soliton length. (a), (b) noise level of squeezed and anti-squeezed to fiber length. (c), (e) pulse shape and (d), (f) spectrum of their.

最後に，パルス幅を 50fs に固定して， N を 0.8 ~ 2 の間で変化させたときのスクイジングの様子を計算して比較してみた．Raman 散乱は考慮せず，10 ソリトン長まで計算する．結果を Fig.3. に示す．まず，どのような N においてもある伝播長でスクイジング量が飽和するが，最大スクイジング量を得られるのが基本ソリトンであるとわかる．また， $N=1$ では 8 ソリトン長付

近でスクイジング量が飽和しているが、 N が高いほど飽和する伝播長が短くなっていることがわかる。これは、高い N ほど時間波形が狭窄化されることから、パルス波形の歪がなく伝播できるファイバ長が短くなるのが原因と考えられる。

一方、アンチスクイジング量に注目すると、 N が大きくなるほど、スクイジング量に比べて過剰にノイズレベルが増大してしまう様子がわかる。実験において平衡ホモダイン検出はアンチスクイジング量が多い方が検出されるスクイジング量を悪化させやすいため、高い N においては最終的に検出されるスクイジング量は悪化する傾向にあると考えられる。

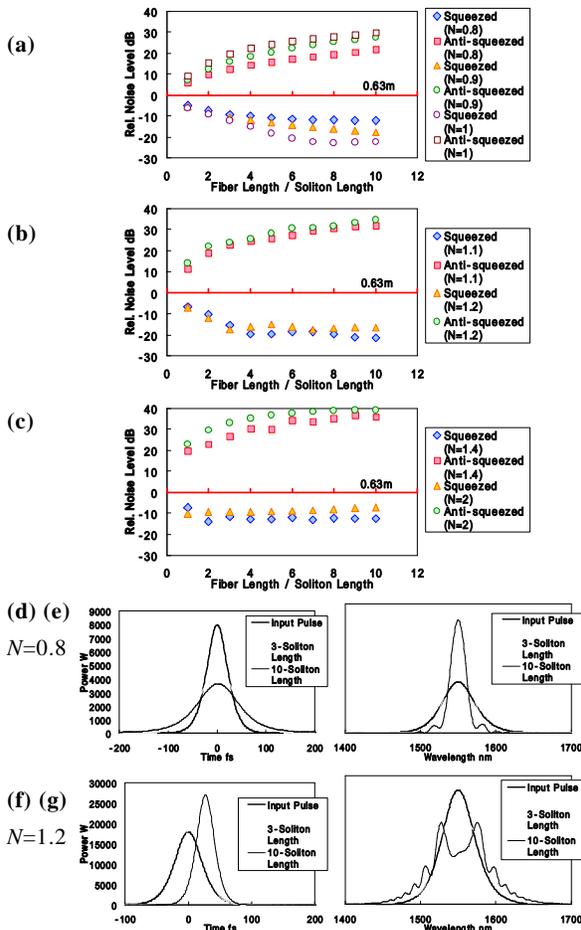


Fig.3. Calculated result without Raman scattering. Center wavelength: 1550 nm, pulse width: 50 fs, peak power: $N=0.8\sim 2$, and 10-soliton length. (a)~(c) Noise level of squeezed and anti-squeezed to fiber length. (d), (f) Pulse shape, and (e), (g) spectrum of their at $N=0.8, 1.2$ respectively.

以上から、用いるファイバ長によって、結果的に得られるスクイジング量が最適となる N の値は多少変化し、 $N=1$ 付近で最適となるパワーを探すのがよいと考えられる。

3.2 800nm 帯の正常分散領域のスクイジング

はじめに、パルス幅について調べた。この時点では Raman 散乱の影響は考慮せず、 sech^2 型波形で 50, 100, 200 fs の 3 種類のパルス幅をもつ入力パルスを、基本ソリトン ($N=1$) として伝播させたときのスクイジング量、およびパルス波形とスペクトルを計算した。(本計算ではソリトン伝播ではないが、伝播長の指針として) ファイバ長を 10 ソリトン長 (それぞれのパルス幅において 0.25, 1.01, 4.05 m) とした。

結果としては、前節のソリトンスクイジングに比べて圧搾度合いは小さいが、スクイジングが得られた。また前節と同様、いずれのパルス幅においても、[伝播長/ソリトン長] が同じであれば全く同じノイズレベルの様子が見られた。一方、パルス幅に関係なく、1 ソリトン長程度伝播するとピークパワーが半分程度まで落ち、スペクトルはゆるやかに広帯域化することがわかった。一例としてパルス幅 100 [fs] の結果を Fig.4. に示す。スクイジング量を伝播長の関数として(a)に、入力パルスおよび伝播長 $z_0, 3z_0, 10z_0$ の出力パルス ($z_0=1$ ソリトン長) の時間波形とスペクトルをそれぞれ(b), (c)に示す。

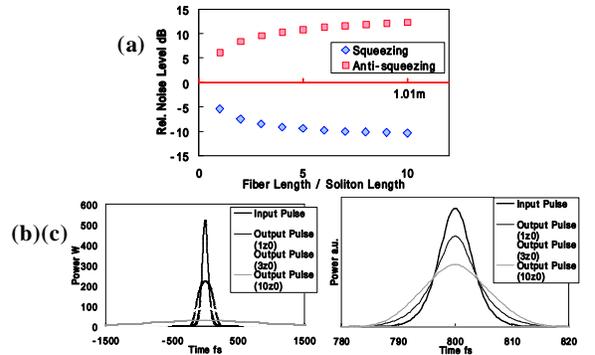


Fig.4. Calculated result without Raman scattering. Center wavelength: 800 nm, pulse width: 100 fs, peak power: $N=1$, non chirp, and 10-soliton length. (a) Noise level of squeezed and anti-squeezed to fiber length, (b) pulse shape and (c) spectrum.

この手法における伝播距離と非線形効果の影響の関係を考察すると、パルス幅が延びると $N = 1$ に必要なピークパワーが 2 乗に従って下がるため、非線形効果自体はパルス幅が延びていっても十分に起こせるピークパワーを持ち続けられる。しかし、ソリトン長が 2 乗に従って延びるため、結果的に得られる非線形効果は小さくなってゆくと考えられる。

次に、Raman 散乱がスクイジングにどの程度影響を与えるかを計算した。50, 100, 200 fs の 3 種類のパルス幅をもつポンプ光に対して、パワーを $N = 1$ だけ入力して 10 ソリトン長だけ伝播させたときのスクイジング量、およびパルス波形とスペクトルを計算した。

前章では短いパルスを入射するほど Raman 散乱の悪影響が生じたが、本計算では入射したパルス幅に関係なく、スクイジング量の悪化はほとんど見られなかった。パルス幅およびスペクトルの様子も Raman 散乱の有無では違いは見られなかった。例として、50fs を入射したときのスクイジング結果を Fig.5. に示す。考察すると、正常分散領域におけるパルス伝播では短パルスである（スペクトルが広い）ほどパルス幅がすぐに広がるため、Raman 散乱が支配的に起こるような短パルスを維持できる伝播長は入射パルスのパルス幅に関係なく、ごく短い距離（1 ソリトン長以下）となると考えられる。

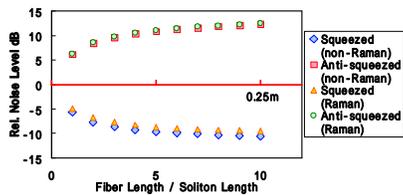


Fig.5. Noise level of squeezed and anti-squeezed to fiber length calculated including Raman scattering, center wavelength: 800 nm, pulse width:50 fs, peak power: $N=1$, non chirp, and 10-soliton length.

次に N を 0.8~5 まで変化させたときのスクイジングの様子を計算して比較してみる。ここではパルス幅を 100 [fs] に固定し、入力パルスのパルス幅に対するソリトン長を記す。Raman 散乱は考慮せず、5~10 ソリトン長まで計算した。

結果を Fig.6. に示す。(a), (b) に入射パワーが $N = 0.8 \sim 5$ のスクイジング量の比較を示し、(c)~(f) に $N = 2, 4$ のときの伝播距離に対する時間波形およびスペクトル

の変化を示す。高い N ほど早くスペクトルが広がり、短い伝播距離でパルス幅が延びてしまう様子がわかる。また、得られる最大のスクイジング量は、 N が大きいほど大きく、短い伝播長で達成される。よって、短い伝播距離の間だけ強い非線形効果が得られ、数ソリトン長の時点でスクイジング量が最大となると考えられる。

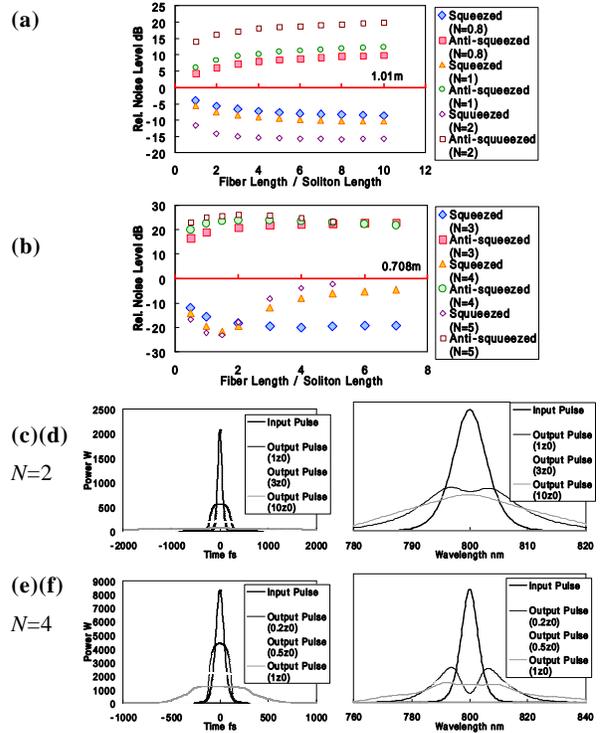


Fig.6. Calculated result of squeezing without Raman scattering, center wavelength: 800 nm, pulse width: 100 fs, peak power: $N=0.8 \sim 5$, non chirp, and 10-soliton length. (a), (b) Noise level of squeezed and anti-squeezed to fiber length. (c)~(f) Pulse shape and spectrum at $N=2, 4$ respectively.

最後に、伝播中にファイバの正常分散が打ち消されるように、入射パルスにあらかじめ負の二次分散を付加した場合について計算した。

パルス幅 100 fs で、 $N = 4$ となるピークパワーをもつパルスに、二次分散量 -0.02 ps^2 および -0.04 ps^2 （非線形効果が無ければ、それぞれ伝播長 4 ソリトン長、8 ソリトン長の付近で分散が補償される）を付加して入射した場合の結果を Fig.7.5. および Fig.7.6. に示

す。付加した二次分散の有無に対するスクイジング量の比較を(a)に、時間波形およびスペクトルの伝播長に対する変化の様子を(b)~(e)に示す。

強い負の二次分散量をかけるほど、強いSPMが得られる(スクイジング量が増加する)伝播長が後ろへとシフトしている様子が見られる。分散をかけずに入射したときは入射直後のSPMの影響が最も強く、以降はSPMの影響が弱まる一方だが、あらかじめ負の分散補償をかけた場合はピークパワーが高くなる数ソリトン長の前後に渡って強いSPMの影響が得られるため、得られるスクイジング量も増加すると考えられる。ピークパワーが高次Nでは、通常、SPMによりスペクトルが広帯域化するが、入射パルスにあらかじめ負の二次分散をかけておくと逆に狭帯域化する様子が見られる。つまり、あまり狭帯域化が過ぎると分散が補償されてもピークパワーが高くないので、負の二次分散を付与する場合は狭帯域化しすぎないように、適度な値が求められると考えられる。

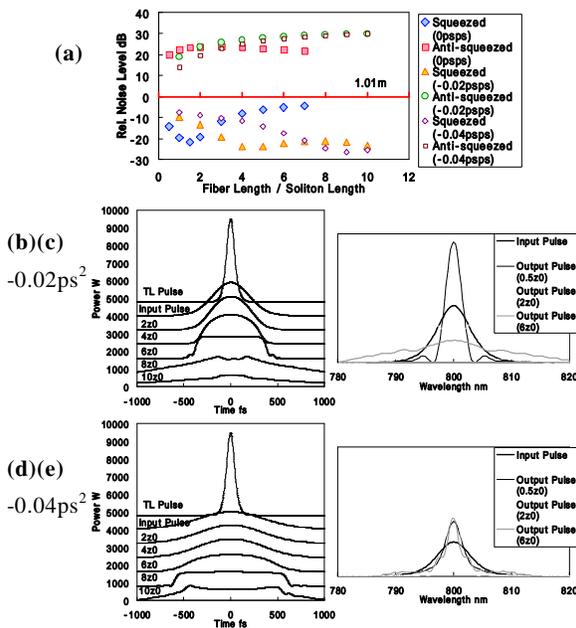


Fig.7.6. Calculated result without Raman scattering. Center wavelength: 800 nm, pulse width: 100 fs, peak power: $N=4$ at non chirp, and 10-soliton length. Second order dispersion of pump pulse is 0 ps^2 , -0.02 ps^2 and -0.04 ps^2 . (a) Noise level of squeezed and anti-squeezed to fiber length. (b)~(e) Pulse shape and spectrum at second order dispersion of pump pulse is -0.02 ps^2 and -0.04 ps^2 respectively.

4 まとめ

ソリトンスクイジングでは基本ソリトンを伝播させると、ポンプ光のパルス幅によらず一様に大きなスクイジング量を得られることを確認した。Raman 散乱を考慮すると、100 [fs] 以下の短パルスでは5ソリトン長以上の長距離伝播では伝播するほどスクイジング量が減少する。また、入射パワーに関しては、最も大きいスクイジング量を得られるのが基本ソリトンであることが確認できた。また、 $N=1$ では8ソリトン長あたりでスクイジング量が飽和しているが、 N が高いほど飽和する伝播長が短くなる。よって、ポンプ光のパルス幅に対して、用意したファイバ長が最適に働くように、ポンプ光のパワーを調節することで得られるスクイジング量を最適化できると考えられる。

一方、正常分散領域の伝播でも、基本ソリトン伝播ほどではないが、スクイジングが得られる。また、ピークパワーが $N=1$ の場合、(同じソリトン長だけ伝播すれば)得られるスクイジング量はパルス幅に関係ない。さらに、正常分散領域の伝播では、短いパルス(スペクトルが広帯域である)ほどパルス幅の広がりが多いことから、ソリトンスクイジングと異なり、パルス幅に関係なく、Raman 散乱によるスクイジング量の悪化はほとんどないことがわかった。よって、用いるパルス幅は自由に選んでも構わないと考えられる。

また、 $N=1$ よりも強いパワーを入射した場合、得られるスクイジング量を増加させることができ、その値はより短い伝播長(数ソリトン長)の時点で飽和する傾向にあることがわかった。

入射パルスにあらかじめ適度な大きさの負の二次分散を付加しておくと、ファイバ伝播中に分散補償されてファイバの中ほどでピークパワーが最大となるため、その前後の伝播長に渡ってSPMを効果的に得られ、結果的に得られるスクイジング量を増やすことができることがわかった。

References

- [1] 廣澤賢一, 神成研究室 Annual Report 2005-2006, 51.
- [2] Y. Lai and S. S. Yu, Phys. Rev. A **51**, 817 (1995).
- [3] D. Hollenbeck and C. D. Cantrell, J. Opt. Soc. Am. B **19**, 2886 (2002).