非線形ファイバを用いた超短光パルススクイーミング

武岡 正裕*, 藤島 大輔**, 神成 文彦**

* 通信総合研究所 (〒184-8795 東京都小金井市貫井北町4-2-1)

** 慶應義塾大学 理工学部電子工学科 (〒223-8522 神奈川県横浜市港北区日吉3-14-1)

Ultrashort Optical Pulse Squeezing in Nonlinear Fibers

Masahiro TAKEOKA*, Daisuke FUJISHIMA**, and Fumihiko KANNARI**

* Communications Research Laboratory, 4-2-1 Nukui-Kitamachi, Koganei-city, Tokyo 184-8795

** Department of Electronics and Electrical Engineering, Keio University, 3-14-1 Hiyoshi, Kohoku-ku, Yokohama 223-8522

(Received January 15, 2002)

Concepts and experimental works of ultrashort optical pulse squeezing in nonlinear fibers are reviewed. In a nonlinear fiber, optical fields are squeezed or quantum mechanically correlated by optical Kerr effect. These are, however, unobservable by direct photo-detection. Three kinds of strategies to extract the detectable squeezing have been proposed and implemented experimentally. Recent studies on applications of these squeezed pulses or the intrapulse quantum correlations to the generation of entangled states are also reviewed.

Key Words: Squeezed state, Kerr effect, Ultrashort pulse, Soliton, Entanglement

1. はじめに

光の量子力学的特性を最大限に利用した、量子通信、超精密測定などの応用に関する研究が最近大きな注目を浴びているが、モード同期レーザーによる超短パルス光源とファイバの非線形性はこの分野でも有力なツールとなりつつある。自己位相変調、相互位相変調など3次の非線形効果であるカー効果を用いた光のスクイーミング、量子非破壊測定などの理論的な提案は、低損失な非線形媒質である石英の光ファイバを使って実現することが期待されてきたが、ファイバの持つ非線形係数は非常に小さいため連続光を用いた実験はいずれも原理実証の段階に留まっていた。しかしながらこれらの提案は、強いピークパワーを持つ超短パルス光の技術、とりわけソリトン伝搬の活用によってこの10年の間に定量的にも目に見える成果として現れるようになってきた。また近年では、単に単一モード光における理論を実現するだけでなく、超短パルスの持つ広帯域なスペクトルを生かした、新しいスクイーミングの手法や概念なども生まれつつある。

本稿では、カー効果による光の量子状態の変化を簡単に述べた後、超短パルスとファイバを用いた量子光学について、スクイズド状態生成に関する研究を中心にその原理、これまでの成果を紹介する。また最後に、その応用に関する最近の話題、とりわけ量子光学の応用上最も重要な概念の一つといわれる量子エンタングルメント(も

つれ合い状態)生成への取り組みとその展望などにも触れる。

2. 単一モード光の光カー効果とスクイズド状態の生成

量子力学的には、光の状態も波動関数で表される。光の振幅や位相などの量を測定する際に現れる量子揺らぎの大きさは、波動関数の絶対値の2乗で表される状態の確率分布によって決まっている。また、例えば光波のsine成分とcosine成分、光子数と位相などは互いに非可換な量の組であり、それぞれの量子揺らぎの間には不確定性原理を満たす必要がある。その不確定性原理を破ることなくこれらの測定量のうち片方のみをショット雑音以下に圧搾(スクイズ)した状態はスクイズド状態と呼ばれ、特に先の例では前者は直交位相振幅スクイズド状態、後者は光子数スクイズド状態(または位相スクイズド状態)などと呼ばれている²⁾。光のスクイズド状態はパラメトリック変換などの非線形過程によって生成され、そのような量子揺らぎの制御された状態は、従来の量子雑音限界を超える超高感度な測定などへの応用が期待されている他³⁾、量子テレポーテーション⁴⁾をはじめ近年の量子光学の応用における最も重要な概念である量子エンタングルメント(もつれ合い状態)生成のためのツールとしても注目されている。

ファイバをはじめとする光カー媒質においても同様にスクイズド状態が生成される。Fig. 1は、コヒーレント状

Fig. 1 Phase diagram for the state evolution of the optical field in Kerr media. The shaded area indicates the quantum fluctuation of the field.

態の単一モードレーザー光がカー媒質を伝搬した場合の位相空間上における量子揺らぎの発展を表しており、量子揺らぎは三日月形にスクイズされていくことがわかる^{5)*}。このようなスクイズングの起きる過程は、次のように説明できる。単一モード光に対するカー効果は、自身の電界振幅の2乗、つまり強度に比例した位相変調(自己位相変調)として現れる。ところが、コヒーレント状態の光の波動関数は電界振幅に対しある広がりを持って分布しているため、Fig. 1のA点、B点のように振幅の大きな部分では強い位相変調、小さな部分では弱い位相変調がかかってスクイズングが起こるのである。

これは光の状態の波動関数と自己位相変調の時間発展演算子を用いて厳密に解析することができる。自己位相変調による量子力学的な状態の時間発展演算子は

$$\hat{U}(t) = \exp[-i\hat{H}_t/\hbar] = \exp[-i\chi\hat{n}(\hat{n}-1)t] \quad (1)$$

で表される。ここで $\hat{}$ は演算子であることを表し、また χ は媒質の3次の非線形感受率に比例した量である。(1)式を用いると、コヒーレント状態 $|\alpha_0\rangle$ の時間発展は、 $|\alpha_0\rangle$ を光子数状態を展開することにより、

$$\begin{aligned} \hat{U}(t)|\alpha_0\rangle &= \hat{U}(t)\exp[-|\alpha_0|^2/2]\sum_n \frac{\alpha_0^n}{\sqrt{n!}}|n\rangle \\ &= \exp[-|\alpha_0|^2/2]\sum_n \frac{\alpha_0^n}{\sqrt{n!}}\exp[-i\chi n(n-1)t]|n\rangle \end{aligned} \quad (2)$$

と表される。明らかにそれぞれの光子数状態に対し n に依存した異なる位相変調がかかっており、先程の説明と一致する。ただし、カー効果が光子数状態そのものを変えていないことに注意する必要がある。このことは、光子数状態の重ね合わせであるコヒーレント状態は変調されているが、光子数分布自体は変わらない、つまり状態の光子数が保存されることを意味する。実際、単一モードのカー効果は吸収損失などの散逸を含まない相互作用で

あるからこれは当然のことである。このため、ファイバを通過した光の出力を直接フォトダイオードなどの検出器で受けても光子数分布の変化やスクイズングが観測されることは無い。生成された直交位相振幅スクイズド状態は信号に対し十分強度のある局発振光(LO光)を適切な位相で干渉させてホモダイン検出を行うことにより、検出器への出力へと射影させることができる。Fig. 1の例では、スクイズングを検出するための局発振の位相は θ_{LO} である。

3. 超短パルスを用いたスクイズド状態の生成

光ファイバを用いたスクイズングは、2 Kに冷却されたファイバと連続光レーザーを用いて1987年に初めて検出されたが、それは-1 dBに満たないわずかなものだった⁷⁾。しかし1990年代に入り、実験は全てパルス光源を用いて行われるようになった。超短パルスが用いられた理由は、主として鋭いピークパワーによりカー効果の非線形性のみを増強して単一モード光での理論を実現することにあった。しかし近年ではパルスの広帯域なスペクトルを生かした独自の現象も研究されつつある。以下では、まずファイバを伝搬する際の超短パルスと単一モードとの類似や相違について触れた後、スクイズド状態生成法をその原理によって3種類に分類し、それぞれの原理とこれまでの成果を紹介する。

3.1 超短パルスのファイバ伝搬

スクイズド状態生成をはじめ量子光学の理論において連続光とパルスで重要な相違点は、前者が単一モードであるのに対し後者はあるスペクトル帯域を持つ、すなわち多モードであることにある。前述のカー効果によるスクイズングの理論をパルス光を用いて実践しようとした場合、パルス全体を一種の単一モード光とみなす。このようなパルスのスクイズド状態は、パルス内のスペクトル波形全体を位相、振幅を乱すことなく測定することにより検出される。具体的には、LO光として用いるパルスがどれだけ正確にこのスクイズド状態を射影できるかということに相当し、実際には伝搬中の周波数チャープや空間モードのずれなどによる信号パルスとLOパルス波形の不整合がスクイズングの検出を制限する一因となる場合がある。

実際の実験では、強いピークパワー、伝搬波形の保持という2点を満たす上で異常分散波長帯におけるソリトンパルスは非常に有効である。これまで多くの実験は、波長1.5 μm 帯のソリトンパルスか、波長1.3 μm 帯や分散シフトファイバなどを用いた無分散領域で行われてきた。1.3 μm 帯の利点は、短波長の方がモード断面積が小さくなり非線形性が増すことや、実験が行われた当時1.5 μm 帯よりも高い量子効率の受光器が存在したことなどが挙げられ

* Fig. 1では量子揺らぎの分布が楕円形に書かれているが厳密には三日月形であり、通常の直交位相振幅スクイズングなどとは異なる性質を持つ³⁾。しかしながら、ここで扱うファイバ実験では伝搬光の光子数は十分多く($\langle n \rangle > 10^8$)量子揺らぎの線形近似⁶⁾が可能なので、楕円で表される直交位相振幅スクイズド状態と近似的にみなすことができる。

るが、パルス伝搬中の周波数チャープによるLOパルスとの不整合がスキージングの限界を決めてしまうため、最近では多くの実験が $1.5\mu\text{m}$ 帯のソリトンパルスで行われるようになってきている。

一方理論では、ファイバ中のパルス伝搬の量子論的な扱いは単一モードの場合に比べ格段に複雑になる。カー効果は各モード間に相互位相変調として現れるため、波動関数を厳密に調べようとする多体効果としての扱いが必要となりその解析は非常に困難になると予想される。一般にはMaxwellの伝搬方程式を量子化した演算子の運動方程式で扱われることが多い⁸⁾。以下に紹介する理論計算でも、運動方程式の線形近似や統計微分方程式による計算を行いガウス近似した量子揺らぎの分散を求めている。また、ソリトン波形が扱われている場合、量子ソリトンという記述が多くあるが、本稿のように単にソリトンを用いて量子効果を扱っている研究と、ソリトンを一種の粒子的なものとしてその固有状態などを探索する研究を指す場合があるので注意が必要である。後者に関しては、文献9)などに詳しく述べられている。

3.2 対称ファイバ干渉計による真空スクイズド状態の生成と検出

パルスによる最初の実験^{10,11)}で用いられたのは、1990年にShirasakiら¹²⁾により提案された対称な非線形干渉計を用いる方法で、また2001年には現在までのファイバによる最も大きなスキージング($6.2 \pm 0.1\text{ dB}$)もこの方法とソリトンパルスを用いて達成されている¹³⁾。Fig. 2(a), (b)に、その概念図と実験装置例を示す。はじめコヒーレント状態にある入射パルスはビームスプリッターにより50:50に分割され、同一のカー媒質により構成されたMach-Zehnder干渉計のそれぞれの腕でスクイズされる。干渉計の出口にはやはり50:50のビームスプリッターがあり、2つのポートに対してそれぞれconstructive, destructiveな干渉が起こるように位相を合わせる。すると後者のポートでは、スクイズされた真空状態が作り出される。この真空スクイズド状態は、前節で述べたように同一の光源から用意したLOパルスを用いれば、ホモダイン測定によって検出することが可能である。技術的には、良いスキージングを得るためには干渉計の対称性に厳しい精度が要求される一方、干渉計によって光源自体の持つ雑音 cancelsされるというメリットもある。これまでの研究のレビューは、文献14)などが詳しい。例えば $1.3\mu\text{m}$ における実験では、既に -5.1 dB のスキージング¹⁵⁾が検出されている。検出器の効率(85%)を考慮に入れると、これは理論的に予想されているLOパルスとの不整合による限界にほぼ到達していることがわかっている。また低複屈折ファイバを用いて、直線偏光のパルスとそれに直交した真空の間の相互位相変調を利用した方法^{16,17)}なども提案されている。

ところでファイバ中では、カー効果以外にもブリルアン散乱、ラマン散乱などの非線形効果も存在する¹⁾。これらの中で超短パルスのスキージング全般において障害となるのは、主として導波音響波ブリルアン散乱(Guided

Fig. 2 (a) Schematic of the squeezed vacuum generation in a symmetric nonlinear Mach-Zehnder interferometer.¹¹⁾ (b) Experimental setup.¹³⁾

Acoustic-Wave Brillouin Scattering: GAWBS)¹⁸⁾と誘導ラマン散乱(Stimulated Raman Scattering: SRS)¹⁹⁾の2種類である。GAWBSの周波数は石英ファイバでは一般に約20 MHz~1 GHzであり、スクイズド状態の測定周波数やパルスの繰り返し周波数などと重なる。GAWBSを回避するためには、ピークとピークの間の周波数を選べばよいが、影響の無い低周波数(~100kHz)で測定する^{10,11,20)}、2つのパルスを用いてGAWBSを相殺する²¹⁾、繰り返し周波数をGAWBSの分布する周波数より大きくする^{13,15)}(>1 GHz)などの工夫が検討されてきた。また、パルス幅とファイバ長が十分に短くてもGAWBSの影響は抑圧される。スキージングへの影響の詳細な解析は、文献18,22)などに詳しい。一方SRSは、0~約40 THzの周波数に分布して13 THz付近に強いピークを持っているため、1 psを切るようなフェムト秒パルスにおける周波数シフトや波形の歪みを生じさせる。フェムト秒パルスの実験では、一般的にSRSによるスキージングの劣化と思われる結果が得られているが、後述のように必ずしも悪く働くとは限らない場合もあるようである。

3.3 スペクトルフィルターを用いた光子数スキージング

ファイバ中を伝搬するパルスは波長分散とカー効果を受ける。このときパルス内ではパルス幅、エネルギー、またファイバ長などに依存して非線形にスペクトルの広がりが狭まりが起こる。そのため伝搬後のパルスに対し、スペクトルに対称で中心周波数付近を透過させるよ

うなフィルターをかけると、そのときの損失は入射エネルギーに非線形に依存する。よってこのような系はFig. 3 (a)に示すようなエネルギーに対する非線形な入出力特性を持ち、そのスロープのなだらかな部分は強度揺らぎの安定化をもたらす。この現象が量子揺らぎについても適用される、すなわちパルス光子数揺らぎがスクイズされることは、1995, 6年にFribergら^{23,24)}によるソリトンパルスを用いた実験で初めて報告された。その実験装置図をFig. 3 (b)に示す。標準量子限界のキャリブレーションは、減衰されてほぼコヒーレント状態にあるレーザー光の測定や、信号パルスを50:50のビームスプリッターで分割してその測定電流の差の分散を測定することなどにより行われた。

この手法は連続光ではなくパルスを用いて初めて可能となり、また入出力の光子数が保存しないという点で先の干渉計のスキームと本質的に異なる。さらに次の点で興味深い。まず光子数を直接検出すればよいLO光が必要無い。よって実験系は簡単になる。またLO光との干渉が必要無いためGAWBSによる位相揺らぎの影響も受けにくくなると考えられ、さらに伝搬パルスの周波数

チャージングもスクイーピング検出限界の本質的要因では無くなる²⁵⁾。ただし、鋭いピークパワーを保持するという点でソリトンの利点は大きく、これまでで最大のスクイーピング(3.8 ± 0.2 dB)はソリトンパルスで得られている²⁶⁾。また、この実験ではパルス幅130 fsの光源が用いられたが、3.8 dBのスクイーピングはSRSによる周波数のラマンシフトが十分起こるような長い伝搬距離において、周波数非対称なhigh-passフィルターによって観測されているという点も興味深い。短い伝搬距離では理論的に予測されていなかったような、カー効果とSRSの複合的な効果によるスクイーピングの可能性がある。長い距離の非線形伝搬の数値計算が困難であり、定性的な説明などが試みられている²⁷⁾が、必ずしも明らかでない部分も残っている。スペクトルフィルタリングのこれまでの主な実験、理論の結果をTable 1に示す。

3.4 非対称ファイバループ干渉計によるスクイーピング

この方法は基本的には先述の単一モードの理論的研究⁵⁾において既に提案されていた方法であるが、比較的簡単な実験装置であり、またスペクトルフィルタリングを複合的に含んでいる可能性も示唆されている点でも興味深い。名前の通り、Fig. 2 (a)において対称に分割したパルスのエネルギー比を著しく非対称にすることによりスクイズド状態が得られる。このとき強いパルスの量子揺らぎはカー効果によりスクイズされているが、もう一方の補助的なパルスは強度が弱いのでカー効果の影響をほとんど受けない。干渉計の出口でも同様に分割比の非対称なビームスプリッターを用いて同位相でこれらを干渉させると、Fig. 4 (a)のような出力が得られる。強いモードの量子揺らぎはスクイズされているが、その角度は補助的なモードによって実効的に回転させられていることがわかる。この回転を適切に選べば出力は直接検出可能な強度に対するスクイズド状態^{**}となり、実験は比較的容易になる。補助的なモードは、いわばLO光の役割を果たしているとも言える。補助的なモードはほぼコヒーレント状態にあるため強いモードのスクイーピングを幾分劣化させるが、ビームスプリッターの分割比が十分小さければその影響は非常に小さい。カー効果と分散のみを含

(a)

(b)

Fig. 3 (a) Theoretical calculations of the energy transfer and the quantum noise transfer characteristic for spectrally filtered soliton pulses.²⁴⁾ These are calculated from the heuristic model (solid lines) and the quantum field-theoretical model (rectangular markers). The dotted line corresponds to the standard quantum limit. (b) Experimental apparatus.²⁴⁾

Table 1 Experimental and theoretical results for the squeezing by the spectral filtering. NR is the noise reduction (squeezing) ratio.

year	NR [dB]	fiber length	pulse
experiment			
1996 ²⁴⁾	- 2.3	1.5 km	2.7 ps ($N = 1.2$)
1998 ²⁶⁾	- 3.8	90 m	135 fs ($N = 1.3$)
theory		Raman scattering	
1997 ²⁸⁾	- 6.5	without SRS	$N = 1$ soliton
1996 ²⁹⁾	- 6.8	without SRS	$N = 1.1$ soliton
1996 ²⁹⁾	- 4.3	with SRS	$N = 1$ soliton

^{**} ここでも、本来は厳密な意味での光子数スクイズド状態に相当する三日月型のスクイーピングが形成されるが、光子数の十分多い実際の実験では楕円型のスクイーピングとみなして構わない。

Fig. 4 (a) Phase diagram of the photon-number squeezing from an asymmetric nonlinear interferometer. (b) Experimental setup.³²⁾

めた理論解析では、強いモードに $N=1$ の基本ソリトンパルスを用いた場合、スクイーミングの限界は補助パルスの分散と干渉計の損失(分割比で決まる未使用のポートへの出力)で決まり、比較的短い伝搬距離でも-13 dB以上のスクイーミングが可能であることが示されている³⁰⁾。また対称干渉計の場合と比べると、ビームの分割比に対してスクイーミングは非常にinsensitiveであるため、安定にスクイズド状態が得られるといった技術的な利点も大きい(ただし、光源の雑音はほぼショット雑音レベルであることが要求される)。

さらにこの方法では、パルスを用いることによってスペクトルフィルタリングの効果も期待されているところが興味深い。この干渉計では、片腕でのみ起こるカー効果の非線形位相変調により、干渉計が入出力エネルギーに関して非線形な応答を示すことがスクイーミングに寄与しているが、パルスの場合先述のようにスペクトル幅も非線形に変化することから、スペクトル波形の干渉においても非線形な入出力関係が得られスクイーミングに寄与し得る。この効果が最適化されれば、先に述べたスクイーミングの限界のうち損失によるものを超えられる可能性がある。このような特徴は実験的にはまだ明確に確認されていないが、数値計算によっては示唆されている³¹⁾。

実際の実験は、例えばFig. 2 (b)のようなファイバレーザ干渉計を用いて行われる^{32,33)}。2つのパスを同一のファイバにすることによって、2つのパルスの空間モードや位相のマッチングは容易になる。またファイバの2方向の向きではなく、同一方向の2つの偏光状態を用いて干渉計を構成する方法^{34,35)}も提案されており、ビーム分割比の最適化やシステムの簡単化など、より汎用性のあるデバイスとしての最適化の追求が続けられている手法である。これまでの主な研究成果をTable 2に挙げる。

4. パルス内部の多モード量子相関とその制御

ところで、スペクトルフィルタリングの手法についてもう少し量子論的に考えてみる。スクイーミングは、パルスのスペクトル全体を測定することにより観測される、いわば多モードスクイーミングである。さらにフィルタリングによってある周波数成分を除去(トレースアウト)することにより光子数スクイーミングが起こるため、ファイバ伝搬中に、フィルターを透過するスペクトル成分同士の間や透過される成分とカットされる成分の間にある種の量子相関が形成されることが本質的であると考えられる。このような予想に基づき、Spaelterら³⁷⁾はファイバ伝搬後のパルスを複数のスペクトルに分解し、そのうちの2つの周波数成分間の光子数相関を測定してマッピングし、透過させる周波数に対し正の相関を持つ部分なるべく除去し、互いに負の相関を持つ成分同士を取り出すことによって最適なスクイーミングが得られることを実験的に実証した(フィルターの厳密な最適化に関しては、文献38)で理論解析されている)。

このような周波数モード間の量子相関は、量子光学のための新しい光源として利用できる可能性がある。筆者らはこの視点に基づいて、ファイバ入射前の超短パルス波形を(古典的に)整形することにより、伝搬後のパルス内部の量子相関を制御するシステムを提案し、その評価としてスペクトルフィルタリングによる光子数スクイーミングの最適化を数値計算で示した³⁹⁾。Fig. 5 (a)に光子数スクイーミング最適化に想定される実験装置図を示す。超短パルスは、ファイバ入射前にFourier波形整形器⁴⁰⁾によってスペクトル整形される。また測定された光子数分散のデータは計算機に送られ、適応制御アルゴリズムを用いて波形整形器のマスク設計のためにフィードバック

Table 2 Experimental and theoretical results for the squeezing by asymmetric nonlinear fiber interferometers. NR is the noise reduction (squeezing) ratio.

year	NR [dB]	fiber length	pulse (soliton)	splitting ratio
experiment				
1998 ³²⁾	-3.9	6.4 m	126 fs ($N=1$)	90:10
1998 ³³⁾	-5.7	10 m	182 fs ($N=1.85$)	82:18
2001 ³⁴⁾	-4.4	6 m	180 fs ($N=1.6$)	68:32
theory				
Raman scattering				
1998 ³⁶⁾	-8.7	with SRS	$N=1.85$	90:10
1999 ³⁰⁾	-13.7	without SRS	$N=1.1$	96:4
2000 ³¹⁾	-13	without SRS	$N=1.1$	90:10

Fig. 5 (a) Optimization control scheme for the photon-number squeezing by the spectral filtering.³⁹⁾ (b) Numerical simulation of the optimization of the squeezing for the $N = 1$ soliton pulse. The fiber distance and the normalized cutoff frequency are 3 soliton periods and ± 0.73 , respectively.³⁹⁾

される。このような適応制御システムは、超短パルス励起による分子の化学反応制御や原子の量子状態制御などで既に適用されているが⁴¹⁾、パルスの量子状態そのものへの適用はおそらくこれまでにない試みである。Fig. 5 (b) はシステムの数値計算による評価結果であり、横軸のフィードバック回数を重ねるにつれ、スクイーミングが最適値へと収束していく様子がわかる。この計算では、従来-6.5 dBのスクイーミングが限界と予想されていた $N = 1$ ソリトンのエンベロップで-8 dB以上のスクイーミングが可能となることが示された。このシステムはより複雑な量子相関の生成が可能であると予想され、パルス内の周波数モード間の直交位相振幅エンタングルメントなど、応用可能で、かつ従来考えられてこなかった新しい量子状態の生成が可能となることが数値計算により確かめられつつある。

5. 量子光学応用への展望

最後に、これらのカー効果によるスクイズド状態を使った応用への試みを紹介する。まず、カー効果は古くから量子状態を変化させることなく測定する量子非破壊測定に使えることが考えられていた。パルスを用いた実験も行われており文献^{14,42)}などでレビューされている。また、干渉計で生成されたスクイズド状態がショット雑

音を超える精度での干渉計測を可能とすることなども提案されており⁴³⁾、実験でも実証されている²¹⁾。

また最近では、量子エンタングルメントと呼ばれる量子状態間(特に光モード間)の非局所的な量子相関が、量子計算、量子暗号、量子通信や計測などの研究で最も重要な概念のひとつとして考えられている^{44,45)}。光のエンタングルメントはこれまで、2次の非線形結晶を用いた自然放出パラメトリック下降変換による光子対生成⁴⁴⁾や、パラメトリック共振器から生成された単一モードスクイズド光の重ね合わせ⁴⁶⁾により実現されてきたが、単一モードの理論とのアナロジーから、ファイバ中でも3次非線形性のパラメトリック過程による光子対生成が提案されたり⁴⁷⁾(パラメトリック増幅による相関は実験で観測されている⁴⁸⁾)、非対称干渉計で生成されたソリトンスクイズドパルスによるパルスのエンタングルメントの生成⁴⁹⁾が実現されている。特に後者のようなパルスのエンタングルメントは、多数の光子を含むマクロな光の波数空間ではなく実空間に局在したエンタングルメントという点で新規性があり、これを用いて実空間局在した連続量子波束のテレポーテーションなどが実現されればインパクトは非常に高いだろう。また、光子対生成と比べると非常に高い生成効率を持ち、単一モード生成の方法に比べれば装置や要される技術ノウハウが非常に少ないという大きな魅力を持つ。一方で、ピークパワーの強いパルスにできたエンタングルメントをテレポーテーションなどに応用しようとする場合、その信号パルスよりも十分に強いLOパルスが必要となる場合が多く検出器の飽和が問題となる。ホモダイン検出の方法論や、またはLOを必要としない観測におけるエンタングルメント生成の可能性など、何らかのブレイクスルーが必要と考えられる。ファイバ系が簡便なエンタングルメント生成の光源として発展するには、レーザー、ファイバや検出器の研究者と量子光学、量子情報の研究者の間での交流が重要であろう。また理論的にも、演算子表示と非線形な数値計算を主体とする解析と、状態の正確な波動関数の表示を好む(そして必要とする)量子情報分野の理論との間の隔たりを埋める努力が必要である。応用の具体的な例としては、ソリトンパルスのエンタングルメントの利用を想定した量子暗号プロトコル⁵⁰⁾などが提案されはじめている。

紙面の都合上、古典的な非線形光学や技術的な事柄に関する話題は最小限にとどめ、量子効果の原理の説明に主題をおいた。しかしこれらの基礎的な考察にレーザー研究者の最新の技術を融合させることによって新しい研究が芽生えれば幸いである。

参考文献

- 1) G. P. Agrawal: Nonlinear Fiber Optics, 2nd edition (Academic Press, San Diego, 1995).
- 2) 松岡 正浩: 量子光学(東京大学出版会, 東京, 1996年). スクイズド光の性質, 発生, 検出など, 実際の実験例も含めて広く記述されている.
- 3) M. Teich: Physics Today, June 26 (1990).
- 4) A. Furusawa, J. L. Sorensen, S. L. Braunstein, C. A. Fuchs, H. J.

- Kimble, and E. S. Polzik: Science **282** (1998) 706 とその参考文献など。
- 5) M. Kitagawa and Y. Yamamoto: Phys. Rev. A **34** (1986) 3974.
 - 6) G. J. Milburn, M. D. Levenson, R. M. Shelby, S. H. Perlmuter, R. G. DeVoe, and D. F. Walls: J. Opt. Soc. Am. B **4** (1987) 1476.
 - 7) R. M. Shelby, M. D. Levenson, S. H. Perlmuter, R. G. DeVoe, and D. F. Walls: Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 691.
 - 8) 例えば S. J. Carter: Phys. Rev. A **51** (1995) 3274 とその参考文献など。
 - 9) 山本 喜久, 渡部 仁貴: 量子光学の基礎 (培風館, 東京, 1994 年)。
 - 10) M. Rosenbluh and R. M. Shelby: Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 153.
 - 11) K. Bergman and H. A. Haus: Opt. Lett. **16** (1991) 663.
 - 12) M. Shirasaki and H. A. Haus: J. Opt. Soc. Am. B **7** (1990) 30.
 - 13) C. X. Yu, H. A. Haus, and E. P. Ippen: Opt. Lett. **26** (2001) 669.
 - 14) A. Sizmann and G. Leuchs: Progress in Optics **39** (1999) 373.
 - 15) K. Bergman, H. A. Haus, E. P. Ippen, and M. Shirasaki: Opt. Lett. **19** (1994) 290.
 - 16) L. Boivin and H. A. Haus: Opt. Lett. **21** (1996) 146.
 - 17) M. Margalit, C. X. Yu, E. P. Ippen, and H. A. Haus: Opt. Express **2** (1998) 72.
 - 18) K. Bergman, H. A. Haus, and M. Shirasaki: Appl. Phys. B **55** (1992) 242.
 - 19) S. J. Carter and P. D. Drummond: Phys. Rev. Lett. **67** (1991) 3757.
 - 20) N. Nishizawa, S. Kume, M. Mori, T. Goto, and A. Miyauchi: Jpn. J. Appl. Phys. **33** (1994) 138.
 - 21) N. Nishizawa, Y. Matsuo, M. Mori, T. Goto, and H. Nishimoto: Opt. Rev. **4** (1997) 453.
 - 22) Bergman, C. R. Doerr, H. A. Haus, and M. Shirasaki: Opt. Lett. **18** (1993) 643.
 - 23) S. R. Friberg, S. Machida, and A. Levanon: Proceedings of Conf. on Lasers and Electro-Optics, CLEO/Pacific Rim 95, Chiba, July, 1995, TuF2
 - 24) S. R. Friberg, S. Machida, M. J. Werner, A. Levanon, and T. Mukai: Phys. Rev. Lett. **18** (1996) 3775.
 - 25) F. Koenig, S. Spaelter, I. L. Shumay, A. Sizmann, Th. Fauster, and G. Leuchs: J. Mod. Opt. **45** (1998) 2425.
 - 26) S. Spaelter, M. Burk, U. Stroessner, A. Sizmann, and G. Leuchs: Opt. Express **2** (1998) 77.
 - 27) M. J. Werner: Phys. Rev. A **60** (1999) R781.
 - 28) A. Mecozzi and P. Kumar: Opt. Lett. **22** (1997) 1232.
 - 29) M. J. Werner: Phys. Rev. A **54** (1996) R2567.
 - 30) D. Levandovsky, M. Vasilyev, and P. Kumar: Opt. Lett. **24** (1999) 89.
 - 31) J. Higuchi, N. Nishizawa, M. Mori, K. Yamane, and T. Goto: Jpn. J. Appl. Phys. **39** (2000) 6243.
 - 32) S. Schmitt, J. Ficker, M. Wolff, F. Koenig, A. Sizmann, and G. Leuchs: Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 2446.
 - 33) D. Krylov and K. Bergman: Opt. Lett. **23** (1998) 1390.
 - 34) M. Fiorentino, J. E. Sharping, and P. Kumar: Phys. Rev. A **64** (2001) R031801.
 - 35) J. Higuchi, N. Nishizawa, M. Mori, K. Yamane, and T. Goto: Jpn. J. Appl. Phys. **40** (2001) L1220.
 - 36) M. J. Werner: Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 4132.
 - 37) S. Spaelter, N. Korolkova, F. Koenig, A. Sizmann, and G. Leuchs: Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 786.
 - 38) D. Levandovsky, M. Vasilyev, and P. Kumar: Opt. Lett. **24** (1999) 43.
 - 39) M. Takeoka, D. Fujishima, and F. Kannari: Opt. Lett. **26** (2001) 1592.
 - 40) K. Takasago, M. Takekawa, M. Suzuki, K. Komori, and F. Kannari: IEEE J. Select. Topics in Quantum Electron. **4** (1998) 346.
 - 41) 神成 文彦, 武井 信達, 塩澤 麻理子: レーザー研究 **28** (2000) 479.
 - 42) P. D. Drummond, R. M. Shelby, S. R. Friberg, and Y. Yamamoto: Nature **365** (1993) 307.
 - 43) M. Shirasaki and H. A. Haus: Opt. Lett. **17** (1992) 1225.
 - 44) レーザー研究 第28巻 10号「最近の量子光学の進展」特集号.
 - 45) 数理科学 2001年6月号 No.456 特集: 量子情報と量子コンピュータ.
 - 46) L. J. Wang, C. K. Hong, and S. R. Friberg: J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. **3** (2001) 346.
 - 47) Z. Y. Ou, S. F. Pereira, and H. J. Kimble: Appl. Phys. B **55** (1992) 265.
 - 48) J. E. Sharping, M. Fiorentino, and P. Kumar: Opt. Lett. **26** (2001) 367.
 - 49) Ch. Silberhorn, P. K. Lam, O. Weiss, F. Koenig, N. Korolkova, and G. Leuchs: Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 4267.
 - 50) Ch. Silberhorn, N. Korolkova, and G. Leuchs: LANL eprint arXiv: quant-ph/0109009.

レーザーワード

光パルススクイーピング (optical pulse squeezing)

光の直交位相振幅, 光子数-位相など非可換な物理量のうち一方の量子揺らぎを標準量子限界以下に抑制する技術を, 光のスクイーピングと言う. 光パルスは連続光に比べ強いピークパワーを持つため, スクイーピングに必要な非線形光学効果を効率的に起こすことができるメ

リットがある. またスクイズされた光は, 単に揺らぎが少ないというだけでなく, 量子エンタングルメント(もつれ合い状態)を初めとした量子力学特有の状態の生成にも使われ, 量子情報処理, 量子通信などの新しい技術への応用が期待されている.

(武岡 正裕)