



# 量子光学と新技術(III)

山本喜久 上田正仁

電子情報通信学会誌 Vol. 72 No. 8 pp. 915-921 1989年8月

山本喜久：正員 NTT 基礎研究所

上田正仁：同上

Quantum Optics and New Technology [III]. By Yoshihisa YAMAMOTO, Member and Masahito UEDA, Nonmember (NTT Basic Research Laboratories, Musashino-shi).

## 量子非破壊測定

[I]で、我々は、ビームスプリッタを用いて信号情報を読み出すと信号光のSN比が劣化すること、光ヘテロダイン検波器や光増幅器では、不確定積は信号光自身のその2倍になること、これらの起源が量子系の測定過程における不確定性原理にあることを知った。測定過程における不確定性原理が重要な役割を演じる分野に、重力波検出の実験がある<sup>(1),(2)</sup>。宇宙から地球に到達した重力波は質量  $M$  のアルミニウム・バーに結合してこれに周期的な振動を誘起する。その機械的変位を、静電容量などの変化として電氣的に読み取ることにより、重力波の飛来が実験的に確かめられるのである。この実験の難しさは、たとえアルミニウム・バーを質量  $M=100$  kg 程度の巨大なものにしたとし

ても、誘起される周期 1 kHz 程度の振動の振幅が  $10^{-21}$  cm という極微小量（1原子層厚の約  $10^{-10}$  倍!!）であることによっている。この重力波検出の実験において、不確定性原理は決定的な障害となる。すなわち、時刻  $t=0$  において、質点の位置を  $\Delta x$  の精度で測定できたとすると、この測定の反作用は運動量へおよび、その大きさは  $\Delta P \geq \frac{\hbar}{2\Delta x}$  を満たさなければならない。これは、測定の直後に、質点の速度が  $\Delta v = \frac{\Delta P}{M}$  でランダムに変調されることに相当する。このため、2回目の測定を行う時刻  $t=\tau$  には、質点の位置は  $\Delta x = \frac{\Delta P}{M}\tau$  なる不確定さをもつことになる。結局、時刻  $\tau$  ごとに行われる位置の測定精度は  $\Delta x \sim \sqrt{\frac{\hbar\tau}{2M}}$  よりも良くすることはできない。この量子限界は、予想される信号レベルよりも大きい<sup>(3)</sup>。重力波検出は原理的に不可能か？

測定における不確定性原理の要請は、ある観測量の測定精度とその共役観測量への反作用雑音の積がある最小値以上でなければならないことである。従って、情報が一つの観測量だけにより運ばれている場合には、この観測量に全くじょう乱を与えることなく、すなわち、情報を壊すことなく、任意の精度で、繰り返し情報を読み出すことが可能なはずである。実際、ある種の観測量とある種の測定器を組み合わせると、測定の反作用を共役な観測量だけに押し込める

## 予 定 目 次

- [I] はじめに  
量子力学の基礎 (I) — 不確定性原理 —  
(6月号)
- [II] スクイズド状態と光子対 (7月号)
- [III] 量子非破壊測定 (8月号)
- [IV] 共振器量子電気力学 (9月号)
- [V] トンネル電流の量子化 (10月号)
- [VI] 量子力学の基礎 (II) — 重ね合せの原理  
と観測問題 — (12月号)
- [VII] 量子力学と情報 (1月号)
- [VIII・完] 応用・結論 (2月号)

ことができる。従って、測定精度をいくら良くしても、測定を何回繰り返し行っても、不確定性原理に抵触することなく、その観測量の情報を保存することができる。これがブラジンスキーが重力波検出のために発明した量子非破壊測定である<sup>(4)</sup>。量子非破壊測定は、量子光学においても実現可能な概念であり、スクイズド状態のもつ情報を繰り返し読み出すことを可能にする。

スクイズド状態は損失のある伝送路を伝搬すると、ビームスプリッタで情報を読み出されたのと同様に、SN比が劣化する。信号光の強度が非常に高く光検波器が飽和してしまう場合には、信号光に減衰を与えなければならないが、このときも同様にSN比が劣化する。これは量子光学的揺動散逸定理の結果である。これに対し、量子非破壊測定と同様の原理に基づいて、スクイズド状態のSN比を劣化させずに、これを増幅したり減衰したりすることができる。これがパラメトリック増幅/減衰である<sup>(5)</sup>。これは、スクイズド状態のもつ情報を、損失のある線路を通して伝送したり、飽和する検波器を用いて読み出すことを可能にする重要なものである。

### 1. 量子非破壊測定条件

一般に、信号系の観測量  $\hat{A}_s$  を測定しようとする場合には、図1に示すように、プローブ系の観測量  $\hat{A}_p$  を  $\hat{A}_s$  に一定時間結合、相互作用させ、 $\hat{A}_p$  の変化を通して  $\hat{A}_s$  に関する情報を

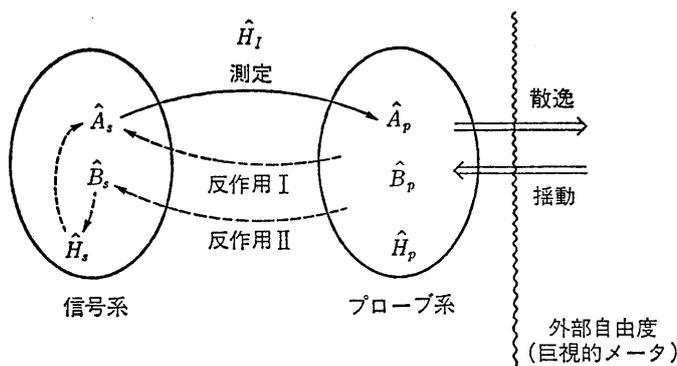


図1 プローブ系と巨視的メータを含む量子非破壊測定モデル

読み出すことが行われる。このモデルにおいては、信号系、プローブ系とも相互作用している間は量子系にあり、そのうちプローブ系だけが、相互作用の後、巨視的な古典系に結合して、例えば、メータの針を振らせるなどして、確定した測定結果を出力する。信号系、プローブ系の無擾動ハミルトニアンを  $\hat{H}_s, \hat{H}_p$ , 相互作用ハミルトニアンを  $\hat{H}_I$  とすると、 $\hat{A}_s$  と  $\hat{A}_p$  の時間発展は、次のハイゼンベルグ方程式で表される。

$$-i\hbar \frac{d}{dt} \hat{A}_s = [\hat{H}_s, \hat{A}_s] + [\hat{H}_I, \hat{A}_s] \quad (1)$$

$$-i\hbar \frac{d}{dt} \hat{A}_p = [\hat{H}_p, \hat{A}_p] + [\hat{H}_I, \hat{A}_p] \quad (2)$$

$\hat{A}_s$  の情報が  $\hat{A}_p$  に乗り移るためには、式(2)右辺の第2項が0ではなく、かつ、 $\hat{H}_I$  は  $\hat{A}_s$  の関数でなければいけない。

$$(i) [\hat{H}_I, \hat{A}_p] \neq 0$$

$$(ii) \hat{H}_I \text{ は } \hat{A}_s \text{ の関数である。}$$

一方、情報の読み出しによる  $\hat{A}_s$  への反作用雑音の及び方には、図1に示したように、二つの経路がある。一つは、式(1)の右辺の第2項で表される、 $\hat{H}_I$  による直接的な  $\hat{A}_s$  の変化である。従って、もし相互作用ハミルトニアン  $\hat{H}_I$  が

$$(iii) [\hat{H}_I, \hat{A}_s] = 0$$

なる条件を満たしていたとすれば、この経路の反作用雑音を抑圧することができる。もう一つの反作用雑音は、式(1)右辺の第1項で表される、共役観測量を介した間接的な  $\hat{A}_s$  の変化である。ハイゼンベルグの不確定性原理は、 $\hat{A}_s$  の測定精度  $\langle \Delta \hat{A}_s^2 \rangle_{\text{meas}}$  とその共役な観測量  $\hat{B}_s$  に対する反作用雑音  $\langle \Delta \hat{B}_s^2 \rangle_{\text{back action}}$  の間に次式が成立していることを要請する。

$$\langle \Delta \hat{A}_s^2 \rangle_{\text{meas}} \langle \Delta \hat{B}_s^2 \rangle_{\text{back action}} \geq \frac{1}{4} |K[\hat{A}_s, \hat{B}_s]|^2 \quad (3)$$

従って、もし、無擾動ハミルトニアン  $\hat{H}_s$  が  $\hat{B}_s$  の関数であったとすると、 $\hat{A}_s$  に共役観測量  $\hat{B}_s$  を介した反作用雑音が及ぶことになる。これを抑圧するためには、次の条件が必要である。

(iv)  $\hat{H}_s$  は  $\hat{A}_s$  の共役観測量を含んではならない。

このとき、次の条件が成立する。

(v)  $[\hat{A}_s(0), \hat{A}_s(t)] = 0$

これら、二つの条件 (iii), (v) を満足したものを、量子非破壊 (Quantum nondemolition, QND) 測定とよぶ<sup>(4)</sup>。条件 (iii) を満たした相互作用ハミルトニアン  $\hat{H}_I$  を反作用除去 (back action evading) タイプといい、条件 (v) を満たした  $\hat{A}_s$  を量子非破壊観測量 (QND observable) という。

量子非破壊測定の実理を用いれば、信号の持つ情報をこれにじょう乱を与えることなく、何回でも繰り返し読み出すことができる。従って、[I] で述べた、通常の測定における揺動散逸定理と SN 比の劣化を克服することができるわけである。

## 2. 光子数の量子非破壊測定

光子数  $\hat{n}_s$  は、条件 (v) を満たす量子非破壊観測量である。なぜならば、無擾動ハミルトニアン  $\hat{H}_s = \hbar\omega_s(\hat{n}_s + \frac{1}{2})$  が  $[\hat{H}_s, \hat{n}_s] = 0$  を満たすからである。図 2 に示すような測定系を考えてみる。角周波数  $\omega_s$  の信号光と  $\omega_p$  のプローブ光が、3 次の非線形性を持った媒質中を伝搬する。相互位相変調効果により、信号光の光子数に応じてプローブ光の位相が変調される。従ってプローブ光の位相をホモダイン検波器で破壊測定することにより、信号光の光子数を非破壊で読み出すことができる。3 次の非線形媒質中の相互位相変調を表すハミルトニアンは<sup>(6)</sup>

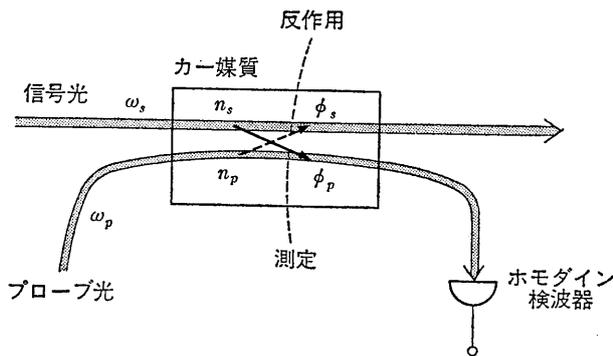


図 2 光カー媒質を用いた量子非破壊測定

$$\hat{H}_I = \hbar\chi\hat{n}_s\hat{n}_p \quad (4)$$

与えられる。χ は 3 次の非線形感受率に比例した定数である。プローブ光の観測量を  $A_p \equiv \hat{a}_{p2} = \frac{1}{2i}(\hat{a}_p - \hat{a}_p^\dagger)$  とすると、条件 (i) ~ (iii) がすべて満たされていることがわかる。すなわち、式 (4) は反作用除去タイプの相互作用ハミルトニアンである。

式 (4) に対するハイゼンベルグ方程式 (1), (2) の解は、

$$\hat{a}_s(L) = \exp(i\sqrt{F}\hat{n}_p)\hat{a}_s(0) \quad (5)$$

$$\hat{a}_p(L) = \exp(i\sqrt{F}\hat{n}_s)\hat{a}_p(0) \quad (6)$$

となる<sup>(7)</sup>。ここで、 $\sqrt{F} = \chi L/v$  は相互位相変調の強さを表すパラメータで、L は媒質の長さ、v は媒質中の光速である。ホモダイン検波器を用いて、プローブ光の位相変調成分を測定する場合、被測定演算子  $\hat{a}_{p2}$  は次式となる。

$$\begin{aligned} \hat{a}_{p2}(L) &= \hat{a}_{p1}(0) \sin(\sqrt{F}\hat{n}_s) \\ &\quad + \hat{a}_{p2}(0) \cos(\sqrt{F}\hat{n}_s) \\ &\simeq \langle \hat{a}_{p1}(0) \rangle \sqrt{F}\hat{n}_s + \Delta\hat{a}_{p2}(0) \end{aligned} \quad (7)$$

ここで、 $\langle \hat{a}_{p2}(0) \rangle = 0$  および位相回転  $\sqrt{F}\hat{n}_s$  の  $2\pi N$  からの変位は微小量であると仮定した。式 (7) より、測定される光子数は、 $\hat{n}_s$  そのものではなく、

$$\hat{n}_s^{(obs)} \equiv \frac{\hat{a}_{p2}(L)}{\langle \hat{a}_{p1}(0) \rangle \sqrt{F}} = \hat{n}_s + \frac{\Delta\hat{a}_{p2}(0)}{\sqrt{F}\langle \hat{a}_{p1}(0) \rangle} \quad (8)$$

となることがわかる。従って測定結果の分散は次式で与えられる。

$$\langle \Delta\hat{n}_s^{(obs)2} \rangle = \langle \Delta\hat{n}_s^2 \rangle + \frac{\langle \Delta\hat{\phi}_p(0)^2 \rangle}{F} \quad (9)$$

ここで、 $\langle \Delta\hat{\phi}_p(0)^2 \rangle = \langle \Delta\hat{a}_{p2}(0)^2 \rangle / \langle \hat{n}_p \rangle$  はプローブ光の位相雑音である。式 (9) 右辺の第 1 項は信号光自身の光子数雑音、第 2 項は測定誤差を表す。測定誤差は、非線形相互作用の強さ F とプローブ光の平均光子数  $\langle \hat{n}_p \rangle$  を大きくするほど、プローブ光雑音  $\langle \Delta\hat{a}_{p2}(0)^2 \rangle$  を小さくするほど小さくできる。従って、コヒーレント状態よりもスクイズド状態にあるプローブ光の方が、同じ平均光子数でも測定誤差を小さくできる。

測定により、信号光の位相にはどのようなじ

よう乱が付加されるだろうか？ 式 (5) から、信号光の直交位相振幅  $\hat{a}_{s2}(L)$  はプローブ光の光子数  $\hat{n}_p$  により次式に従って変調されることがわかる。

$$\hat{a}_{s2}(L) \simeq \langle \hat{a}_{s1} \rangle \sqrt{F} \hat{n}_p + \Delta \hat{a}_{s2}(0) \quad (10)$$

従って、信号光の位相雑音は、

$$\langle \Delta \hat{\phi}_s^2 \rangle \equiv \frac{\langle \Delta \hat{a}_{s2}(0)^2 \rangle}{\langle \hat{a}_{s1}(0) \rangle^2} = \langle \Delta \hat{\phi}_s(0)^2 \rangle + F \langle \Delta \hat{n}_p^2 \rangle \quad (11)$$

となる。式 (11) 右辺第1項は信号光自身の位相雑音、第2項は測定の反作用雑音を表す。式 (9), (11) より、もしプローブ光が光子数-位相最小不確定積を満たしていれば、光子数の測定誤差と位相への反作用雑音の間には、次の最小不確定関係が満足されていることがわかる<sup>(7)</sup>。

$$\begin{aligned} \langle \Delta \hat{n}_s^2 \rangle_{\text{meas}} \langle \Delta \hat{\phi}_s^2 \rangle_{\text{back action}} \\ = \langle \Delta \hat{n}_p^2 \rangle \langle \Delta \hat{\phi}_p^2 \rangle = \frac{1}{4} \end{aligned} \quad (12)$$

光子数の量子非破壊測定実験については、光ファイバを3次の非線形媒質とした試みが行われている<sup>(8),(9)</sup>。光ファイバが非常に損失が少なく、長い相互作用長が確保でき、また光を狭い領域に閉じ込め、光パワー密度を上げられるため、このような非線形相互作用を行わせるのに適している。レーベンソンらは、長さ100 mのシリカファイバに、Kr レーザの2波長のCWの光を伝搬させ、一方を信号光、他方をプローブ光として、信号光の強度雑音とプローブ光の位相雑音の間に量子相関があることを観測した<sup>(8)</sup>。井元らは、長さ1 kmのシリカファイバに、1.06  $\mu\text{m}$  と 1.3  $\mu\text{m}$  の YAG レーザのCW光を伝搬させ、同様の実験結果を得た<sup>(9)</sup>。

### 3. 前置増幅検波

コヒーレント状態や光子数-位相スクイーズド状態を、光子数直接検波する際、光検波器の量子効率が1ではなく、また検出系に有限の熱雑音があるため、実際のSN比は、信号光自身のもつSN比よりも次式に従って劣化する<sup>(10)</sup>。

$$(S/N)_{PD} = \frac{\langle \hat{n}_s \rangle}{\frac{\langle \Delta \hat{n}_s^2 \rangle}{\langle \hat{n}_s \rangle} + \frac{1-\eta}{\eta} + \frac{\langle \Delta \hat{n}_{th}^2 \rangle}{\eta^2 \langle \hat{n}_s \rangle}} \quad (13)$$

ここで、 $\eta$  は光検波器の量子効率、 $\langle \Delta \hat{n}_{th}^2 \rangle$  は電子回路で発生する熱雑音を入力換算した雑音電子数揺らぎである。もし、信号光がコヒーレント状態の光子数雑音よりも10 dB, 20 dB低い雑音レベルを持っていたとすると、そのSN比劣化を3 dB以内に抑えるためには、光検波器の量子効率 $\eta$ はそれぞれ0.9, 0.99以上でなければならない。また、 $\langle \Delta \hat{n}_{th}^2 \rangle$ によるSN比の劣化を抑圧するためには、 $\langle \hat{n}_s \rangle \gg \langle \Delta \hat{n}_{th}^2 \rangle$ なる条件が満たされていなければならない。 $\langle \Delta \hat{n}_{th}^2 \rangle$ は通常 $10^4 \sim 10^6$ の値をもつ。これらの条件が満たされない場合には、せっかく光子数-位相スクイーズド状態を発生できたとしても、その利点をいかすことができなくなる。

量子非破壊測定を行うことによって、微弱な信号光の情報を損失や雑音に強い巨視的レベルのプローブ光の情報に変換することができる。情報がひとたび巨視的レベルに移ってしまえば、光検波器の量子効率や電子回路の熱雑音の影響は受けにくくなる。量子非破壊測定において、プローブ光の位相を検出するホモダイン検波器が、同じ量子効率 $\eta$ と熱雑音 $\langle \Delta \hat{n}_{th}^2 \rangle$ をもっていたとすると、そのSN比は式(13)に変わって<sup>(10)</sup>、

$$\begin{aligned} (S/N)_{QND} \\ = \frac{\langle \hat{n}_s \rangle}{\frac{\langle \Delta \hat{n}_s^2 \rangle}{\langle \hat{n}_s \rangle} + \frac{1}{\eta F \langle \hat{n}_p \rangle \langle \hat{n}_s \rangle} + \frac{\langle \Delta \hat{n}_{th}^2 \rangle}{4 \eta^2 F \langle \hat{n}_p \rangle^2 \langle \hat{n}_s \rangle}} \end{aligned} \quad (14)$$

で与えられる。従っても、 $F \langle \hat{n}_p \rangle$ を十分に大きくすることができれば、 $\eta$ や $\langle \Delta \hat{n}_{th}^2 \rangle$ によるSN比の劣化を抑圧できることがわかる。このように、雑音のある検出器の前段で信号を直接増幅して受信SN比の劣化を抑圧することを、一般に前置増幅検波というが、量子非破壊測定にはこのような機能が量子レベルで備わっているのである。

### 4. 量子非破壊増幅条件

一般に、線形増幅器の入、出力モード $\hat{a}$ ,  $\hat{b}$ は次式のように書くことができる<sup>(11)</sup>。

$$\hat{b}_1 = \sqrt{G_1} \hat{a}_1 + \hat{F}_1 \quad (15)$$

$$\hat{b}_2 = \sqrt{G_2} \hat{a}_2 + \hat{F}_2 \quad (16)$$

$G_1$  と  $G_2$  は二つの直交位相振幅に対する増幅率,  $\hat{F}_1$  と  $\hat{F}_2$  は増幅器で付加される内部揺らぎを表す演算子である. 入, 出力モードが交換関係

$$[\hat{b}_1, \hat{b}_2] = [\hat{a}_1, \hat{a}_2] = \frac{i}{2} \quad (17)$$

を満足するためには,  $\hat{F}_1$  と  $\hat{F}_2$  は次の交換関係を満足しなければならない.

$$[\hat{F}_1, \hat{F}_2] = \frac{i}{2} (1 - \sqrt{G_1 G_2}) \quad (18)$$

従って, 入力換算された二つの付加雑音は, 次の不確定性関係の制約を受けることになる<sup>(3)</sup>.

$$\frac{\langle \Delta \hat{F}_1^2 \rangle}{G_1} \cdot \frac{\langle \Delta \hat{F}_2^2 \rangle}{G_2} \geq \frac{1}{16} \left( 1 - \frac{1}{\sqrt{G_1 G_2}} \right)^2 \quad (19)$$

[I] で述べたように, 通常の線形増幅器では,  $G_1 = G_2 \gg 1$  でしかも二つの付加雑音が互いに等しいので, 結果として真空場の揺らぎと同じ大きさの雑音  $\langle \Delta \hat{F}_i^2 \rangle / G_i = 1/4$  が信号に付加された. その結果として, SN 比は 3 dB 劣化した. もし,  $G_1$  と  $G_2$  が等しくなく, 特に,  $G_1 = \frac{1}{G_2}$  なる関係を満足する線形増幅器であつたとすると, 式 (19) 右辺は 0 となり,

不確定性関係は消滅する. このような増幅器では, 内部で付加される雑音がなくとも構わないのである. 但し, この場合  $\hat{a}_1$  を増幅すれば,  $\hat{a}_2$  は必ず同じ割合だけ減衰されることになる.

実は, 通常の線形増幅器における 3 dB の SN 比劣化は, この増幅器が二つの共役観測量を同時に増幅し, 従って測定することを可能にすることにその起源がある. 一度, 微弱な信号光を巨視的レベルに増幅してしまえば, 二つの共役観測量を新たな付加雑音の影響なしに測定することは可能である. しかし, いかなる共役観測量の同時測定も, 新たな不確定さの導入なしには行えない<sup>(12)</sup>. 同時測定結果の不確定積はハイゼンベルグの最小不確定積の

2 倍になることが知られている<sup>(13)~(15)</sup>. 線形増幅器においては, 増幅器の内部揺らぎがこの一般化された不確定性原理を成立させているのである. もし, 増幅器が  $\hat{a}_1$  のみを増幅し,  $\hat{a}_2$  を減衰させるものであれば, 結果として, 測定は  $\hat{a}_1$  に対してのみしか行えないから, 内部付加雑音はなくてもよいのである. この点は, 量子非破壊測定と同じ原理である.

### 5. 縮退および非縮退パラメトリック増幅

直交位相振幅スクイズド状態の発生手段として紹介した縮退パラメトリック増幅器 (図 3 (a)) は,  $G_1 = \frac{1}{G_2}$  なる条件を満足している.

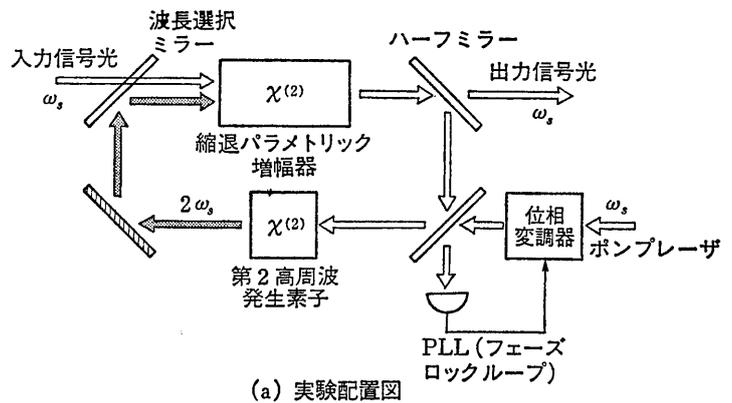
入, 出力モードを  $\hat{a}, \hat{b}$  ととれば,

$$\hat{b}_1 = e^{-r} \hat{a}_1 \quad (20)$$

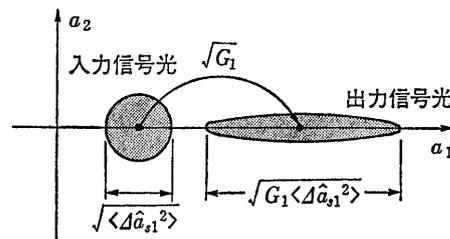
$$\hat{b}_2 = e^r \hat{a}_2 \quad (21)$$

が得られる. 式 (20), (21) は, 演算子の関係式であるから,  $G_1 = \frac{1}{G_2} = e^{-2r}$  であると同時に, 増幅器で付加される内部雑音がないことも表している. 入, 出力モードの雑音分布を図 3(b) に表す.

一方, 光子対の発生手段として紹介した非縮



(a) 実験配置図



(b) 雑音分布の変化

図 3 縮退パラメトリック増幅器による直交位相振幅の無雑音増幅

退パラメトリック増幅器における入，出力関係は，

$$\hat{b}_{s1} = \sqrt{G}\hat{a}_{s1} + \sqrt{G-1}\hat{a}_{i1} \quad (22)$$

$$\hat{b}_{s2} = \sqrt{G}\hat{a}_{s2} - \sqrt{G-1}\hat{a}_{i2} \quad (23)$$

となる。式 (22), (23) 右辺の第2項，入力アイドラ光がこの場合内部付加雑音となって現れていることがわかる。非縮退パラメトリック増幅は，二つの直交位相振幅を同時に測定し，内部付加雑音を持った通常の線形増幅器であることがわかる。しかし，入力アイドラ光として，零点スクイズド状態を準備したとすれば， $\langle \Delta \hat{a}_{i1}^2 \rangle \ll \frac{1}{4} \ll \langle \Delta \hat{a}_{i2}^2 \rangle$ ，となるのでたとえ， $\hat{a}_{s1}$  と  $\hat{a}_{s2}$  を同じ割合で増幅しても， $\hat{a}_{s1}$  に関しては，付加雑音なしに増幅できる。もちろん，このとき  $\hat{a}_{s2}$  の測定は大きな雑音， $G\langle \Delta \hat{a}_{i2}^2 \rangle$  のために不可能になる。

これらの増幅器を用いれば，雑音指数 0 dB，すなわち，SN 比の劣化なしに信号を増幅することができる。

### 6. パラメトリック増幅と減衰

直交位相振幅スクイズド状態や光子数一位相スクイズド状態は，損失に合うと，揺動散逸定理に従って，その量子雑音はコヒーレント状態のそれに漸近していく。

$$\begin{aligned} \langle \Delta \hat{a}_{out,1}^2 \rangle &= T\langle \Delta \hat{a}_{in,1}^2 \rangle + (1-T)\langle \Delta \hat{c}_1^2 \rangle \\ \longrightarrow \langle \Delta \hat{c}_1^2 \rangle &= \frac{1}{4} (T \ll 1) \end{aligned} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \langle \Delta \hat{n}_{out,1}^2 \rangle &= T\langle \Delta \hat{n}_{in,1}^2 \rangle + T(1-T)\langle \hat{n}_{in} \rangle \\ \longrightarrow T\langle \hat{n}_{in} \rangle &= \langle \hat{n}_{out} \rangle (T \ll 1) \end{aligned} \quad (25)$$

しかし，もし，直交位相振幅スクイズド状態を損失を受ける前に，十分パラメトリック増幅したとすると，損失による SN 比劣化を抑圧することができる。

$$\begin{aligned} (S/N)_{out} &= \frac{GT\langle \hat{a}_1 \rangle^2}{GT\langle \Delta \hat{a}_1^2 \rangle + \frac{1}{4}(1-T)} \\ \xrightarrow{G \gg \frac{1-T}{4T\langle \Delta \hat{a}_1^2 \rangle}} (S/N)_{in} &= \frac{\langle \hat{a}_1 \rangle^2}{\langle \Delta \hat{a}_1^2 \rangle} \end{aligned} \quad (26)$$

信号光の直交位相振幅の雑音をコヒーレント状態のそれよりも大きく増幅することによ

て，損失に対して SN 比が保存できるわけである。このとき，他方の直交位相振幅は，パラメトリック減衰の後，損失を受けるので，その分散はコヒーレント状態の値に漸近する。従って，信号光自身はもはやスクイズド状態にはないが，初めにスクイズド状態がもっていた一つの直交位相振幅の SN 比は保存されている。

情報が非常に強度の高い信号光にのっている場合には，光検波器が飽和を起し，これにより SN 比の劣化を引き起こすことがある。信号光に通常の損失を与えれば，式 (24), (25) に示したように，真空場の揺らぎが付加されて SN 比が劣化する。このようなときには，信号光をパラメトリック減衰すればよい。例えば，パラメトリック増幅  $G$ ，損失  $T$  を受けた後の信号光は，初めの信号光に比べて強度は大きい， $\frac{1}{G'} = \frac{1}{GT}$  なるパラメトリック減衰を与えれば，SN 比を保ちつつ，信号レベルを初期値に戻せる。

$$\begin{aligned} (S/N)_{deamp} &= \frac{\langle \hat{a}_1 \rangle^2}{\langle \Delta \hat{a}_1^2 \rangle + \frac{1-T}{4GT}} \\ \longrightarrow (S/N)_{in} & \end{aligned} \quad (27)$$

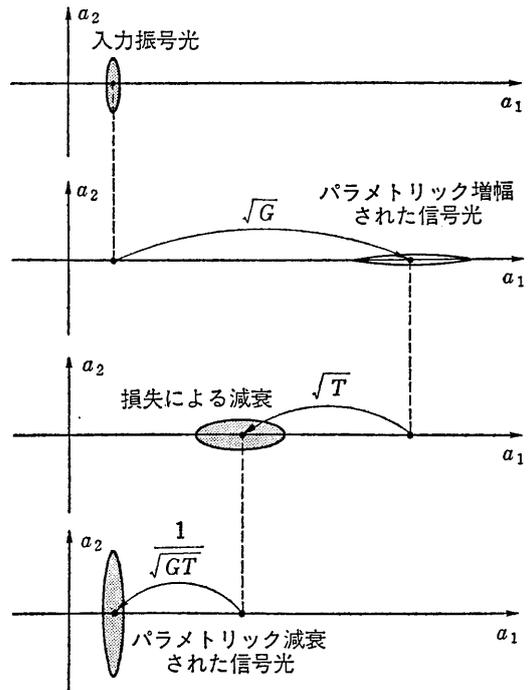


図4 パラメトリック増幅，損失およびパラメトリック減衰による雑音分布の変化

これらの様子を図4に示した。このようにして、直交位相振幅スクイズド状態のSN比を、損失や飽和による劣化を克服して伝送したり、検出できるわけである。同様のことを、光子数-位相スクイズド状態に対して行うことも可能である。

## 文 献

- (1) R.W.P. Drever: in Quantum Optics, Experimental Gravitation, and Measurement Theory, Plenum Press (1983).
- (2) H. Billing, et al.: *ibid.*
- (3) C.M. Caves, et al.: *Rev. Mod. Phys.*, **52**, 341 (1980).
- (4) V.B. Braginsky, Y.I. Vorontsov and K.S. Thorne: *Science*, **209**, 547 (1980).
- (5) H. Takahashi: in *Adv. Commun. Syst.*, Academic, New York (1965).
- (6) J. Milburn and D.F. Walls: *Phys. Rev.*, **A 28**, 2065 (1983).
- (7) N. Imoto, H.A. Haus and Y. Yamamoto: *Phys. Rev.*, **A 32**, 2287 (1985).
- (8) M.D. Levenson, R.M. Shelby, M. Reid and D.F. Walls: *Phys. Rev. Lett.*, **57**, 2473 (1986).
- (9) N. Imoto, S. Watkins and Y. Sasaki: *Opt. Commun.*, **61**, 159 (1987).
- (10) Y. Yamamoto, et al.: *Progress in Optics*, North-

Holland (1989).

- (11) C.M. Caves: *Phys. Rev.*, **D 26**, 1817 (1982).
- (12) Y. Yamamoto and H.A. Haus, *Rev. Mod. Phys.*, **58**, 1001 (1986).
- (13) E. Arthurs and J.L. Kelly, Jr.: *Bell Syst. Tech. J.*, **44**, 725 (1965).
- (14) J.P. Gordon and W.H. Louisell: in *Physics of Quantum Electronics*, ed. by P.L. Kelly et al., Mc Graw-Hill, New York (1966).
- (15) C.Y. She and H. Heffner: *Phys. Rev.*, **152**, 1103 (1966).



山本 喜久 (正員)

昭 48 東工大・工・電気卒。昭 53 東大大学院博士課程了。同年日本電信電話公社入社。以来、コヒーレント光通信、レーザ増幅器、レーザの量子雑音、量子光学の研究に従事。現在、NTT 基礎研究所情報科学研究部山本グループリーダー。工博。昭 56 年度学術奨励賞、昭 60 年度業績賞受賞。著書「Semiconductor and Semimetals」など。



上田 正仁

昭 61 東大・理・物理卒。昭 63 同大学院修士課程了。同年日本電信電話株式会社入社。以来、微小接合素子の量子論の研究、量子光通信の研究に従事。現在、NTT 基礎研究所情報科学研究部山本グループに所属。