



交流

番犬はシュレーディンガーの猫を生むか?: 光子場の波束の収縮

小川 哲生

<NTT 基礎研究所 180 東京都武蔵野市緑町 3-9-11>

上田 正仁

<NTT 基礎研究所 180 東京都武蔵野市緑町 3-9-11>

井元 信之

<NTT 基礎研究所 180 東京都武蔵野市緑町 3-9-11>

量子力学の観測問題のなかでもマクロ系での波束の収縮に関する問題は、「シュレーディンガーの猫のパラドックス」でも知られるように積年の論争の対象である。『量子力学はマクロ系にも適用可能か?』この問い合わせるべく実験が始まっている。本稿では、この問題の意義を振り返りながら最近の状況を報告し、「シュレーディンガーの猫状態」(マクロな量子力学的重ね合わせ状態)を実際に作り出すフォトンカウンティング法を紹介する。この議論を通して、時間的に連続な量子力学的測定、すなわち波束の連続的収縮を概説し、波束が時々刻々収縮することと観測によって得られた情報との関連を、「番犬効果」を例にとり具体的に説明する。

§1. はじめに

A: 今日の話は量子力学の観測問題^{1,2)}だろう。街学的でむずかしそうだが。

B: そんなことはない。物理学に携わる者は皆、内心は関心を持っている問題だ。ところが、実験的な検証が困難だったので、非生産的として無視され続けてきた。哲学者向きの問題と考えられていたからね。

A: 量子力学の観測問題が、なぜ最近再び注目を浴びているのか?

B: 量子力学は、ミクロな世界に適用する限りでは大成功をおさめた。しかし、量子力学自体の無矛盾性や観測に関する解釈については今でも疑念がもたれている。未解決の難問が山積みなのだ。ところが最近になって実験技術が進歩し、この問題の解答を直接実験によって探ろうとする様々な試みが始まった。それで、議論再燃だ。そこで今日は「マクロ系での波束の収縮」という問題に焦点を絞り、『量子力学はマクロ系にも適用できるか?』という古くて新しい問題の周辺を見渡しながら、問題解決への実験の提案をしたい。

§2. 波束は光速よりも速く収縮する?!

B: 量子力学の論理は古典力学の論理とは異質のものだから、量子論を無造作にマクロ系に拡張すれば、異様なことが帰結されることがある。これを示す例の一つが、観測によるマクロ系の波束の収縮だ。後で述べるが、これにまつわるパラドックス³⁾が量子力学体系の矛盾や適用可能範

囲を示唆しているように見えるので、観測問題の中心課題^{1,2,4)}になっている。

A: 量子力学には不確定性関係があるから、測定すると被測定系の状態が必然的に乱されてしまう。しかも、量子力学に出てくる波動関数は直接観測できない⁴⁾と考えられているから、観測と波動関数との関連が明瞭ではないというわけか。さて、波束の収縮とは何だったか、簡単に復習してくれないか。

B: 観測によって被測定系の状態が、「重ね合わせ状態(純粹状態)」から「混合状態」へ光速よりも速く移行することと言っておこう。

A: 量子力学は波動関数に対して「重ね合わせの原理(線形性)」が成立することを要請しているのは知っているが、重ね合わせ状態と混合状態との違いとは?

B: 任意の状態の波動関数 $|\Psi\rangle$ は、重ね合わせの原理により、 $|\Psi\rangle = \sum_i c_i |i\rangle$ と書ける。ここで、 $|i\rangle$ は固有値 λ_i の固有関数で完全規格直交系だ。観測したとき、値 λ_i が得られる確率は、 $|c_i|^2 = |\langle i | \Psi \rangle|^2$ で与えられる。これも量子力学の要請で、確率規定(確率解釈)といわれる。そして実際に値 λ_i が得られた測定直後の系は、その値の固有状態 $|i\rangle$ になっているはずだ。*

A: 確率しか与えてくれないので、1回の測定結果について、量子力学はなにも予言してくれないわけだな。

* これは、測定直後の状態が、測定値として得られた特定の固有値 λ_i に属する固有関数 $|i\rangle$ に収縮する第1種測定の場合である。あとで述べるフォトンカウンティングは、これ以外の第2種測定というものに属するが、ここでは説明の便宜のため、第1種測定を例として用いる。

図1 シュレーディンガーの猫のパラドックスの思考実験装置。外からは見えない箱の中に、一匹の猫と放射性同位元素と毒物のビンとを入れておく。放射性同位元素が崩壊し放射線が出ると、これを感知して毒物のビンのふたが開き、猫が死ぬ。

B: そうだ。測定をしてある値 λ_i が出たとすれば、他の値 λ_j ($\neq \lambda_i$) が出ることはない。だから測定直後の状態は、密度演算子を用いて $\hat{\rho}_{\text{after}} = \sum_i |c_i|^2 |i\rangle\langle i|$ と表すことができる。 $|i\rangle\langle i|$ は状態 $|i\rangle$ への射影演算子だ。このような確率の和の状態が混合状態だ。

A: 一方、測定前の状態はどう記述されるのか？

B: 測定前の状態は波動関数の重ね合わせであり、密度演算子では $\hat{\rho}_{\text{before}} = \sum_i |c_i|^2 |i\rangle\langle i| + \sum_{i \neq j} c_i^* c_j |i\rangle\langle j|$ となる。異なった状態の重ね合わせ(位相相關)を表す非対角項 ($i \neq j$) があることが特徴だ。つまり、波束の収縮はこの非対角項が消滅することと言ってもよい。*

A: なるほど。問題の核心は、 $\hat{\rho}_{\text{before}} \rightarrow \hat{\rho}_{\text{after}}$ という変化がどのような物理的過程か、ということだろう。そもそも量子力学には、系の時間発展に対する法則としてシュレーディンガー方程式 $i\hbar \partial \hat{\rho}(t) / \partial t = \hat{\mathcal{H}} \hat{\rho}(t) - \hat{\rho}(t) \hat{\mathcal{H}}$ がある。これによって $\hat{\rho}_{\text{before}} \rightarrow \hat{\rho}_{\text{after}}$ という変化を説明できないのか？

B: 残念ながらできない。シュレーディンガー方程式にしたがう時間変化はユニタリー (unitary) 的なので、何らかの仮定を導入しない限り、非ユニタリー的な波束の収縮 $\hat{\rho}_{\text{before}} \rightarrow \hat{\rho}_{\text{after}}$ を導くことはできないのだ。

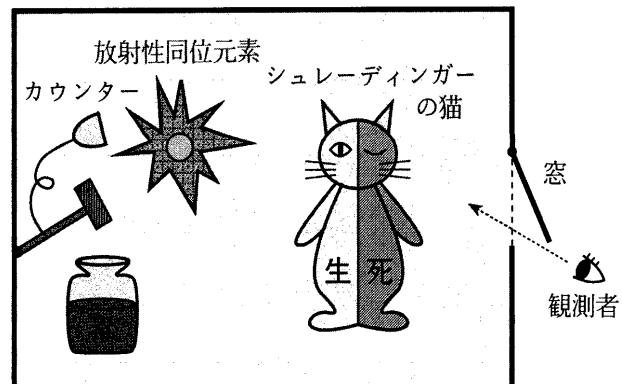
A: つまり世の中の時間発展は、測定していないときはユニタリー的、測定すると非ユニタリー的と2重構造になっているということか。どうも気持ちが悪いな。

B: そこで幾多の仮説が提出されているが、なかでもフォン・ノイマン (von Neumann) の射影仮説⁵⁾ が有名だ。観測の最終段階で、測定装置の目盛りを見る観測者の「意識」あるいは「絶対自我」が作用すると、観測される対象(ミクロな対象および装置)の状態がその瞬間に不連続・非因果的に $\hat{\rho}_{\text{before}} \rightarrow \hat{\rho}_{\text{after}}$ と変わるというのだ。いわば、観測過程は神秘的で、自然科学の外にあると言ったようなものだ。しかし、これをマクロ系にまで無造作に拡張するとおかしなことになると、シュレーディンガーが思考実験で批判した。それを象徴するのが「シュレーディンガーの猫のパラドックス」³⁾だ。

§3. 猫と犬

B: 「シュレーディンガーの猫のパラドックス」は知っているだろう？ 図1のような実験装置で、半減期の時間内に放射性同位元素の崩壊が起こったか起こらなかったか

* 実はこれでは不十分で、正しくはさらに測定装置の変化の記述も含めなければならない。



を知りたい。崩壊前か後かは、猫の生死を見ればわかるが、箱の中は見えない。フォン・ノイマンの仮説にしたがえば、箱の外にいる観測者が窓を開けて猫を見るまでは、猫は生きている状態と死んでいる状態の重ね合わせ状態にある。すなわち、猫は生きているのでも死んでいるのでもなく、それらがいわば重なり合った状態にある。そして、観測者が窓を開けて猫を見た瞬間、猫の生死が決定し、二つの状態の重なり合いはどちらか一つにパッと収縮する。

A: ええっ!? それは我々の常識に合わないぞ。猫にとっては、窓の開け閉めに関係なく、生きているか死んでいるかのどちらかだろう。猫のようなマクロ系では、量子力学の重ね合わせの原理は使えないのではないか？

B: これをどう解決するかが難問なのだ。「多世界」解釈、「唯心論的」解釈、「統計的」解釈など、いくつもの解決案は出ているが…。

A: 重ね合わせ状態になっているかどうか、実際に実験してチェックすればいいではないか。もちろん猫は使えないから、何か他のマクロな対象を選んで実験する方法はないのか。

B: それが今日の主題だ。実験の提案は後で紹介するしよう。現実にはマクロな被測定系とそれをとりまく環境(ミクロな自由度)との間に何らかの相互作用が存在するが、これが問題をさらにむずかしくしている。この相互作用によってエネルギーの散逸⁶⁻⁸⁾が生じるとともに、猫の生と死との重ね合わせが壊れてしまうのだ。これを猫にひっかけて、「番犬効果 (watch-dog effect)^{6,7)}」というのだが、これがあるから実験はそんなに簡単ではない。

A: つまり、量子力学はマクロ系にも適用できて、マクロな重ね合わせ状態もできるはずなのに、番犬効果で重ね合わせが壊れ、古典力学の直感に合う混合状態になっていると考えるわけだな。

B: そう。散逸(摩擦力)は、環境が被測定系を絶えず観測していることの現れと考えることもできるのだが、これが重ね合わせを壊しているという考えだ。「番犬」が絶えず見張っていると、重ね合わせが壊れてしまう！

図2 マクロな量子コヒーレンス (MQC) 効果。W型ポテンシャルのなかを動く粒子の固有状態には、対称解と反対称解がある。これらが重なり合うと、左右に往復振動する波束ができる。

§4. 「猫状態」を作ろう

A: 結局、マクロ系では番犬効果によって重ね合わせの状態は原理的に生じないと考えるのか？

B: 多くの人は、そうではないと思っている。我々が被測定系と環境との相互作用（つまり番犬）を注意深く制御すれば、マクロ系にも重ね合わせ状態が実現できるだろうと思っている。つまり、量子力学はマクロ系にまで外挿できるというのが主流派の考えだ。もちろん、一方ではこのような外挿は許されないという主張もあるわけだが、このようなマクロな重ね合わせ状態を、猫に敬意を表して「シュレーディンガーの猫状態」*と呼ぼう。つまり、議論は「『猫状態』が自然界に存在するか否か？」という問題に置き替わった。そこで、この状態を実際に作れるかどうか試してみようというのが、最近の話題⁹⁾なのだ。

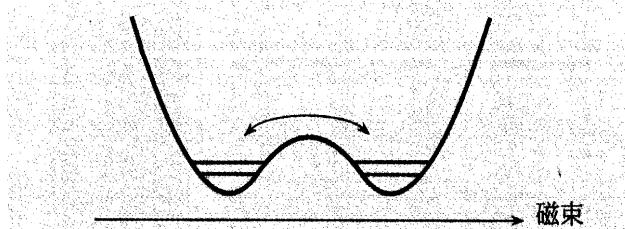
最近の技術発展はめざましく、微細加工技術の進歩によって10 nmオーダーの微小な素子が作製され、粒子性と波動性の両方の特徴を発揮するような極微小な舞台を望み通りに作れるようになってきた。また、量子効果を覆い隠している熱的雑音を取り除くための低温冷凍技術も格段に進歩した。こうして具体的な実験が可能となってきた。

A: どんな実験の提案があるので？

B: 先鞭をつけたのが、A. J. Leggett^{6,7)}だ。彼は、超伝導体のリングを1カ所だけ切りとってジョセフソン接合したrf-SQUID（超伝導量子干渉計）による実験を提案した。適当な条件の下では、SQUIDの輪を貫く磁束が0である状態と1磁束量子($=\hbar/2e$)である状態とが実現できるのだが、これらを猫の生死に対応させることができる。猫と違ってSQUIDの磁束は、マクロな物理量であるにもかかわらず、低温では不確定性関係に支配される量子力学的変数であることがわかっている。だから、猫のかわりにSQUIDを使って、猫のパラドックスに実験による解答を与えることが可能なのだ。SQUIDの磁束は、図2のような左右に対称的な二つの谷を持つW型ポテンシャルのなかを動く粒子と同じ形の運動方程式に従う。その粒子のエネルギー固有状態には対称解と反対称解があるから、これらが重なり合うと両者のエネルギーのわずかな差のために、左右に往復振動する波束ができる。重ね合わせの原理がなりたっていなかったら振動は生じない。この振動を捉えればよい。

A: これが「マクロな量子コヒーレンス (MQC)」という効果か。結果は？

* 以降、「猫状態」と記す。



B: 実際、de Bruyn Ouboter や Tesche¹⁰⁾が実験し、トンネル効果の様相 (MQT)¹¹⁾は観測された。トンネル効果自体、量子力学的現象だから、これがSQUIDでも観測されたことは、マクロ系にも量子力学は使えるという一つの傍証になってはいる。しかし、重ね合わせの原理からくる振動 (MQC) は、今だに観測されていない。だから決定的結論はまだ下せない状況だ。MQCが捉えられない理由はいくつかあるが、やはり番犬効果によって重ね合わせが壊されているらしい。磁束の運動と環境との相互作用が散逸を引き起こし、磁束は0か1かのどちらかの状態に局在して振動 (MQC) を抑圧している。だから、散逸をいかに抑え込むかが今後の実験の鍵だろう。

A: MQCは見つからなかったけれど、実験系を提案し実行したという点で、量子力学の観測問題史上画期的な事だな。

B: MQTはほぼ実験的に検証されたが、さらにMQCの検証にも成功すれば、マクロ系でも量子力学が成立するものと考えてよからう。だからこそ、いよいよ実験は白熱してきた。これに触発されて、量子光学の分野でも、「猫状態」を実験的に生み出す方法の提案がいくつか出されている。光も電子と同様に波動性と粒子性とを兼ね備えたものだから、光の測定も量子力学の対象だ。YurkeとStoler¹²⁾は、二つのモードのコヒーレント状態¹³⁾の光が非線形分散効果によって量子力学的重ね合わせ状態に時間発展していくことを示している。MecozziとTombesi¹⁴⁾は、非線形複屈折を用いて同様の効果を提案している。

A: 「猫状態」を生成しようとする意義はわかったぞ。

§5. ずっと観測すると？

B: さて、ここで「連続測定」について説明しよう。具体例として、フォトンカウンティング（光子計数）¹⁵⁾という実験を考えるのだが、実は、この連続測定によって「猫状態」を作るので、心して聞いてくれ。

従来の測定過程は、2重構造になっていると仮定されていた。被測定系と測定装置とからなる全系は、まず、シュレーディンガー方程式に従ってユニタリー的時間発展をする。これによって、測定系と被測定系との間に量子相關が形成され、被測定系の情報が測定系にコピーされる。そし

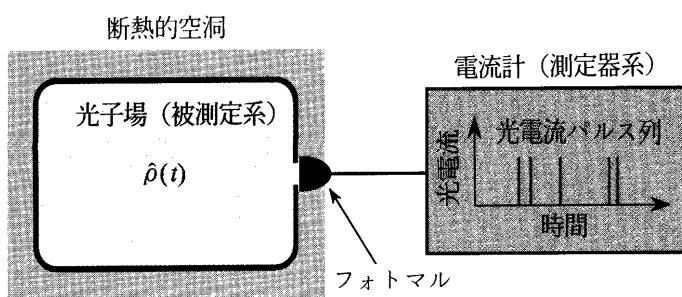


図3 閉じた断熱的空洞中の光子場のフォトンカウンティング実験系の概念図。光子場の密度演算子 $\hat{\rho}(t)$ は、光电流パルスを一つずつ生成しながら、真空状態へ時間発展していく。

て、測定時間が終わって観測量が得られた瞬間に、フォン・ノイマンの仮説に従ってその観測量の固有状態に瞬間に非ユニタリー的に収縮する。

A: いつでも、この2段階描像が適用できるわけでもないという気がするが。

B: その通り。測定量の読み出しが一瞬で行われるのではなく、ある有限な時間にわたりずっと連続的に行う観測もある。その例がフォトンカウンティングなのだ。この測定では、時刻 $t=0$ に光子検出器（フォトマルチチューブ）のスイッチをいれて光子を検出し、 $t=T$ の測定終了までずっと時間的に連続に、「どの瞬間に」光子を検出したかという情報をリアルタイムで得ることができる。このような測定を「連続測定」というのだが、時間的に連続に測定情報を読み出しているから、測定による反作用を絶えず受けて、被測定系は時々刻々非ユニタリー的に時間発展しているはずだ。

A: なるほど。従来のユニタリー的時間発展とフォン・ノイマンの射影仮説との描像は、実際のフォトンカウンティング中の光の時間発展を正しく記述していないわけか。

B: もうひとつ、フォトンカウンティングに特徴的なことがある。光子は検出器の光電面で吸収され光電子に変換される。それを増幅して光电流パルスとして観測されるわけだが、光电流パルスを一つ測定したら、それに対応して光子1個がなくなっているはずだ。つまり、この観測は「破壊測定」なのだ。具体的に、考えている系を説明しよう。図3を見てくれ。光は断熱的空洞*に閉じ込められていて、これに開けられた小さな穴からもれてくる光をフォトマルでフォトンカウンティングする。検出器の時間分解能 δt の時間内に2個以上の光子がカウントされないように、窓の大きさは十分小さくしておこう。すると、出力は光电流パルスが発生したか否かの2値時系列となる。測定者は観測時間中ずっと検出器メーターを見ており、光电流パルスが生じるのを見て、「あ、今の瞬間、光子が1個検出された」という情報が得られるわけだ。

B: ある時刻の空洞内の光の密度演算子 $\hat{\rho}(t)$ は、

* 外界との相互作用がいっさい無視できる完全共振器。

その時刻に光电流パルスが検出される確率 $p(t)$ を与えるが、実際に光电流パルスが検出されるか否かは前もって予言できない。ところが、実際に光电流パルスが検出されたか否かがわかれば、光子場の時間発展はパルス検出の有無で異なったものになる。このように、ある時刻の光の状態が光電子変換の確率を与える、実際に光電子変換が生じたかどうかに依存して、その直後の時刻の光の状態が決まるというサイクルが、全観測時間にわたって ($\delta t \rightarrow 0$ の極限で) 連続的に繰り返される。図4はこのプロセスを図示したものだ。

さて、 $\hat{\rho}(t)$ の時間発展は、光电流パルスを検出した場合としない場合との二つの過程¹⁵⁻¹⁷⁾から成っている。まず、検出した場合から説明しよう。光電子変換が起これば一つの光子が消滅しているわけだから、 i 番目の光电流パルスを観測した時刻 $t=\tau_i$ 直前の密度演算子 $\hat{\rho}(\tau_i)$ は、直後 ($t=\tau_i^+$) には、

$$\hat{\rho}(\tau_i^+) = \frac{a\hat{\rho}(\tau_i)a^\dagger}{\text{Tr}[\rho(\tau_i)a^\dagger a]} \quad (1)$$

となっているだろう。この過程を「1光子検出過程」¹⁵⁾と呼ぼう。式(1)は、1光子を検出したという測定の反作用が光の状態に及ぼされる状況を定式化したもので、時間発展 $\hat{\rho}(\tau_i) \rightarrow \hat{\rho}(\tau_i^+)$ は非ユニタリー的だ。

A: それでは、光电流パルスが生じない間は光子が一つも吸収されていないのだから、何も変化が起こっていないわけだな？

B: ところがそうではない。光电流パルスを検出していない間（時間間隔 τ ）でも、「パルスが検出されない」とい

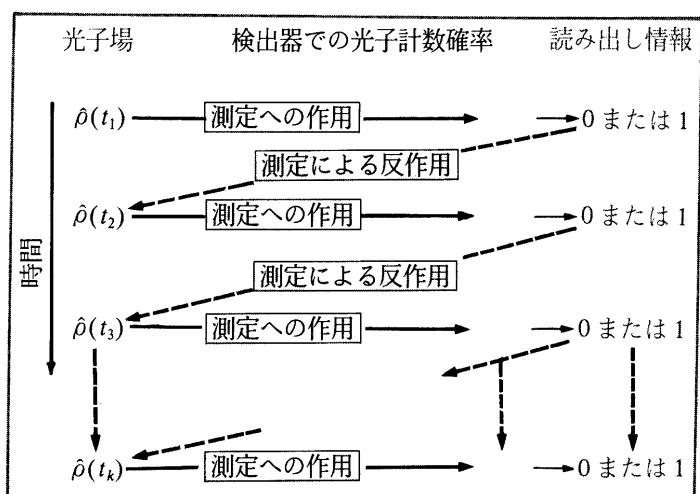


図4 フォトンカウンティングにおける測定への作用と測定による反作用の概念図。

う情報を観測によって得ている。だからやはり、測定による反作用が光に及ぼされ、密度演算子は時間的に変化する。詳しい証明は割愛するが、 τ 後は、

$$\hat{\rho}(t+\tau) = \frac{e^{-\lambda \hat{a}^\dagger \hat{a}\tau/2} \hat{\rho}(t) e^{-\lambda \hat{a}^\dagger \hat{a}\tau/2}}{\text{Tr} [\hat{\rho}(t) e^{-\lambda \hat{a}^\dagger \hat{a}\tau}]} \quad (2)$$

となる。^{15, 17)} ここで、 λ は光と検出器との結合定数だ。この過程を「0 光子検出過程」¹⁵⁾と呼ぼう。「0 個の光子を検出した」という測定の反作用を記述したものだ。

A: なるほど。この二つの過程の組み合わせで、空洞内に残った光の非ユニタリー的時間発展が記述できるわけか。

B: ただし、連続的に非ユニタリー的発展をするものの、混合状態にはならない。これが連続測定の面白い点だ。光の初期状態が重ね合わせ状態でありさえすれば、連続測定中も重ね合わせ状態を保ち続け、混合状態にはならないことが証明できる。¹⁵⁾ これは、連続測定の途中を考えているから、しかも、特定の測定結果を知っているからだ。もちろん永遠に連続測定を続けると真空状態になってしまうが、そこに到るまでの過程を議論する連続測定に特有のことだ。つまり、連続測定での波束の収縮は、先ほど言った $\hat{\rho}_{\text{before}}$ と $\hat{\rho}_{\text{after}}$ とだけでは特定できない。

§6. 光子場の一見意外な時間発展

B: 実際に光子場がどのように非ユニタリー的発展をするか、少し具体的に見てみよう。光電流パルスを検出する直前と直後で、空洞中に残った光子場の平均光子数 $\langle n(t) \rangle \equiv \text{Tr} [\hat{\rho}(t) \hat{a}^\dagger \hat{a}]$ はどう変わると思うか？

A: 1 個の光子が光電流パルスに変換されたのだから、平均光子数はちょうど 1 だけ減っているのだろう？

B: そうなる場合もあるが、平均光子数が逆に増えることもあるのだ。検出器が 1 光子を検出した直後 ($t=t^+$) に空洞中に残っている光子数の平均値 $\langle n(t^+) \rangle \equiv \text{Tr} [\hat{\rho}(t^+) \hat{a}^\dagger \hat{a}]$ は、

$$\langle n(t^+) \rangle = \langle n(t) \rangle - 1 + \frac{\langle [\Delta n(t)]^2 \rangle}{\langle n(t) \rangle} \quad (3)$$

で与えられる。

A: おや。右辺には、平均光子数が 1 減る項も確かに存在するが、直前の光子数分布の分散 $\langle [\Delta n(t)]^2 \rangle$ に依存する付加項もあるぞ。

B: そう。今考えている測定では、測定前の光がどういう状態かをあらかじめ知っているから、最初に用意した光子場の種類によっていろんな状況が起こり得る。大まかに言えば、レーザー光よりも光子数揺らぎの大きな光（ス

パー・ポアソン光¹⁸⁾）では増加し、揺らぎの小さな光（サブ・ポアソン光）では減少する。

A: 具体例で説明してくれないか。

B: 平均光子数が光電流パルスを観測するたびに一つずつ減っていくのは、初期状態が光子数確定状態¹⁹⁾の場合のみだ。直前の状態が光子数確定状態ならば、 $\langle [\Delta n(t)]^2 \rangle = 0$ なので、ちょうど $\langle n(t^+) \rangle = \langle n(t) \rangle - 1$ となる。直前の状態がコヒーレント状態¹³⁾の場合は、 $\langle [\Delta n(t)]^2 \rangle = \langle n(t) \rangle$ なので、検出器が 1 光子を吸収したにも関わらず、空洞内の平均光子数は吸収前と変化していない！ 電流パルスを観測しようがしまいが、指數関数的に単調に減少していく。さらに、直前の光子場が熱分布状態²⁰⁾の場合は、もっと奇妙だ。この場合、 $\langle [\Delta n(t)]^2 \rangle = \langle n(t) \rangle + \langle n(t) \rangle^2$ となっているので、検出器が 1 光子を吸収することによって、残った光の平均光子数がなんと 2 倍に増える！！

A: 光子 1 個を吸収したのに、残った光の平均光子数が変わらなかったり、ましてや増えたり…… 常識に反するように思えるが、どう考えればいいのか？

B: 極端な例を考えると物理的意味がよくわかる。たとえば、1 光子検出直前の光子場が、 $\hat{\rho}(t) = (1/2)(|0\rangle\langle 0| + |100\rangle\langle 100|)$ だったとしよう。この状態の平均光子数は 50 である。そこで 1 光子が検出されたとする。真空状態 $|0\rangle\langle 0|$ で光子が検出される確率は 0 だから、1 光子が検出されたという測定結果から、測定直前の状態は真空状態では有り得ず、光子数 100 の光子数確定状態 $|100\rangle\langle 100|$ であったと結論せざるを得ない。従って、1 光子検出直後の状態は、これから 1 光子が吸収された光子数確定状態 $|99\rangle\langle 99|$ になり、平均光子数は測定の前後で 50 から 99 へとほぼ倍増する。

A: そうか。今は 1 光子検出前の光子場の状態を知っているから、その情報が反映されて、同じ 1 光子検出過程でも光の状態変化が異なると考えればいいのだな。

B: そうだ。たとえば熱分布状態は、 $|n\rangle\langle n|$ の重ね合わせのうち、真空状態 $|0\rangle\langle 0|$ の重みが最も大きい。この状態で 1 光子が検出されると、その重ね合わせ重率が他の状態に再配分され、その結果、残りの平均光子数が増えることになる。

A: となると、0 光子検出過程でも、平均光子数は変化しているわけか？

B: その通り。時刻 t から $t+\tau$ までの間、光電流パルスが一つも検出されなかった場合でも、空洞に残った平均光子数は時間とともに、微分方程式 $d\langle n(t) \rangle / dt = -\lambda \langle [\Delta n(t)]^2 \rangle$ に従って減少する。¹⁵⁾ 0 光子検出過程が続くと光子

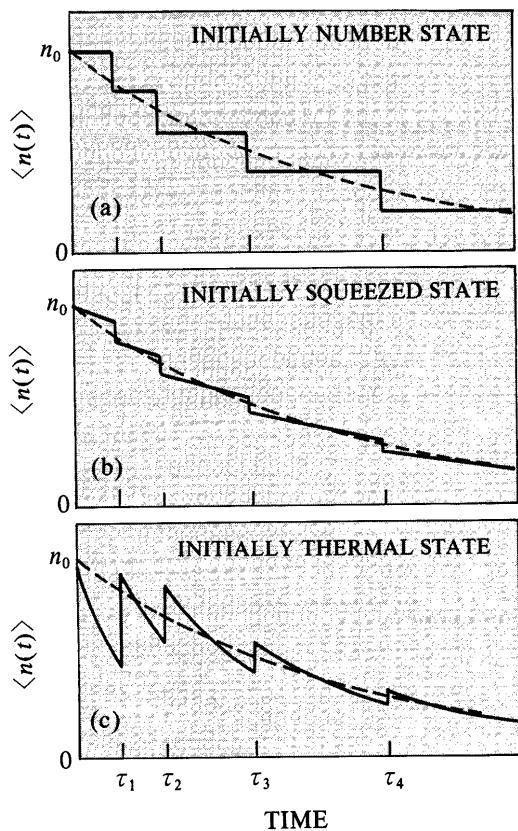


図5 光子場の平均光子数 $\langle n(t) \rangle$ の時間的変化。初期状態は、(a)光子数確定状態、(b)スクイズド状態、(c)熱分布状態である。点線は、コヒーレント状態の場合である。測定前の平均光子数 $\langle n(0) \rangle = n_0$ と光の検出効率とはすべて等しく設定している。1光子検出過程は、時刻 $\tau_1, \tau_2, \tau_3, \tau_4$ で起こるとした。(M. Ueda, et al.: Phys. Rev. A 41 (1990) 3891より転載。)

数の大きな状態の確率が減少し、真空状態の重みが増えるように密度演算子が刻々再規格化されるからだ。*

B: 1光子検出過程や0光子検出過程で、平均光子数が時間的にどのように変化するかを図5にまとめておいた。測定開始前の状態として、光子数確定状態、コヒーレント状態、熱分布状態、さらにスクイズド(squeezed)状態²¹⁾の場合だ。スクイズド光は、その揺らぎに面白い特徴を持つ非古典的光の一種だが、今の話ではその定義や性質に拘泥しなくともよいだろう。

A: わかった。でも、ちょっと待てよ。観測時間Tの間にm個の光電流パルスを検出したとき、測定後の残りの光子場の平均光子数 $\langle n(T) \rangle$ とmとの和が、測定前の最初の平均光子数 $\langle n(0) \rangle$ に等しくない場合があるのではないか。光子数は保存されないので？

B: そういう誤解をするようでは、まだまだ修行が足りないな。最初にも言ったように、量子力学は確率しか与えてくれないことを思い出してくれ。 $\langle n(0) \rangle$ も $\langle n(T) \rangle$ も、統計平均されて得られる量だが、mというのはたった1回の測定でたまたま検出された光子数にすぎない。このような違う量を比較しても保存則は出てこない。量子力学においての保存量は、統計平均をとった量のみだ。時刻 $t=0$ から $t=T$ の間にm個の光子が検出されると言っても、どういう時刻に検出されるかで無数の場合があるだろう。その

すべての場合について、その統計的重みをつけて平均しなければならない。そうすれば、 $m + \langle n(T) \rangle$ の統計平均値は $\langle n(0) \rangle$ と一致する。¹⁵⁾

A: なるほど、そういうことか。

B: 次に、測定結果の意味を理解できない犬がずっと検出器の番をしている場合を考えよう。つまり番犬効果だ。これは、検出器の表示盤をかくしてしまった場合に当たる。

A: 検出器のスイッチを切ってしまった場合と同じか？

B: スイッチを切った場合は測定自体を行っていない場合だから、本当に何の変化も起こらない。そうではなくて、「測定している」あるいは「検出器のスイッチがONになっている」とことは知っているのだ。ただし、その「測定結果を知らない」場合を考えている。結論を先に言うと、他の実験条件はすべて同じにしても、時間発展（波束の収縮）はまったく異なる。

A: たとえば、空洞内に残った光子場の平均光子数はどう変化するのか？

B: この場合の密度演算子の時間発展は、1光子検出過程と0光子検出過程からの寄与の統計和¹⁵⁾になるが、式は長くなるのでやめておこう。平均光子数は、 $\langle n(t) \rangle = e^{-\lambda t} \langle n(0) \rangle$ となり、光の初期状態に関わりなく単調に減少する。図5の状況と比較すると、コヒーレント状態の場合にあたる。検出器から読み出された情報を参照できないため、検出器は単なる線形吸収体になって古典的振舞*を示している。さらに、このように読み出された情報を捨てた場合、光子場は混合状態になってしまふことも証明できるのだ。**

A: 重ね合わせ状態を保つには、測定で読み出した情報が必要不可欠ということか。MQCが壊れたのはこのためだな。

§7. 番犬は猫を生むか？

B: 今まででは $\langle n(t) \rangle$ のように、密度演算子の対角成分のみが関与した物理量の時間発展を見てきた。しかし、測定の反作用は、非対角成分にも及んでいる。そこで、このことを顕著に示す例として、フォトンカウンティング連続測定による「猫状態」生成²²⁾を紹介しよう。

* 観測情報を捨ててしまうと、初期状態にどんな性質の光子場を用意しても測定が進むにつれてボアソン統計に近づく。

** 最初がコヒーレント状態の場合だけは例外。

* ただし、光子数確定状態の場合は $\langle [\Delta n(t)]^2 \rangle = 0$ だから唯一の例外。

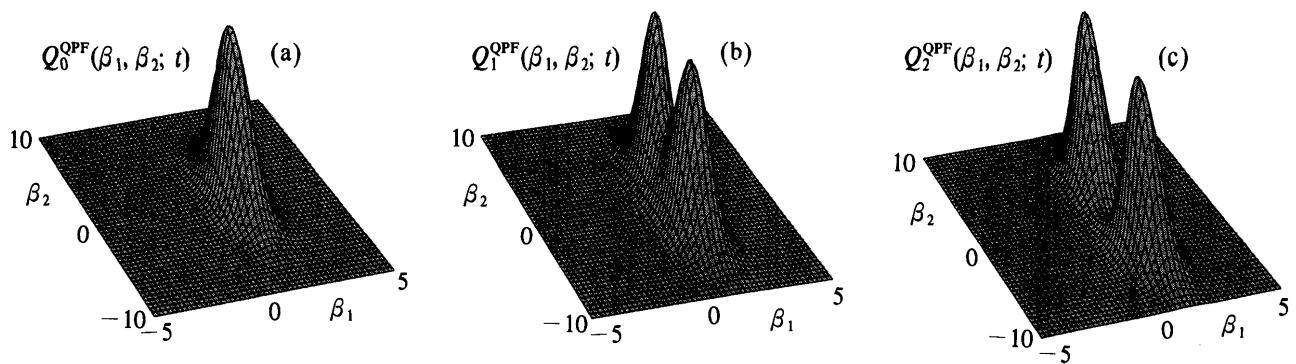


図6 空洞内の光子場のQ表示の時間発展とシュレーディンガーの猫状態の発生。(a)は1光子検出過程直前,(b)は直後,(c)は二つ目の光子を検出した直後。初期状態は、直交位相振幅スクイーズド状態に設定している。(b)および(c)では、マクロに区別できる二つのピークが生じている。(T. Ogawa, et al.: Phys. Rev. A 43 (1991) 6458より転載。)

A: どんな量の時間発展を議論するのか?

B: 光子場のQ表示という量を考える。これは、 $Q_m(\beta_1, \beta_2; t) \equiv \langle \beta | \hat{\rho}(t) | \beta \rangle / \pi$ で定義される量だ。ここで、 m は時刻 t までに検出された光子数、 $|\beta\rangle$ はコヒーレント状態、 β は複素数で $\beta = \beta_1 + i\beta_2$ とする。位相平面 (β_1, β_2) 上での $Q_m(\beta_1, \beta_2; t)$ は、光子場の二つの直交位相振幅についての分布関数と考えてよい。「猫状態」の生成は、これで見るのが最もわかりやすいと思う。

B: まず、強くスクイーズしたスクイーズド状態の光を用意する。もちろんこれは重ね合わせ状態だ。Q表示では、原点からはずれた点付近の薄い板状の山になっている(図6(a))。さて、今度は測定結果をしっかり見ながら、フォトンカウンティングの実験を始める。光電流パルスが全然カウントされないなら、光子場はどんどん真空に近づく。ところが、光電流パルスが一つ観測されると、突然二つのピークに分裂する(図6(b))。その理由に触れる時間はないが、直交位相振幅スクイーズド状態の場合に特有²³⁾のことだとだけ言っておこう。さらにもう一つ光子を検出すると、図6(c)のように、二つのピークがはっきりしてくる。二つのピークの中心は位相平面上での場所が違うが、これは光子場のマクロな位相が異なることに相当している。先に述べたように、フォトンカウンティング中の光子場は重ね合わせ状態であり混合状態ではないから、結局、図6(b)や6(c)のような状態は、マクロに区別できる二つの光子場状態の重ね合わせ状態になっていると言える。

A: 「猫状態」ができたわけだ。でもどうやって、この二つの状態を区別するのか?

B: 直交位相測定¹²⁾というのが使える。つまり、二つのマクロな状態間の干渉をホモダイン検出器の出力電流分布の縞としてとらえようとするものだ。適応条件などの細かい検討は残っているが、原理的には可能だ。

A: 光子を検出する時刻は前もっては決められないが。

B: 「猫状態」生成のためには、適した時刻がある。測

定開始から余りに長い間光電流パルスが検出されないと、光子場はどんどん真空に近づいてしまい、スクイーズしなくなる。そうすると、光電流パルスが検出されても、はっきり区別できる二つのピークに分裂しなくなる。だから、スクイーズしている性質が十分残っているような測定開始直後に光子が検出されるのが効果的なのだ。こういう測定結果が得られるまで、何回も実験すればよい。

A: 一方、検出器の表示盤を隠して測定情報を捨ててしまうと、光子場は混合状態になってしまうから、いっこうに「猫状態」にはならないわけだな。つまり、番犬に実験観測を任せると「猫状態」は生じない。番犬はシュレーディンガーの猫を生めない!!

B: その通り。観測とは、測定によって得られた情報に合うように、我々の知識を時々刻々修正する「量子力学的情報処理」をしていることだから、同じ実験をしても、検出器を見るか見ないかで、「猫状態」ができたりできなかったりする。

A: この連続測定による「猫状態」生成方法の特徴はなんだ?

B: 光学的な非線形相互作用をまったく使っていないことと、単一モードの光から「猫状態」ができるということ。また、「猫状態」が発生していくに従い、光子場の統計が、サブポアソン統計とスーパーポアソン統計との間に時間的に振動する²⁴⁾という一見奇怪なこともわかっている。もちろん実際に実験しようすると、光子検出の量子効率が1より小さくなっていたりするだろう。散逸は「猫状態」生成に破壊的效果を及ぼすから、実験条件を十分吟味する必要があるのは確かだ。こういう現実的な問題は今日のところは立ち入らないでおこう。

§8. おわりに

A: 現在議論になっている観測問題の意義と最先端の状況はよくわかった。また、君達の理論の精神もよくわかつ

たよ。

B: 観測問題といつても、今日の話以外にも色々なものがあり、それぞれに最新技術を駆使して実験的検証⁹⁾が試みられている。我々の寄与はそのうちのほんの一部分だけど、着実に理解が深まっているのは確かだ。今日の話の様々な拡張²⁵⁻²⁸⁾もしたから、御批判を乞うよ。

A: 思い切って尋ねるが、もし「猫状態」が実際に観測されなかったらどうなる？

B: どんなに注意深く実験しても、理論計算での様々な仮定を検討しつくしても、…となると、従来のやり方では量子力学をマクロ系にまで外挿できない、ということを本気で考えざるを得なくなるだろうね。もっとも逆に、実験結果が量子力学に合ったからといって、量子力学でなければならぬとも結論できないが。

A: そうだな…。最後にもう一つ、今日の話のいたるところに出てきた「ミクロ」と「マクロ」の境界ははっきり存在するのか？

B: それが、今日の話の根本に関わる問題だ。困ったことに、ミクロとマクロとをはっきりと区別する基準が、物理学自体の中にはない。だからこそ、ミクロ世界での量子力学のフォーマリズムがセルフコンシスティントである限り、マクロ系にも適用してもよいと思うわけだ。我々の科学方法論は還元主義²⁹⁾に基づいているからね。さらに言うと、被測定系と測定装置との境界^{4,5)}だって同じ問題だ。測定装置はマクロなものだが、やはりミクロな原子や分子の集合体にすぎないのであるから、量子力学で記述するべきだろう。我々の理論では、測定装置の記述には立ち入っていない。光子を光電流パルスの2値関数の時系列に置き換えるだけのものと考えている。測定で読みだした情報と被測定系の波束の収縮との関連を知りたかったのでこれでいいと思っているが、議論の余地はあるだろうな。さらに、マクロ系には散逸がつきものだから、ミクロ-マクロという対比だけでは不十分で、孤立系-開放系という視点も重要だろう。

A: 時間が来たようだ。今日はありがとう。

B: とにかく、量子力学の観測問題の重要さと面白さがわかる人が多くなってもらいたいね。こういう問題も学界でだんだん市民権を得てきたようで、隠れてこそこそやらなくてよくなってきたが、まだまだ議論の相手が少ないよ。老若男女を問わずこの分野にどんどん参入してきてほしいものだ。犬と猫を飼うには、やはり人間が必要なのだ。

参考文献

- 1) P. Busch, P. J. Lahti and P. Mittelstaedt: *The Quantum Theory of Measurement* (Springer-Verlag, Berlin, 1991).
- 2) B. デスパニヤ著、町田 茂訳：量子力学における観測の理論（岩波書店、1980）。
- 3) E. Schrödinger: Naturwissenschaften **23** (1935) 844.
- 4) 並木美喜雄：マクロ系の量子力学と観測問題—量子力学に原理的発展はあるか、物理学最前線 10、大槻義彦編（共立出版、1985）。
- 5) J.v.ノイマン著、井上 健・広重 徹・恒藤敏彦訳：量子力学の数学的基礎（みすず書房、1957）。
- 6) A. J. Leggett: Prog. Theor. Phys. Suppl. **69** (1980) 80.
- 7) A. J. Leggett: Proc. Int. Symp. Foundations of Quantum Mechanics in the Light of New Technology, Tokyo, 1983, ed. S. Kamefuchi, et al.: (Phys. Soc. Jpn., Tokyo, 1984) p. 74.
- 8) A. O. Caldeira and A. J. Leggett: Ann. Phys. **149** (1983) 374. 福田礼次郎：マクロ系の量子力学（丸善、1991）。
- 9) 日本物理学会編：量子力学と新技術（培風館、1987）；量子力学の基礎と新技術（ISQM）国際シンポジウムプロシーディングス（日本物理学会、1983, 1987, 1990）。
- 10) R. de Bruyn Ouboter and D. Bol: Physica **112 B** (1982) 15. C. D. Tesche: Physica B **165 & 166** (1990) 925.
- 11) SQUID に外部磁場をかけない場合は、ポテンシャルバリヤートンネルする量子力学的效果が重要になる。これが「マクロな量子トンネリング (MQT)」である。これに対して MQC では二つの谷にある状態の間にあるヒーレントな位相関係が重要である。
- 12) B. Yurke and D. Stoler: Phys. Rev. A **35** (1987) 4846.
- 13) 光子の消滅演算子 \hat{a} の固有状態で $|a\rangle$ や $|b\rangle$ などと書く。固有値 a や b は古典的電磁波の複素振幅に比例する。理想的なレーザー光のように、古典的波動に近いものである。
- 14) A. Mecozzi and P. Tombesi: Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 1055.
- 15) M. Ueda: Quantum Opt. **1** (1989) 131. M. Ueda, N. Imoto and T. Ogawa: Phys. Rev. A **41** (1990) 3891.
- 16) M. D. Srinivas and E. B. Davies: Opt. Acta **28** (1981) 981, **29** (1982) 235.
- 17) N. Imoto, M. Ueda and T. Ogawa: Phys. Rev. A **41** (1990) 4127.
- 18) $\langle[\Delta n(t)]^2\rangle/\langle n(t)\rangle > 1$ (< 1) なる性質を持つ統計分布をスーパー-ボアソン（サブボアソン）分布といい、これに従う光子場をスーパー-ボアソン光（サブボアソン光）と呼ぶ。光子数の平均値に比べて揺らぎが大きい（小さい）。ヒーレント状態の光 [13] 参照] はボアソン光で、ちょうど境界 ($\langle[\Delta n(t)]^2\rangle/\langle n(t)\rangle = 1$) にあたる。
- 19) 数演算子 $\hat{a}^\dagger \hat{a}$ の固有状態で、Fock 状態ともいう。通常、 $|n\rangle$ と書く。光子数の揺らぎがまったく無く、確定した値 n を持っているような状態をいう。
- 20) 白熱灯などから出るランダムな光の一種。密度演算子は文献 15 参照。
- 21) ここでは直交位相振幅スクイズド状態を考える。すなわち、電磁場の直交する二つの波の成分の揺らぎが、一方は抑圧され、他方は増大しているような非古典的光子状態。具体的な表式は文献 15 を参照。
- 22) T. Ogawa, M. Ueda and N. Imoto: Phys. Rev. A **43** (1991) 6458.
- 23) W. Schleich, D. F. Walls and J. A. Wheeler: Phys. Rev. A **38** (1988) 1177.
- 24) T. Ogawa, M. Ueda and N. Imoto: Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 1046.
- 25) M. Ueda, N. Imoto and T. Ogawa: Phys. Rev. A **41** (1990) 6331.
- 26) M. Ueda, N. Imoto, H. Nagaoka and T. Ogawa: Phys. Rev. A **46** (1992) 2859.
- 27) M. Ueda and M. Kitagawa: Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 3424.
- 28) M. Ueda: Phys. Rev. A **41** (1990) 3875.
- 29) ルドルフ・カルナップ著、沢田允茂・中山浩二郎・持丸悦朗訳：物理学の哲学的基礎—科学の哲学への序説（岩波書店、1968）。