

量子光学と新技術(VI)

講座

山本喜久 上田正仁

山本喜久：正員 NTT基礎研究所
上田正仁：同上

Quantum Optics and New Technology [VI]. By Yoshihisa YAMAMOTO, Member and Masahito UEDA, Nonmember (NTT Basic Research Laboratories, Musashino-shi 〒180).

量子力学の基礎(II)

—重ね合せの原理と観測問題—

不確定性原理と共に、量子力学の特徴の一つに、重ね合せの原理とよばれるものがある。例えば、光のコヒーレント状態は、光子数状態の線形な重ね合せで表すことができる。これは、もちろん、コヒーレント状態の光子数分布がポアソン分布に従って広がっているという古典的な確率統計としての一面も表しているが、それ以外にも重要な側面をもっている。それは、コヒーレント状態の波動関数が異なった光子数状態にまたがって同時に存在することであり、これはしばしば量子コヒーレンスという言葉でよばれる。II(7月号)で述べたように、光子数状態自体の位相は全くランダムであるが、異なった光子数状態がある決まった位相関係をもって重ね合せられると、量子力学的な干渉効

果により全体として、ある程度まで位相を確定することができる。これは、光子数状態を古典的な統計分布に従って混合しただけでは実現できないことである。コヒーレント状態が粒子と波動の2重性を示すことは、この重ね合せの原理が成立しているために可能なのである。

重ね合せの原理は閉じた量子系の中での波動関数のユニタリ発展においては常に満足されている。シュレディンガー方程式に従う系の時間発展は可逆な過程であり、常に、初期状態に戻すことができる。一方、この量子系に対して測定を行うと、波動関数は被測定量の固有状態へジャンプし、もはや初期状態に戻すことはできなくなる。光子数を測定すると、コヒーレント状態は離散的な光子数状態やその混合状態に波束が収縮し、その位相は全くランダムになる。直交位相振幅を測定すると、コヒーレント状態は連続的な直交位相振幅状態やその混合状態に波束が収縮し、光子数分布は全くランダムになる。この測定に伴う非可逆な波束の収縮こそは、ユニタリな時間発展にその数学的基盤をおく量子力学の理論体系で説明できていないものである。

1. 重ね合せの原理と量子コヒーレンス

スピンの上向き $|\uparrow\rangle$ 、下向き $|\downarrow\rangle$ の二つの量子状態を取り得る原子の波動関数が次式で与えられたとする。

$$|\Phi\rangle = a|\uparrow\rangle + b|\downarrow\rangle \quad (1)$$

但し、 a, b は

$$|a|^2 + |b|^2 = 1 \quad (2)$$

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)
- [VII・完] 応用・結論 (2月号)

を満足するものとする. 式 (1) に対する密度行列を作ると,

$$\begin{aligned} \rho \equiv |\Phi\rangle\langle\Phi| = & |a|^2 |\uparrow\rangle\langle\uparrow| \\ & + |b|^2 |\downarrow\rangle\langle\downarrow| + ab^* |\uparrow\rangle\langle\downarrow| \\ & + a^* b |\downarrow\rangle\langle\uparrow| \end{aligned} \quad (3)$$

となる. 式 (3) の第1項, 第2項 (対角項) は, スピンが上向き, 下向きにある確率を表し, スピンの向きを測定した場合の実験結果に対する古典的な確率解釈を与える. 一方, 式 (3) の第3項, 第4項 (非対角項) は, 原子のスピンの上向きと下向きの二つの状態に“同時”にまたがって存在する確率を表し, 通常の古典的な確率解釈では現れないはずのものである. この非対角項は, 原子が二つの状態にまたがって存在し, しかも, その二つの波動関数の間に一定の位相関係が確立されていることを意味することから, 量子コヒーレンスあるいは位相コヒーレンスを表す項であるといわれる.

式 (1) のように, 基底となる量子状態の重ね合せで表される状態を純粋状態 (pure state) とよぶ. 一方, 密度行列の非対角項がすべて0であるような状態

$$\hat{\rho} = |a|^2 |\uparrow\rangle\langle\uparrow| + |b|^2 |\downarrow\rangle\langle\downarrow| \quad (4)$$

は, 混合状態 (mixed state) とよばれる. その理由は, 密度行列式 (4) には, 式 (1) のような単一の波動関数が対応しないからである. 式 (4) は, スピン上向き, 下向きの二つの状態の古典的な混合として得られる.

純粋状態と混合状態の違い, 量子コヒーレンスの有無をもう少し理解するため, もう一度, 光の量子状態に話を戻そう. コヒーレンス状態 $|\alpha\rangle$ は, 光子数状態 $|n\rangle$ の重ね合せで表される純粋状態である⁽¹⁾.

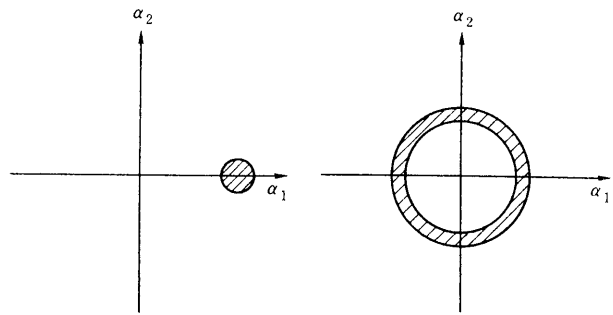
$$|\alpha\rangle = \sum_n c_n |n\rangle \quad (5)$$

$$c_n = \frac{e^{-|\alpha|^2/2} \alpha^n}{\sqrt{n!}} \quad (6)$$

従って, 密度行列は, 次のように, 対角項だけでなく非対角項をもつ.

$$\hat{\rho}_{\text{pure}} = \sum_n \sum_m c_n c_m^* |n\rangle\langle m| \quad (7)$$

コヒーレント状態を光子数計測すると, n 光子



(a) 純粋状態(コヒーレント状態) (b) 混合状態(ポアソン分布)

図1 量子コヒーレンスの有無

数が検出される確率は $|c_n|^2 = e^{-|\alpha|^2} |\alpha|^{2n} / n!$ なるポアソン分布に従う. もし, だれかがすべてのパルスをコヒーレント状態 $|\alpha\rangle$ として準備する代りに, 各パルスに異なった光子数状態 $|n\rangle$ を割当て, その出現確率を $|c_n|^2$ としたらどうであろうか. 光子数計測の実験結果は両者に対して全く同じであるが, 密度行列は明らかに混合状態のそれ

$$\hat{\rho}_{\text{mix}} = \sum_n |c_n|^2 |n\rangle\langle n| \quad (8)$$

であるはずである. 両者の違いはいかなる局面で現れるのであろうか?

もし, 光子数計測をする代りに, その共役観測量である位相の検波を行ったらどうであろうか? コヒーレント状態 $|\alpha\rangle$ の場合には, 測定結果は $\arg(\alpha_1 + ia_2)$ を中心に, $1/4|\alpha|^2$ の分散をもったものとなるはずである. すなわち, 位相は平均光子数 $|\alpha|^2$ が大きければ, よく定まっているのである. 一方, 式 (8) の混合状態の場合には, 位相の測定結果は全くランダムに分布することになる. この様子を図1に示す. 純粋状態であるコヒーレント状態の場合には, 非対角項の存在によって, 異なった光子数状態 $|n\rangle$ と $|m\rangle$ の間に確定した位相関係が成立しており, このため量子力学的干渉効果によって, 波動関数を位相空間の中で $\alpha = \alpha_1 + ia_2$ 付近に局在させることができるのである. これが, 非対角項を量子コヒーレンスもしくは位相コヒーレンスとよぶ理由である.

2. 観測過程—その1. 量子相関の形成—

フォン・ノイマンは、観測過程として次の二つの段階をしゅん別した⁽²⁾。第1段階は、被測定系（システム）と測定系（プローブ）の間に、ユニタリ変換を通して量子相関を形成する。例えば、被測定系として、スピン上向き $|\uparrow\rangle$ 、下向き $|\downarrow\rangle$ の2状態を取り得る原子を考え、これを上準位 $|\uparrow\rangle$ と下準位 $|\downarrow\rangle$ の2状態を取り得る原子（測定系）で観測することを考える⁽³⁾。二つの原子の初期状態が次式で与えられるとする。

$$|\Phi_i\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle) \otimes (a|\uparrow\rangle + b|\downarrow\rangle) \quad (9)$$

システム、プローブともに純粋状態にあり、しかも両者の間に量子相関は形成されていない。 $t=0$ において、次式で与えられる相互作用ハミルトニアンをスイッチ・オンする。

$$\hat{H}_I = ig(|\uparrow\rangle\langle\downarrow| - |\downarrow\rangle\langle\uparrow|) \otimes (|\uparrow\rangle\langle\uparrow| - |\downarrow\rangle\langle\downarrow|) \quad (10)$$

式(10)は、Ⅲ(8月号)で述べた反作用除去タイプとなっており、量子非破壊測定を可能にするものである。 $t=\tau$ における波動関数は、シュレディンガー方程式に従って、次のようなユニタリ変換を施されたものとなる。

$$|\Phi_f\rangle = \exp\left(-i\frac{\hat{H}_I}{\hbar}\tau\right)|\Phi_i\rangle \\ = \frac{1}{\sqrt{2}}(a|\uparrow\rangle \otimes |\uparrow\rangle + b|\downarrow\rangle \otimes |\downarrow\rangle) \quad (11)$$

但し、 $\tau = \frac{\pi}{4g}$ なる最適な相互作用時間を仮定した。式(11)は依然として純粋状態であるが、式(9)と異なり、二つの原子間には完全な量子相関が形成されている。すなわち、システム原子がスピン上向きするときプローブ原子は必ず上準位に、システム原子がスピン下向きするときプローブ原子は必ず下準位に存在する。従って、プローブ原子が上準位にいるか下準位にいるかを測定することにより、システム原子のスピン状態を知ることができる。これは、いわばシス

テム原子のスピン量子非破壊測定である。

3. 観測過程—その2. 波束の収縮—

観測過程の第2段階は、式(11)で与えられた純粋状態が“何らかの作用”で混合状態になる次の過程、“波束の収縮”である。

$$\begin{aligned} \hat{\rho}_{\text{pure}} &= |\Phi_f\rangle\langle\Phi_f| \\ &= |a|^2|\uparrow\rangle\langle\uparrow| \otimes |\uparrow\rangle\langle\uparrow| \\ &\quad + |b|^2|\downarrow\rangle\langle\downarrow| \otimes |\downarrow\rangle\langle\downarrow| \\ &\quad + ab^*|\uparrow\rangle\langle\downarrow| \otimes |\uparrow\rangle\langle\downarrow| \\ &\quad + a^*b|\downarrow\rangle\langle\uparrow| \otimes |\downarrow\rangle\langle\uparrow| \\ \rightarrow \hat{\rho}_{\text{mix}} &= |a|^2|\uparrow\rangle\langle\uparrow| \otimes |\uparrow\rangle\langle\uparrow| \\ &\quad + |b|^2|\downarrow\rangle\langle\downarrow| \otimes |\downarrow\rangle\langle\downarrow| \end{aligned} \quad (12)$$

一体、どうして、このような第2段階を考える必要があるのだろうか。まず、第1の理由として、純粋状態 $|\Phi_f\rangle$ (式(11))は、適当なユニタリ変換によって、再び元の状態 $|\Phi_i\rangle$ (式(9))へ戻すことができることが挙げられる。今、システム原子のスピンが上向きか、下向きかの測定の最終段階としてプローブ原子のエネルギー準位の代りに、あるいは、その読み出し装置として、猫の生死という巨視的観測量を導入したとする⁽⁴⁾。すなわち、プローブ原子はそのエネルギー状態が上準位にあるとき毒性を現し、猫を殺すが、下準位にあるときには毒性がなく猫は殺されないとする。システム原子とプローブ原子の間に、式(11)で表される量子相関を形成した後、プローブ原子の状態を観測するため、猫との相互作用をスイッチ・オンしたとする。十分時間がたってから、猫の生死を判別する。このようにして、システム原子のスピンが初め上向きだったか、下向きだったかが確かめられるわけである。この測定の後でも、なお、全系が純粋状態⁽⁴⁾

$$|\Phi'\rangle = a|\uparrow\rangle \otimes |\uparrow\rangle \otimes |\text{猫}\rangle \\ + b|\downarrow\rangle \otimes |\downarrow\rangle \otimes |\text{猫}\rangle \quad (13)$$

にあるとすると、猫は半分は生きていて、半分は死んでいる状態にあり、また、一度死んだと観測された猫が、逆過程の相互作用を施すことにより生き返るといふ、矛盾が生じることにな

る。これが，“シュレディンガーの猫のパラドクス”である⁽⁵⁾。

波束の収縮を必要とする第2の理由として、純粋状態 $|\Phi_r\rangle$ (式 (11)) は、測定されたスピンに関する情報だけでなく、その共役観測量の情報も含んでいて、これに対する測定も引き続き可能となってしまうということが挙げられる。今、簡単のために、式 (11) で $a=b=\frac{1}{\sqrt{2}}$ とすると、 $|\Phi_r\rangle$ は、システム原子とプローブ原子の新しい基底状態⁽³⁾

$$|\odot\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle) \quad (14)$$

$$|\otimes\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle - |\downarrow\rangle) \quad (15)$$

$$|+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\blacktriangle\rangle + |\blacktriangleright\rangle) \quad (16)$$

$$|-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\blacktriangle\rangle - |\blacktriangleright\rangle) \quad (17)$$

を用いて、次のように表すことができる。

$$\begin{aligned} |\Phi_r\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle \otimes |\blacktriangle\rangle + |\downarrow\rangle \otimes |\blacktriangleright\rangle) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|\odot\rangle \otimes |+\rangle + |\otimes\rangle \otimes |-\rangle) \end{aligned} \quad (18)$$

すなわち、一度システム原子のスピンが Z 軸に平行か反平行かを測定したのち、プローブ原子が $|+\rangle$ であるか $|-\rangle$ であるかを測定することにより、システム原子のスピンが X 軸に平行か反平行かも測定できるというわけである。これは、明らかに I (6月号) で述べた不確定性原理に反する結論である。式 (18) の変換そのものは、相互作用が終って量子相関が形成された後、ずっと時間がたってから、何を測定するかが観測者により決定される遅延選択 (delayed choice) と波動関数の非分離性 (nonseparability) を示す好例である。これも量子力学の驚くべき特徴の一つである⁽⁶⁾。話を元へ戻すと、誤りは、最初の測定の後、波動関数が純粋状態に留まっているという仮定にあったと考えざるをえない。かくして、式 (12) で

表される波束の収縮は、測定における非可逆性と不確定性原理を守るために、どうしても必要なものであることがわかる。

4. フォン ノイマンの射影仮説

式 (12) で表された純粋状態から混合状態へのジャンプ (波束の収縮) が測定過程において欠くことのできないものであるにもかかわらず、これを量子力学の理論体系の中で導出することは現在に至るまで成功していない。にもかかわらず、フォン ノイマンは次に説明する射影演算子を導入して、少なくとも数学的には、どうこの問題に対処すればよいかを示した⁽²⁾。不確定性原理との関連を明確にするため、再び光の量子状態に話を戻す。

III (8月号) で述べた光子数の量子非破壊測定を例にとると、測定の第1段階は、相互位相変調により信号光とプローブ光の間に量子相関を形成することである。

$$\begin{aligned} |\Phi_i\rangle &= |\alpha_0\rangle_s \otimes |\beta_0\rangle_p \xrightarrow{\hat{U}} |\Phi_r\rangle \\ &= \exp(i\sqrt{F} \hat{n}_s \hat{n}_p) |\alpha_0\rangle \otimes |\beta_0\rangle \end{aligned} \quad (19)$$

測定の第2段階は、プローブ光の直交位相振幅 $\hat{\beta}_2$ を光ホモダイン検波器で読み出すことである。測定結果が β_2 であったとき、信号光の密度行列はフォン ノイマンの射影仮説により

$$\hat{\rho}_s^{(\text{meas})} = \text{Tr}_p(|\beta_2\rangle_{pp}\langle\beta_2| \otimes \hat{\rho}_{sp}) \quad (20)$$

で与えられる⁽⁷⁾。 $\hat{X} = |\beta_2\rangle_{pp}\langle\beta_2|$ はホモダイン検波に対する射影演算子である⁽⁷⁾。 Tr_p はプローブ光に対してトレースをとることを示す。

$\hat{\rho}_{sp} = |\Phi_r\rangle\langle\Phi_r|$ はユニタリ変換後の全系の密度行列である。図2に、測定前と測定後の信号光の位相空間における不確定さの分布を示す。測定誤差が有限の場合には、波束の収縮は不完全で、信号光は光子数一位相最小不確定状態に、測定誤差が0の場合には、信号光は光子数状態に波束が収縮する。いずれの場合も、光子数の測定後には位相の不確定が増加しており、これが量子コヒーレンス (密度行列の非対角項) の消失を表している。この量子コヒーレンスの消

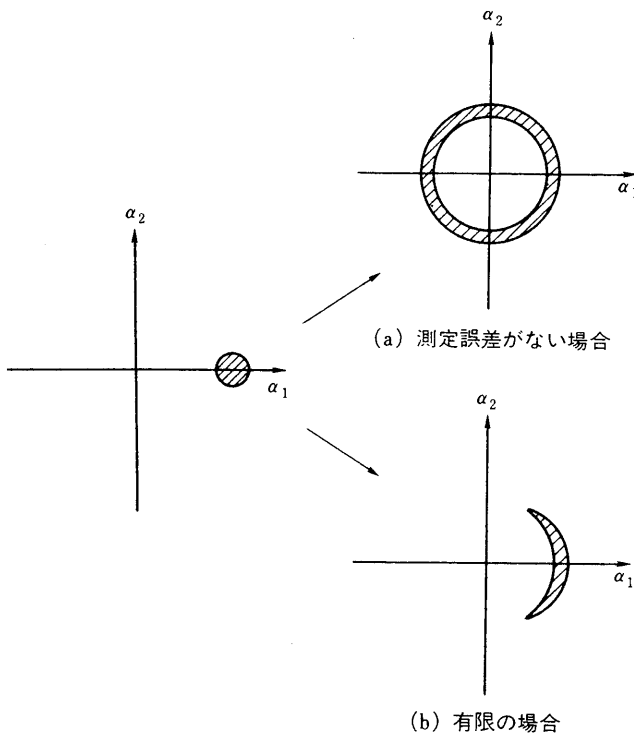


図2 量子非破壊測定の前における信号光位相空間での不確定さの分布

失により、I (6月号) で述べた測定における不確定性原理 (測定精度と共役観測量への反作用雑音) が満足されている⁽⁸⁾。

量子コヒーレンス消失の物理的根拠は何であろうか? それは、プローブ光の光子数雑音が引き起す相互位相変調であり、III (8月号) では、測定の反作用とよんだものである。信号光の光子数を正確に読み出すためには、プローブ光の位相雑音を極力抑えなければならない。これは、プローブ光の光子数雑音を非常に大きくすることを要請し、これが測定後の信号光の位相を乱し、量子コヒーレンスを消失させるのである。この意味で、波束の収縮はプローブ観測量の共役量の量子雑音により引き起されるということもできる。

もし、相互作用ののち、プローブ光の直交位相振幅 $\hat{\beta}_2$ を観測せず、代わりに光子数 \hat{n}_P を測定したとしたら、どうであろうか? 測定の読出しが n であるとき、信号光の密度行列は、式 (20) と同様に

$$\hat{\rho}_S^{(\text{meas}, n)} = \text{Tr}_P (|n\rangle_{PP}\langle n| \otimes \hat{\rho}_{SP}) \quad (21)$$

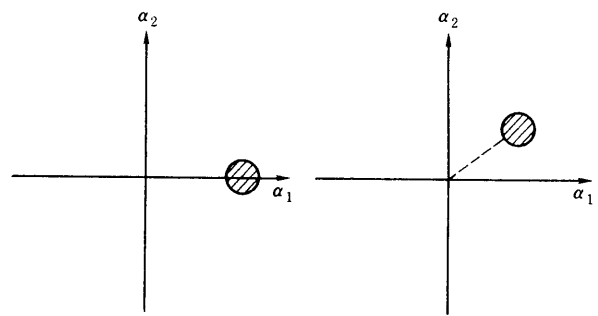


図3 プローブ光の光子数の測定の前における信号光位相空間での不確定さの分布

で与えられる。 $\hat{X} = |n\rangle_{PP}\langle n|$ は光子数検波に対する射影演算子である⁽⁷⁾。図3に、測定前と測定後の信号光の位相空間における不確定さの分布を示す。この場合、測定は信号光の位相に対して行われたことになり、信号光はコヒーレント状態のままであるが、その固有値は、読出し n により異なる。これも遅延選択の例である。もちろん、読出し n を用いて位相を逆変調すれば、信号光を初期のコヒーレント状態 $|\alpha_0\rangle$ に戻すことができる。この場合、非可逆な波束の収縮は起らない。非可逆な波束の収縮が起きた原因は以上の議論より明確になった。すなわち、信号光の位相への反作用雑音についての情報 (プローブ光の光子数の中にある) を捨てて、信号光の光子数についての情報 (プローブ光の位相の中にある) を読み出したためである。情報の消失こそが波束の収縮をひき起す本質なのである。

5. アインシュタイン・ポドルスキー・ローゼンのパラドックスと隠れた変数理論

量子力学によるミクロな対象のもつ粒子・波動の2重性の描像は、マクロな世界に住む我々の古典力学的世界像とはかけ離れているにもかかわらずさまざまな実験によって確認されてきた。しかし、2重性を発見したアインシュタイン自身ですら最後まで受け入れられなかった量子力学的予言がある。それは、アインシュタイン・ポドルスキー・ローゼン (以後 EPR) のパラドックスで代表される波動関数のもつ非局

所的長距離相関である⁽⁹⁾。このことを説明するために再びスピンの話に戻ろう。初め原点に静止していた全角運動量が0の原子が、スピン $\frac{1}{2}$ をもった二つの同種粒子A, Bに分裂したとしよう。2粒子が十分離れてから粒子Aのスピンをx軸方向で測定したところ上向きの結果が得られたとしよう。初めの原子の全角運動量は0であったことから、粒子Bのスピンはx軸方向に下向きであることがわかる。このとき、Bに対しては何の測定も行われなかったのでEPRは、Bのスピンは(従ってAのスピン向きも)初めから下向き(上向き)であったと結論した。ところが量子力学の教えるところによれば、式(18)からわかるようにたとえ2粒子の距離がどんなに離れていても、粒子Bのスピン向きは、粒子Aのスピン向きを測定するまでは決まらない(この非局所的長距離相関は、量子論的分離不能性とよばれる)。このことからEPRは量子力学が不完全であると結論した。この立場を支持する試みとして隠れた変数の理論がある⁽¹⁰⁾。それによると、測定する以前からスピンの向きは定まっているのであり、ただその向きを決める“隠れた変数”の値を知らないだけであるとする。この理論は、スピンの向きは測定過程にはよらず、局所的な相互作用のみによって決まるという立場に立ち量子力学の基本原則と鋭く対立する。なぜならば、波動関数の非局所性は重ね合せの原理の帰結であり、測定による波束の収縮はハイゼンベルクの不確定性原理と矛盾しないための要請だからである。しかしながら、隠れた変数の理論はいくらでもバラエティがあって量子現象を再現するために、量子力学的予言としゅん別するのは困難であるとされてきた。ところが、両者の立場が全く異なる結論に導く場合があることがベルによって示された⁽¹¹⁾。これが次に述べるベルの不等式である。

6. ベルの不等式とその実験的検証

図4に示すように全角運動量が0の励起原子から反対方向に放出された2光子の偏光方向を

測定する実験を考える⁽¹²⁾。図で \vec{a} , \vec{b} は偏光器の方向を表す。隠れた変数の理論の立場に立つと、偏光器I, IIで観測される光子の偏光の向きは偏光器の方向 \vec{a} , \vec{b} とある隠れた変数 λ だけで決まるはずである。そこで関数 $A(\lambda, \vec{a})$, $B(\lambda, \vec{b})$ を導入し、光子の偏光が各ベクトルに平行な場合は+1, 垂直な場合には-1をとるものとしよう。このとき、偏光器I, IIで観測される偏光方向の相関 $E(\vec{a}, \vec{b})$ は、

$$E(\vec{a}, \vec{b}) = \int d\lambda \rho(\lambda) A(\lambda, \vec{a}) B(\lambda, \vec{b}) \quad (22)$$

で定義される。ここで、 $\rho(\lambda)$ は“隠れた変数” λ の確率分布関数であり、次の条件を満足するものとする。

$$\rho(\lambda) \geq 0, \quad \int d\lambda \rho(\lambda) = 1 \quad (23)$$

このとき簡単な計算から次の不等式が導かれる^{(11), (13)}。

$$-2 \leq S \leq 2 \quad (24)$$

但し、

$$S = E(\vec{a}, \vec{b}) - E(\vec{a}, \vec{b}') + E(\vec{a}', \vec{b}) + E(\vec{a}', \vec{b}') \quad (25)$$

式(24)はベルの不等式とよばれる。式(22)に含まれる本質的な仮定は、偏光器Iで測定さ

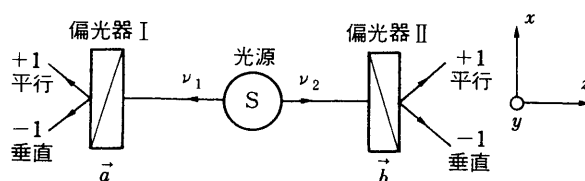


図4 2光子を利用したEPRの思考実験⁽¹²⁾

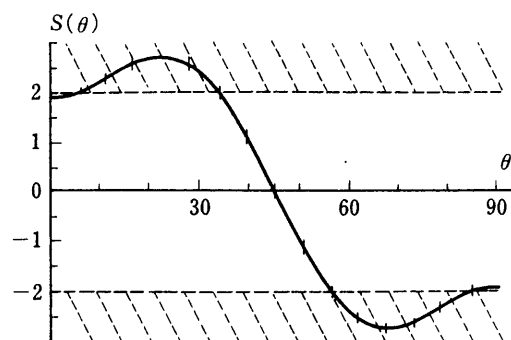


図5 二つの偏光器のなす角度の関数とした $S(\theta)$ の値。斜線部は、ベルの不等式を破る領域⁽¹²⁾

れる結果— $A(\lambda, \vec{a})$ の値—は、偏光器Ⅱの向き \vec{b} によらないということである（これをベルの局所条件という）。従って、ここでは量子論的分離不可能性や 3. で述べた遅延選択の問題は存在しない。

他方、相関関数 $E(\vec{a}, \vec{b})$ を量子力学的に計算すると、

$$E_{QM}(\vec{a}, \vec{b}) = \cos 2\theta_{\vec{a}\vec{b}} \quad (26)$$

となる^[12]。ここで $\theta_{\vec{a}\vec{b}}$ は、ベクトル \vec{a} と \vec{b} のなす角度である。この式を式 (25) に代入して得られる S の値は、 $\theta_{\vec{a}\vec{b}} = \theta_{\vec{a}\vec{a}'} = \theta_{\vec{a}'\vec{b}'} = 22.5^\circ$ のとき最大値

$$S_{QM} = 2\sqrt{2} \quad (27)$$

をとる。これは明らかに不等式 (24) を破っている。

ベルの不等式が成立するか否かの決定的実験はアスペラによってなされた^[12]。彼らは、励起されたカルシウム原子からカスケード的に放出される 2 個の光子を使って上記の実験を行った。 $\theta_{\vec{a}\vec{b}} = \theta_{\vec{a}\vec{a}'} = \theta_{\vec{a}'\vec{b}'} = \theta$ として θ を 0° から 90° まで変化させて S の値を測定した。図 5 にその実験結果を示す。曲線は量子力学から計算される理論値で斜線部はベルの不等式が破られる領域である。この実験結果は明らかにベルの不等式を破っている。こうして、隠れた変数理論は否定され、2 個の光子は、空間的にどれだけ離れていても、独立な存在とみなすことができないことが実験的に確かめられた。同じ結論は、光パラメトリック過程によって発生された光子対を使った実験でも得られている^[14]。

量子力学はアインシュタインが光について発見し、ド・ブローイが物質に拡張した 2 重性の本質を、重ね合せの原理と不確定性原理の二つにまとめあげた。が、量子論の創始者たちを悩まし続け、今日まで論争が絶えない量子論的分離不可能性や波束の収縮の問題もまたこれら二大原理からの要請なのである。我々の直観にはなじみにくいこれらの概念は、量子力学をマクロな世界や空間的・時間的に分離された対象に適用しようとする場合に非常に鮮明に現れる。

訂正

量子光学と新技術〔Ⅳ〕（9月号）において、自然放出を制御するための 3 次元周期構造（図 4(a)）は以下の文献で初めて提案された。

小林、瀬川、森本、米田、応用物理秋季連合講演会、講演予稿集 29 a-B-6 (1982)。

文 献

- (1) R. J. Glauber: Phys. Rev., 131, p.2766 (1963).
- (2) J. von Neumann: Mathematical Foundations of Quantum Mechanics, Princeton Univ. (1955).
- (3) W. H. Zurek: in Quantum Optics, Experimental Gravitation and Measurement Theory, Plenum, New York (1983).
- (4) R. J. Glauber: in Frontiers in Quantum Optics, Adam Hilger, Bristol (1986).
- (5) E. Schrödinger: Naturwiss., 23, p.807 (1935); 英訳 J. D. Trimmer: Proc. An. Phil. Soc., 124, p.323 (1980).
- (6) J. A. Wheeler: Mathematical Foundations of Quantum Theory, Academic, New York (1978).
- (7) C. W. Helstrom: Quantum Detection and Estimation Theory, Academic, New York (1976).
- (8) M. Kitagawa, N. Imoto and Y. Yamamoto: Phys. Rev. A 35, p.5270 (1987).
- (9) A. Einstein, B. Podolsky and N. Rosen: Phys. Rev., 47, p.777 (1935).
- (10) D. Bohm: Quantum theory, Prentice Hall, Englewood Cliffs, N. J. (1951).
- (11) J. S. Bell: Physics 1, p.195 (1964).
- (12) A. Aspect, P. Grangier and G. Roger: Phys. Rev. Lett., 47, p.460 (1981); A. Aspect, J. Dalibard and G. Roger: ibid., 49, p.1804 (1982); A. Aspect and P. Grangier: in Quantum Concepts in Space and Time, eds. P. Penrose and C. J. Isham, Oxford Science Pub. (1986).
- (13) J. F. Clauser, M. A. Horne, A. Shimony and R. A. Holt: Phys. Rev. Lett., 23, p.880 (1969).
- (14) Z. Y. Ou and L. Mandel: Phys. Rev. Lett., 61, p.50 (1988).

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。

