

講座

量子光学と新技術(I)

山本喜久 上田正仁

電子情報通信学会誌 Vol. 72 No. 6 pp. 669-675 1989年6月

山本喜久：正員 NTT 基礎研究所

上田正仁：同上

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

1. はじめに

原子や分子などの微視的世界の現象が量子力学の法則に従うのに対し、多くの原子や分子で形成された巨視的世界の現象は、通常、古典物理学の法則に従う。ところが、このような微視的=量子的、巨視的=古典的という構図は厳密には正しくない。少なくとも、二つの先端技術分野で崩れつつある。それは、光と超伝導の分野においてである。この二つの分野に共通した特徴は、多数の光子や電子対（クーパー対）が集団として決まった位相（コヒーレンス）を形成し、しかも、光子や電子対の量子化されたエネルギーが、背景熱雑音エネルギーよりも大きいことである。巨視的レベルにある物理系であ

っても、ひとたび、コヒーレンスが形成されると、量子力学の特徴である不確定性原理と重ね合せの原理が、巨視的な量に対して成立することになる。また、そのような量子力学的特徴は、背景熱雑音が無視し得る場合には、実際に観測されるのである。

原子や分子のエネルギー準位が量子化される通常の量子効果に対し、微視的な光子や電子対の集団が全体としてコヒーレントな運動をする結果、不確定性原理や重ね合せの原理などの量子力学の本質が巨視的レベルで現れることを巨視的量子効果 (macroscopic quantum effects) とよぶ。

光通信における量子限界の問題は、1960年にレーザーが発明されて以来、量子光学、通信理論、情報理論などの分野を中心にして、理論的研究が行われてきたが、興味は純粋に学術的なものであった。しかし、1980年代に入ると、コヒーレント光通信やフォトンカウンティング光通信など最先端の光通信技術が成熟し、現在では、その性能は、既に不確定性原理で決められる壁（量子限界）にほぼ到達している。光計測の分野においても、レーザージャイロや重力波検出用光干渉計の実験技術が進歩し、その性能は、ほぼこの量子限界に到達している。スクイズド状態とよばれる新しい光と量子非破壊測定とよばれる新しい検出法が、この量子限界の壁を打ち破る概念として、ここ数年、脚光を浴び

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] 微小トンネル接合による電流の量子化
(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)

るようになった。不確定性原理とは、二つの共役観測量、例えば、光子数と位相や位置と運動量などの不確定性(量子雑音とよばれる)の積が一定値以上でなければいけないというものである。スクイズド状態や量子非破壊測定とは、この共役観測量の間に要請されている最小不確定積を満たしつつ、情報を運んでいない観測量の不確定性を増大させ(精度を犠牲にして)、情報を読み出した他方の観測量の不確定性を限りなく小さくしようとするものである。これにより、不確定性原理に抵触することなく、通常量子限界を回避することができる。

多数の光子が集団として量子的に振舞う現象をさまざまな光技術に応用しようとする試みが盛んになる一方で、単一の原子や光子といった本来微視的な量子系が、直接観測され、また制御されるようになってきたことも、最近の先端技術の特徴の一つである。原子一つを見るトンネル電子顕微鏡や原子一つを真空中で止めたり動かしたりするレーザーリングの技術がその代表例である。真空場の揺らぎさえも、微小な共振器を用いて抑圧でき、その結果、原子の自然放出過程という従来は全く不可避の自然現象と思われていたことを消滅させてしまうことが可能になった。また、原子一つで動作し、光子一つを発生するメーザやレーザが実際に作られている。共振器量子電気力学とよばれるこのような分野は、はじめ、高い Q 値を実現できる超伝導キャビティーが利用できる数十GHzのミリ波帯で研究が盛んに行われていたが、超微細加工技術の進展により、最近では、光波帯にもその研究領域が広がりつつある。超伝導(特にジョセフソン接合)の分野でも、微細加工技術の進展により、単一の電子対の規則正しいトンネル現象を引き起こすブロッホ波振動とよばれる現象が、2次の巨視的量子効果(secondary macroscopic quantum effects)として注目を浴びるようになってきた。この現象を利用して、接合電流を電子一つのレベルで制御することが可能になるかもしれない。

これらの研究は、いまだ量子物理学の一分野

にすぎないが、“single photon photonics”あるいは“single electron electronics”といった将来の情報処理技術の中核へ発展し得る可能性を秘めている。

このようにして、先端技術分野における量子限界の出現は、量子力学の新原理に基づく新技術を生み出す結果となりつつある。同時に、こうした新技術を用いて量子力学の基礎を実験的に確立しようとする試みも、最近、盛んになりつつある。量子力学において、観測過程をどのように記述すればよいか、という問題は、いまだに未解決の難問である。この点に関しては、“シュレディンガーの猫”、“アインシュタイン/ポドルスキー/ローゼンのパラドクス”、“ウイグナーの友人”という言葉に代表される多くの論争が繰り返し行われてきた。これらの論争を一応しのいできたコペンハーゲン学派の解釈は、要約すれば測定が行われるまでは“実在”というものを考えてはいけない、“情報”だけが存在するというのである。これは、我々の直感にはなかなか受け入れられない観念論である。測定を行ったとき、この不思議な世界が、どのような過程を経て、我々の知っている古典的世界(“実在”の世界)にたどりつくのか。その答えが明らかにされるまでは、量子力学は決して完成された理論体系とはいえないのである。この問題は、純粋にアカデミックなテーマであるばかりでなく、エレクトロニクス技術の将来に深くかかわってくるのが予想される。実際、電子の位相干渉長程度の小さな素子では、電子の波動関数のもつ非局所性のために素子(被測定系)と読み出しリード線(測定系)とを別々に解析することができないということが理論、実験の両面において明らかにされつつある。

量子-古典移行における散逸の役割、階層間の整合問題、情報の消失と非可逆性など量子力学と情報理論の基礎を確立する上で重要な問題がここ数年盛んに研究されるようになってきた。こうした問題を解決する上で、先端技術を駆使した実験的検証は欠くことができない。量子相関をもった光子対を用いた遅延選択の実験

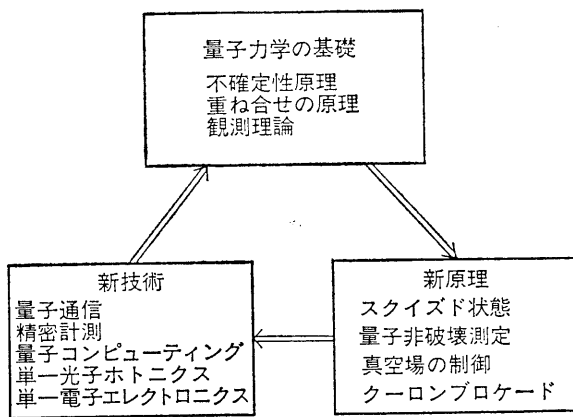


図 1 量子光学と新技術の関係を表す“量子三角形”

などはそのよい例である。

本稿では、図 1 に示すような量子力学の基礎と量子力学の新原理と通信、計測および情報処理技術の接点、相互作用を理解する上で、基本となる知識を整理し、この“量子三角形”の三つの頂点の解説をする。新技術に関しては、量子光通信、量子精密計測、量子コンピューティング、等への応用について述べる。

2. 量子力学の基礎 (I)

—不確定性原理—

2.1 不確定性原理の 2 重性

粒子の位置と運動量を、同時に、任意の精度で測定することはできない。位置の不確定性 Δq と運動量の不確定性 Δp の積は常に $\hbar/2$ よりも大きくなくてはならない。ここで、 $\hbar \equiv h/2\pi$ で、 h はプランク定数である。これがハイゼンベルグの不確定性原理である。光の光子数と位相も、同時に、任意の精度で測定することができない。光子数の不確定性 Δn と位相の不確定性 $\Delta \phi$ の積は常に $1/2$ よりも大きくなくてはならない。このように、不確定性関係を満足しなければならない、二つの観測量、位置と運動量や光子数と位相などを、互いに共役な関係にあるという。

このように不確定性原理は、量子力学的な波動関数の性質を記述しているものである、という解釈が、今日、一般的に受け入れられている⁽¹⁾。すなわち、同じ波動関数で記述される系を多数用意し、一つのグループに対しては運動

量だけを測定し、他のグループについては位置だけを測定し、測定結果の分散を求めると、それらの積が不確定性原理に従っている、というのである。これは、明らかに波動関数自身の性質であり、いわば、量子系の発生(準備)過程に関する制約である。しかし、ハイゼンベルグが、 r 線頭微鏡を用いて、初めてこの原理に言及したときには、それは明らかに、電子の位置と運動量を測る測定器が本来もつ測定誤差(被測定系のもつ分散とは違う)に関するものであった⁽²⁾。この場合、不確定性原理は、位置の測定精度とそれによる運動量への反作用の大きさの問題としてとらえられる。あるいは、この両者を“同時”に測定したときに、波動関数自身がもつ本来の不確定性とは別に、どれだけの測定誤差が新たに付け加わるのか、という問題としてとらえられる。これは明らかに測定器の性質であり、いわば、量子系の測定(観測)過程に関する制約である。

アハラノフとボームは、これを、不確定性原理の異なった解釈ととらえた⁽³⁾。しかし、実際には、ラムが指摘しているように、不確定性原理は 2 重構造になっていて、量子系の発生過程と測定過程で別々の不確定性関係が要請されているのである⁽⁴⁾。前者は測定される量子系の波動関数の性質に属し、後者は測定する量子系(測定器)の波動関数の性質に属しているのである。

本章では、量子力学の特徴の一つであるこの不確定性原理を、電磁波の量子状態について詳しく説明する。レーザ光の光子数 n をフォトンカウンターを用いて測定すると、光電子統計分布はポアソン分布となる。また、光電流スペクトル密度はショット雑音レベルに等しくなる。レーザ光の直交位相振幅 a_1 を光ホモダイン検波器を用いて測定すると、出力結果は分散 $1/4$ のガウス分布になる。これらの実験結果は、レーザ光がコヒーレント状態とよばれる、 $\Delta n \Delta \phi = 1/2$ を満足する最小不確定状態にあるために生じたことである。また、レーザ光の二つの直交位相振幅 a_1 と a_2 を光ヘテロダイン検波器

を用いて同時に測定すると、測定値の分散の積は最小不確定値の2倍になる。レーザ光を光増幅器を用いて増幅すると、その信号対雑音 (S/N) 比は 3 dB ほど悪くなる。これらの実験結果は、光ヘテロダイン検波器や光増幅器といった測定器の内部雑音がやはり最小不確定状態にあるために生じたものである。このようにして、二つの不確定性原理の別々の要請は、実際に実験結果として確認されている。そして、光通信や光計測技術は、既にこの量子限界にかなり近いところで、実際に動作しているのである。

2.2 コヒーレント状態とレーザ光の雑音

電磁界は、二つの直交位相成分の振幅を a_1 , a_2 とすると、

$$E(t) = \lambda(a_1 \cos \omega t + a_2 \sin \omega t) \quad (1)$$

と表される。 λ は定数である。古典論によれば、図 2 (a) に示すように、 a_1 と a_2 は同時にある値に決められる。しかし、量子論では、既に述べたように二つの直交位相振幅 a_1 と a_2 は共役観測量である。 a_1 と a_2 が共役関係にある

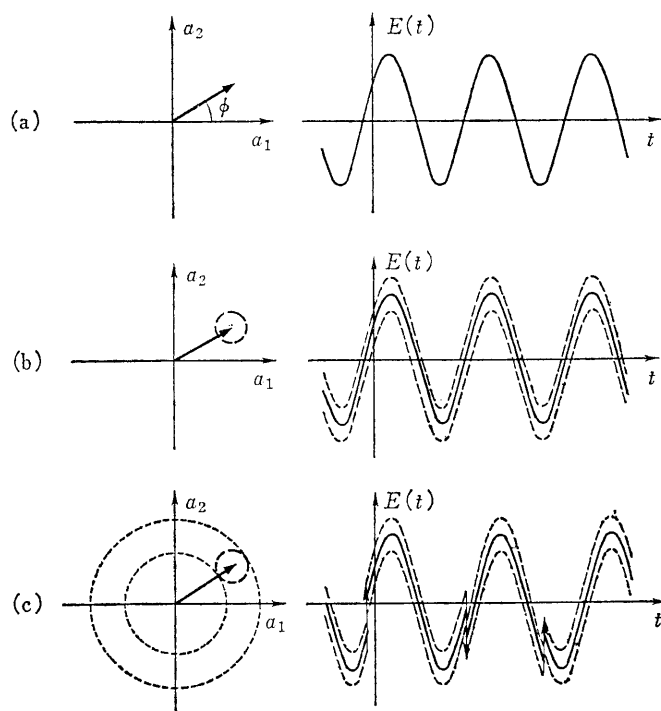


図 2 (a) 古典的な電磁波
(b) コヒーレント状態にある電磁波
(c) レーザから出力される電磁波

ことは、数学的には、次の交換関係に従うことに相当する⁽⁵⁾。

$$[\hat{a}, \hat{a}^\dagger] \equiv \hat{a}\hat{a}^\dagger - \hat{a}^\dagger\hat{a} = 1 \rightarrow [\hat{a}_1, \hat{a}_2] = \frac{i}{2} \quad (2)$$

ここで、 $\hat{a} = \hat{a}_1 + i\hat{a}_2$, $\hat{a}^\dagger = \hat{a}_1 - i\hat{a}_2$ は光子の生成、消滅演算子である。これらがヒルベルト空間演算子であることを、“ \wedge ”を頭につけて、エルミート共役であることを“ \dagger ”を肩につけて示してある。 \hat{a}_1 と \hat{a}_2 の不確定積が次の不確定性原理に従うことは、シュワルツの不等式を用いて簡単に証明できる⁽⁶⁾。

$$\langle \Delta \hat{a}_1^2 \rangle \langle \Delta \hat{a}_2^2 \rangle \geq \frac{1}{4} \langle [\hat{a}_1, \hat{a}_2] \rangle^2 = \frac{1}{16} \quad (3)$$

式 (3) の等号を満足する光の量子状態を最小不確定状態とよび、その一つに、 \hat{a} の固有状態であるコヒーレント状態 $|\alpha\rangle$ がある⁽⁶⁾。 $|\alpha\rangle$ が \hat{a} の固有状態であることは、数学的には、

$$\hat{a}|\alpha\rangle = \alpha|\alpha\rangle \quad (4)$$

と表される。コヒーレント状態は、図 2 (b) に示すように、 \hat{a}_1 と \hat{a}_2 の分散がいずれも 1/4 に等しく、式 (3) の最小不確定積を満足する。

$$\begin{aligned} \langle \Delta \hat{a}_1^2 \rangle &= \frac{1}{4} \searrow \\ \langle \Delta \hat{a}_1^2 \rangle^{1/2} \langle \Delta \hat{a}_2^2 \rangle^{1/2} &= \frac{1}{4} \quad (5) \\ \langle \Delta \hat{a}_2^2 \rangle &= \frac{1}{4} \nearrow \end{aligned}$$

式 (5) は、光子数と位相の分散とその最小不確定積に書き換えることもできる。

$$\begin{aligned} \langle \Delta \hat{n}^2 \rangle &= \langle \hat{n} \rangle \searrow \\ \langle \Delta \hat{n}^2 \rangle^{1/2} \langle \Delta \hat{\phi}^2 \rangle^{1/2} &= \frac{1}{2} \quad (6) \end{aligned}$$

$$\langle \Delta \hat{\phi}^2 \rangle = 1/4 \langle \hat{n} \rangle \nearrow$$

しかし、厳密には、エルミートな位相演算子 $\hat{\phi}$ は量子力学的には定義できず、式 (6) は $\langle \hat{n} \rangle \gg 1$ のときのみ成立する近似的なものである⁽⁷⁾。

グラウバーは、古典的な振動電流が放射する電磁波がコヒーレント状態であることを量子電気力学を用いて証明した⁽⁸⁾。

より現実的な手段としては、発振しきい値よりも十分高くバイアスされたレーザ媒質が形成する“分極電流”が、コヒーレント状態に近い光を発生する⁽⁹⁾。実は、図2(c)に示すように、レーザ光の振幅雑音はコヒーレント状態のそれに等しいが、位相はランダムウォークをして拡散していく。しかし、もし局部発振器の位相を拡散が起る前にレーザ光の位相に同期してしまえば、この位相拡散雑音は実質的に抑圧できる。従って、光通信や光計測に用いられるレーザ光の雑音は、コヒーレント状態のそれと同じであると考えて差し支えない。

2.3 光受信レベルの量子限界

コヒーレント状態 $|\alpha\rangle$ を、光子数検波した場合の出力確率分布は、平均光子数を $|\alpha|^2$ とするポアソン分布に従う。

$$\langle n|\alpha\rangle^2 = \frac{e^{-|\alpha|^2} |\alpha|^{2n}}{n!} \quad (7)$$

ここで、 $|n\rangle$ は光子数演算子 \hat{n} の固有状態で、光子数状態とよばれる。今、オン-オフ強度変調信号を、光子数検波によりビット誤り率 10^{-9} で受信しようとする、このポアソン分布のために、オンパルスには平均 21 個の光子がなければならぬことになる⁽¹⁰⁾。

$$P_e = \exp(-|\alpha|^2) < 10^{-9} \rightarrow |\alpha|^2 \geq 21 \quad (8)$$

コヒーレント状態を、ホモダイン検波した場合の出力確率分布は、平均値 α_1 、分散 $1/4$ のガウス分布に従う。

$$\langle \beta_1|\alpha\rangle^2 = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \exp[-2(\beta_1 - \alpha_1)^2] \quad (9)$$

ここで、 $|\beta_1\rangle$ は \hat{a}_1 の固有状態である。もし、 $0-\pi$ 位相変調信号を、ホモダイン検波によりビット誤り率 10^{-9} で受信しようとする、このガウス分布のために、各パルスには平均 9 個の光子がなければならぬことになる⁽¹⁰⁾。

$$P_e = \text{erfc}(|\alpha|) < 10^{-9} \rightarrow |\alpha|^2 \geq 9 \quad (10)$$

このようにして、光通信、計測、および情報処理における光受信レベルに限界が与えられることになるが、その起源が式(3)に示した不確定性関係にあるため、これを量子限界とよぶことがある。

2.4 情報の読出しと揺動散逸定理

主線路を流れている情報を、図3(a)に示したようなビームスプリッタを用いて読み出すことを考えてみる。入、出力モードの関係式は次式のようになる。

$$\hat{a}_{out} = \sqrt{T} \hat{a}_{in} + \sqrt{1-T} \hat{c} \quad (11)$$

ここに、 T はビームスプリッタのパワー透過率、 \hat{c} は開放端から入射する真空場の揺らぎを表し、その平均値 $\langle \hat{c} \rangle$ は零であるが、分散はコヒーレント状態のそれに等しい ($\langle \Delta \hat{c}_1^2 \rangle = \langle \Delta \hat{c}_2^2 \rangle = 1/4$)。 \hat{c} は、図3(b)に示すように、入力モードと同様に、出力モードも不確定性原理を満足するためになくてはならない。式(11)は量子光学における揺動散逸定理⁽¹¹⁾を表している。すなわち、損失(散逸)のあるときには、必ず、それに見合った揺動が加わることになる。もし、入力モードがコヒーレント状態にあるとすると、ホモダイン検波に対する信号対雑音(S/N)比は、読出し光のSN比と出力光のSN比に次のように分配されることになる。

$$(S/N)_{in} \equiv \frac{\langle \hat{a}_{in,1} \rangle^2}{\langle \Delta \hat{a}_{in,1}^2 \rangle} = 4 \langle \hat{a}_{in,1} \rangle^2 \quad (12)$$

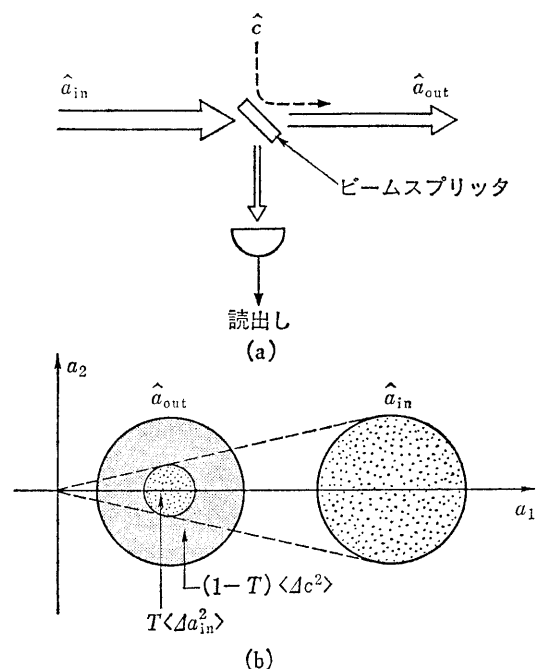


図3 ビームスプリッタによる情報の読出しとSN比の劣化

$$\begin{aligned} (S/N)_{\text{read out}} &= \frac{(1-T)\langle \hat{a}_{\text{in},1} \rangle^2}{(1-T)\langle \Delta \hat{a}_{\text{in},1}^2 \rangle + T\langle \Delta \hat{c}_1^2 \rangle} \\ &= (1-T)(S/N)_{\text{in}} \quad (13) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} (S/N)_{\text{out}} &= \frac{T\langle \hat{a}_{\text{in},1} \rangle^2}{T\langle \Delta \hat{a}_{\text{in},1}^2 \rangle + (1-T)\langle \Delta \hat{c}_1^2 \rangle} \\ &= T(S/N)_{\text{in}} \quad (14) \end{aligned}$$

式(12)~(14)は、情報の読出しに伴うエネルギーの散逸と、それに伴う揺動力の付加、その結果としてのSN比劣化の関係を表している。この関係は、[VII]の量子力学と情報の章で詳しく述べられる。この揺動散逸定理の要請により、光通信ループに挿入できる情報読出しの端末数に限界が現れるが、その起源もまた不確定性原理にあるため、これも量子限界の一つであるといえる。

2.5 共役観測量の同時測定

信号光の \hat{a}_1 と \hat{a}_2 を同時に測定する場合には、 $T=1/2$ のビームスプリッタで信号光を二つに分けたのち、 90° 位相シフトした局部発振器光を用いてそれぞれホモダイン検波すればよい。このとき、測定結果の不確定さには、 \hat{a}_1 と \hat{a}_2 の不確定さだけでなく、 \hat{c}_1 と \hat{c}_2 の不確定さも加わるため、不確定積は最小値式(5)の2倍になる。

$$\begin{aligned} \langle \Delta \hat{a}_1^2 \rangle_{\text{meas}} &= \langle \Delta \hat{a}_1^2 \rangle + \langle \Delta \hat{c}_1^2 \rangle \searrow \\ \langle \Delta \hat{a}_1^2 \rangle_{\text{meas}}^{1/2} \langle \Delta \hat{a}_2^2 \rangle_{\text{meas}}^{1/2} &= \frac{1}{2} \\ \langle \Delta \hat{a}_2^2 \rangle_{\text{meas}} &= \langle \Delta \hat{a}_2^2 \rangle + \langle \Delta \hat{c}_2^2 \rangle \nearrow \quad (15) \end{aligned}$$

式(15)は、具体的な測定系によらず、一般的に成立する関係である⁽¹²⁾。式(15)で $\langle \Delta \hat{a}_1^2 \rangle$ 、 $\langle \Delta \hat{a}_2^2 \rangle$ は、量子系の発生過程で要請される不確定性原理を満足し、 $\langle \Delta \hat{c}_1^2 \rangle$ 、 $\langle \Delta \hat{c}_2^2 \rangle$ は、量子系の測定過程で要請される不確定性原理を満足している。このように、不確定性原理に2重性があることにより、共役観測量の同時測定における不確定積が最小値式(5)の2倍になるのである。このようにして、情報の読出しによる信号光のSN比劣化と共役観測量の同時測定におけるSN比劣化に対して、量子限界が与えられる。

2.6 光増幅器の雑音指数

信号光を、図4(a)に示したような光増幅器を用いて、増幅することを考えてみる。このと

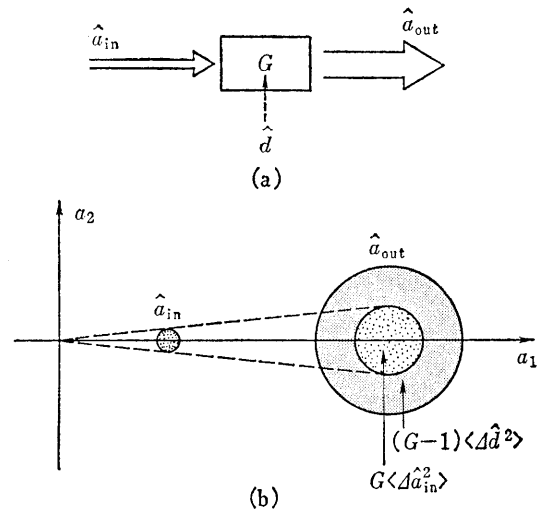


図4 光増幅に伴うSN比の劣化

き入、出力モードの関係式は次式のようになる⁽¹³⁾。

$$\hat{a}_{\text{out}} = \sqrt{G} \hat{a}_{\text{in}} + \sqrt{G-1} \hat{d}^\dagger \quad (16)$$

\hat{d}^\dagger は式(11)に現れた真空場の揺らぎ \hat{c} と同じ性質 ($\langle \hat{d}^\dagger \rangle = 0$, $\langle \Delta \hat{d}_1^2 \rangle = \langle \Delta \hat{d}_2^2 \rangle = 1/4$) を持っているが、その起源は光増幅器の内部自由度の揺らぎである。例えば、レーザ増幅器の場合には双極子モーメントの揺らぎ、ラマン/ブリルアン増幅器の場合には格子振動(フォノン)の揺らぎ、パラメトリック増幅器の場合には、アィドラ周波数の入射真空場の揺らぎ、にそれぞれ相当する⁽¹²⁾。図4(b)に示したように、光増幅器出力光は、増幅された信号光の量子雑音だけで、実は不確定性関係を十分に満足している。それならば、なぜ、余分の雑音 \hat{d}^\dagger が必要なのであろう。入、出力モードが満足すべき関係は、実は不確定性関係式(3)ではなく、その起源である交換関係式(2)なのである。すなわち、

$$[\hat{a}_{\text{in}}, \hat{a}_{\text{in}}^\dagger] = [\hat{a}_{\text{out}}, \hat{a}_{\text{out}}^\dagger] = 1 \quad (17)$$

が要求される。ビームスプリッタに対する式(11)、光増幅器に対する式(16)は、実は、この交換関係の保存のために必要なのである。

余分の雑音 \hat{d}^\dagger のために、信号のSN比は3dBほど劣化する。

$$(S/N)_{\text{out}} = \frac{\langle \hat{a}_{\text{out},1} \rangle^2}{\langle \Delta \hat{a}_{\text{out},1}^2 \rangle}$$

$$= \frac{G \langle \hat{a}_{in,1} \rangle^2}{G \langle \Delta \hat{a}_{in,1}^2 \rangle + (G-1) \langle \Delta \hat{d}_1^2 \rangle}$$

$$\xrightarrow{(G \gg 1)} \frac{1}{2} (S/N)_{in} \quad (18)$$

このようにして、光増幅器の雑音指数 $F \equiv (S/N)_{in}/(S/N)_{out}$ に 3 dB という量子限界が現れる。

光増幅器の出力信号光は、通常図 4 (b) に示すような大きな量子雑音を持っているから、これをビームスプリッタで二つに分けて、二つの直交位相振幅を同時に測定したとしても、その過程で加わる真空場の揺らぎは無視できる。しかし、先に述べたように、共役観測量の同時測定では、常に測定結果は最小不確定積の 2 倍になっていなければならない。光増幅器に内部モードの揺らぎがあって、このため雑音指数が 3 dB になることは、これを満足するために必要なのであるともいえる⁽¹²⁾。

2.7 量子限界にある光通信、光計測技術

コヒーレント光通信で使われている光ホモダイン、ヘテロダイン検波技術は、既に、2.3 で述べた光受信レベルの量子限界に到達している。例えば、伝送符号速度 400 Mbit/s の 2 値 $0-\pi$ 位相変調信号の光ヘテロダイン検波において、誤り率 10^{-9} を与える実際の受信レベルは 40 光子/パルスであるが、これは量子限界 18 光子/パルスよりわずか 3 dB しか劣化していない⁽¹⁴⁾。フォトンカウンティング光通信で使われているアバランシホトダイオードの受信レベルも約 50 光子/パルスで、これも量子限界 21 光子/パルスよりもそれほど遠くないところに到達している⁽¹⁵⁾。また、半導体レーザ増幅器の雑音指数としては、5.2 dB という値が実現されており、これも、また、量子限界よりわずかに 2.2 dB しか劣化していない⁽¹⁶⁾。

レーザジャイロの分野においても、受動リング共振器タイプのもはショット雑音限界の SN 比を実現しており⁽¹⁷⁾、また、能動リングレーザタイプのもは、レーザのシャロー・タウonz線幅限界の SN 比を実現しており⁽¹⁸⁾、これらは、いずれも量子限界にあるととらえる

ことができる⁽¹⁹⁾。

文 献

- (1) D. Bohm : Quantum Mechanics, Prentice Hall, New Jersey (1951).
- (2) W. Heisenberg : The Physical Principles of the Quantum Theory, Dover Publications, New York (1930).
- (3) Y. Aharonov and D. Bohm : Phys. Rev., **122**, 1649 (1961).
- (4) W.E. Lamb : Jr., Phys. Today, **22**, 23 (1969).
- (5) A. Messiah : Quantum Mechanics, McGraw-Hill, New York (1961).
- (6) J. Klauder and B.S. Skagerstam : Coherent States - Applications in Physics and Mathematical Physics, World Scientific (1987).
- (7) P. Carruthers and M.M. Nieto : Rev. Mod. Phys., **40**, 411 (1968).
- (8) R.J. Glauber : in Quantum Optics and Electronics, ed. by C.M. DeWitt, et al., Gordon and Breach, New York (1965).
- (9) Sargent III, M.O. Scully and W.E. Lamb, Jr. : Laser Physics, Addison-Wesley (1973).
- (10) Y. Yamamoto : IEEE J. Quantum Electron. **QE-16**, 1251 (1980).
- (11) R. Kubo : Statistical Mechanics - an Advanced Course with Problems and Solutions, North-Holland, Amsterdam (1965).
- (12) Y. Yamamoto and H.A. Haus : Rev. Mod. Phys., **58**, 1001 (1986).
- (13) H.A. Haus and J.A. Mullen : Phys. Rev., **128**, 2407 (1962).
- (14) R.A. Linke : Opt. Fiber Commun. Conf. W 03 (1987).
- (15) D.R. Levine : Appl. Phys. Lett., **44**, 649 (1984).
- (16) T. Mukai and T. Saitoh : Electron. Lett., **23**, 216 (1987).
- (17) J.L. Davis and S. Ezekiel : SPIE, **157**, 131 (1978).
- (18) T.A. Dorschner, et al. : IEEE J. Quantum Electron., **QE-16**, 1376 (1980).
- (19) W.W. Chow, et al. : Rev., Mod. Phys., **57**, 61 (1985).



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)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。