

緩和する原子と どっちみち難題¹

富士常葉大学 高木 伸²

「量子干渉性は、観測しなければ保たれ観測すれば消える」と言われる。これは正しいけれども、場合によっては、「観測しなければ消え観測すれば回復される」。この二命題は相矛盾しない。もちろん、「観測」の意味が相異なる。この事情を、サッカーボール干渉実験に即して、具体的に考察する。

1 C₆₀ の二連細隙実験

1999 年 10 月、衝撃的な論文が出版された。C₆₀ の干渉縞がウィーン大学で見事に検出されたのである³[1]。実験設定は以下のものであった：

$$v \equiv \text{C}_{60}\text{の入射速} \simeq 220\text{m/s}, \quad (1)$$

$$d \equiv \text{上細隙と下細隙の距離} \simeq 100\text{nm}, \quad (2)$$

$$D \equiv \text{二連細隙と衝突の距離} \simeq 1.3\text{m}, \quad (3)$$

$$\lambda \equiv \text{C}_{60}\text{のド-ブロイ波長} = 2\pi\hbar/M_{\text{C}_{60}}v \simeq 2.5\text{pm}, \quad (4)$$

$$\tau_{\text{TOF}} \equiv \text{二連細隙から衝突までの飛行時間} = D/v \simeq 5.7\text{ms}. \quad (5)$$

(註：より最近の実験については [2] 参照)

二連細隙を通過した後の C₆₀ は、上細隙を通った波 $\Psi_+(\mathbf{R}; t)$ と下細隙を通った波 $\Psi_-(\mathbf{R}; t)$ の重ね合わせで表される ($\mathbf{R}$ は C₆₀ の質量中心位置)：

$$\frac{1}{\sqrt{2}}\{\Psi_+(\mathbf{R}; t) + \Psi_-(\mathbf{R}; t)\} \quad (6)$$

二連細隙通過時刻を 0 として、衝突到達時刻 $t(\sim \tau_{\text{TOF}})$ における $\Psi_{\pm}(\mathbf{R}; t)$ は、それぞれ上下細隙位置 $\pm \mathbf{d}/2$ を原点とする球面波で近似できる：

$$\Psi_{\pm}(\mathbf{R}; t) \simeq \exp\left\{2\pi i \left|\mathbf{R} \mp \frac{\mathbf{d}}{2}\right|/\lambda - \frac{i}{2}M_{\text{C}_{60}}v^2t/\hbar\right\}\phi_{\pm}(R; t) \quad (7)$$

¹この原稿は、Parity2000 年 4 月号に一般読者向概略解説を書いたままの引出に放っておいたものの正式版であり、新鮮味に欠けること及び研究論文ではなく学部ないし大学院初年級向教育用材料記事であることをお断りしておきたい。なお、最近、類似内容の論文が発表されている [5]。

²E-mail: takagi@fuji-tokoha-u.ac.jp

³実験は二連細隙ではなく回折格子を使って行われたが、本質に変わりはないから、以下、二連細隙として議論する。

($\phi_{\pm}(R;t)$ は、 $R \sim vt$ に局在した球殻状波束 (その幅 $\gg \lambda$)。ゆえに、 C_{60} が地点 $\mathbf{x}$ に見出される確率 $P(t, \mathbf{x})$ を衝突中央付近において計算すれば

$$P(t, \mathbf{x}) \propto 1 + \cos \left\{ \frac{2\pi}{\lambda} \left(\left| \mathbf{x} - \frac{\mathbf{d}}{2} \right| - \left| \mathbf{x} + \frac{\mathbf{d}}{2} \right| \right) \right\}. \quad (8)$$

かくて縞間隔 $\Lambda \simeq (D/d)\lambda \sim 30\mu\text{m}$ 。ウィーン大学の実験は、正しく、この通りの結果を示した。

2 干渉性消失の可能性

2.1 予想された困難

一般に、干渉縞は“環境の影響”によって容易に掻き消され得る。例えば、二連細隙と衝突の間に何か別の粒子がいて、それが C_{60} に衝突すれば、“波の位相がランダムに乱されて”干渉縞は消えてしまうであろう。さらに、環境は外界 (C_{60} の外) だけにあるものとは限らず、主役の力学的自由度 (質量中心の位置) にとって、それ以外の自由度はすべて環境である。例えば C_{60} の表面に細波が立ち得る。実際、実験で使われた C_{60} は、900K 程度の“オープン”で作られ、二連細隙に入射する時点において様々な励起状態にあると考えられる。これら励起状態は、時間が $\tau_{\text{TOF}} (\sim 6\text{ms})$ ほど経てば、ほぼ確実に、光子を放出して基底状態に落ち着くと考えられる。これによっても“波の位相がランダムに乱され得る”であろう。実験は、装置を高真空中に置いたから、衝突による干渉性消失は回避したものと考えられる。しかし、励起状態から基底状態への遷移を人為的に止めることはできない。それにも拘わらず、何故、干渉縞が検出されたのであろうか。

2.2 よく見かける“初等的”説明

“環境の影響によって波の位相が乱される”とは、(6) が次式で置き換えられるということであろう：

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \{ \Psi_+(\mathbf{R}; t) e^{i\theta_+} + \Psi_-(\mathbf{R}; t) e^{i\theta_-} \}. \quad (9)$$

$\theta_{\pm}$ は“制御不能ランダム位相”である。“ C_{60} がどちらの道を通ったかを観測したとすれば、やはり (6) は (9) で置き換えられる”と言われることもある。“環境の影響”にせよ“観測のせい”にせよ、(9) が正しいければ、干渉項は“ランダム位相平均”されて消えるというわけである。

しかし、この説明は、“初等的で分かり易い”としてしばしば使われるけれども、“環境 (または観測) の影響”を抽象的観念的に言葉だけでごまかしている。

2.3 内部遷移の効果： 誤った議論

外界の粒子との衝突は高真空中で回避されたものとして、以下、話を単純にすべく、励起状態 $|e\rangle$ が光子を放出して基底状態 $|g\rangle$ に遷移する効果だけに着目しよう (C_{60} には様々の

励起状態が考えられるが、そのうちの一つだけに着目し、それを $|e\rangle$ とする)。「二連細隙を通過した直後(時刻 0)の C_{60} は励起状態 $|e\rangle$ にあり、かつ、そのとき電磁場は真空状態 $|\text{vac}\rangle$ にある」とすれば、環境を含めた全系の状態は次の形に書ける：

$$\frac{1}{\sqrt{2}}\{\Psi_+(\mathbf{R};0) + \Psi_-(\mathbf{R};0)\} |e, \text{vac}\rangle, \quad \text{ただし } |e, \text{vac}\rangle \equiv |e\rangle|\text{vac}\rangle. \quad (10)$$

時間が経って $t \sim \tau_{\text{TOF}}$ のときには、(10) は次のような状態になると考えられるかもしれない：

$$\frac{1}{\sqrt{2}}\{\Psi_+(\mathbf{R};t) + \Psi_-(\mathbf{R};t)\} |g, \gamma\rangle \quad (11)$$

(ただし、 $\Psi_{\pm}(\mathbf{R};t)$ は (6) のそれと同じであり、 $|g, \gamma\rangle \equiv |g\rangle|\gamma\rangle$ 、 $|\gamma\rangle$ は 1 光子状態)。もし (11) が正しければ、内部遷移は干渉効果に影響しないことになる。もちろん、この議論には直ちに反論が出よう：

C_{60} がどちらの道を通ったかに応じて内部遷移の様子が異なり得るのではないか？ たとえば、“上の道を通れば光子を放出して基底状態に落ちるが下なら励起状態に留まる”とすれば、(11) の代わりに

$$\frac{1}{\sqrt{2}}\{\Psi_+(\mathbf{R};t) |g, \gamma\rangle + \Psi_-(\mathbf{R};t) |e, \text{vac}\rangle\}. \quad (12)$$

もしそうならば、

$$\text{干渉項 } I(t, \mathbf{x}) = \Re \{ \langle g, \gamma | e, \text{vac} \rangle \Psi_+^*(\mathbf{x}; t) \Psi_-(\mathbf{x}; t) \} = 0. \quad (13)$$

つまり、“ C_{60} が光子をたった一個放出しただけで、干渉効果は完全に消えてしまう”ことになる。しかし、実験では干渉縞が見えた。なぜか？ (12) も基本的な誤りを犯している。内部遷移は質量中心位置に拘わらず同じように進行するはずであろう。ゆえに、(12) のようになることは有り得ない。では、やはり (11) が正解なのであろうか。

2.4 内部遷移の効果： 反跳

“1 光子状態 $|\gamma\rangle$ ” と書いたけれども、これは雑に過ぎる。内部遷移に伴って波数 $\mathbf{k}$ の光子が放出されたとすれば、

$$|\mathbf{k}| \simeq k_0 \equiv (E_e - E_g)/\hbar c$$

($E_e(E_g)$ は励起(基底)状態のエネルギー)。 $\mathbf{k}$ の方向は自由である。また、 C_{60} の質量中心運動量は $\hbar\mathbf{k}$ だけ減少する。この「 C_{60} が反跳する効果」を取り入れるには、最も素朴には、不確定性関係を持ち出せばよい。しかし、以下においては、もう少し立ち入って考えてみる。

3 環境アセスメント

まず、上細隙を通過 (通過時刻 0) した波束について考える。上細隙の中心位置を $\mathbf{R}_+$ とすれば、時刻 t における状態はおおよそ次のようになる：

$$e^{-\Gamma t/2} \Psi_+(\mathbf{R}; t) |e, \text{vac}; t\rangle + \sum_{\mathbf{k}} \mathcal{D}_{\mathbf{k}}(t) \Psi_+^{(\mathbf{k})}(\mathbf{R}; t) e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{R}_+} |g, \mathbf{k}; t\rangle, \quad (14)$$

ただし、

$$|e, \text{vac}; t\rangle \equiv |e, \text{vac}\rangle \exp(-iE_e t/\hbar), \quad |g, \mathbf{k}; t\rangle \equiv |g, \mathbf{k}\rangle \exp(-iE_g t/\hbar - i\mathbf{k} \cdot \mathbf{R}_+ t), \quad (15)$$

$$|g, \mathbf{k}\rangle \equiv |g\rangle |\mathbf{k}\rangle \quad (|\mathbf{k}\rangle \text{ は波数 } \mathbf{k} \text{ の 1 平面波光子状態}),$$

$$\mathcal{D}_{\mathbf{k}}(t) \propto \frac{1 - e^{i(k-k_0)ct - \Gamma t/2}}{(k - k_0)c + i\Gamma/2}, \quad \sum_{\mathbf{k}} |\mathcal{D}_{\mathbf{k}}(t)|^2 = 1 - e^{-\Gamma t}, \quad (16)$$

$$\Psi_+^{(\mathbf{k})}(\mathbf{R}; t) \equiv \text{「(7) の } \Psi_+(\mathbf{R}; t) \text{ において、波束 } \phi_+(R; t) \text{ を、}$$

反跳効果で僅かに変形された波束 } \phi_+^{(\mathbf{k})}(R; t) \text{ で置き換えたもの」(17)}

干渉縞を議論するには、波束中心付近だけに着目すればよく、上記実験状況下 ($k_0 \lambda \ll 1$) においては、 $\phi_+^{(\mathbf{k})}(R; t) \simeq \phi_+(R; t)$ と近似できる。ゆえに、(14) を次式で置き換えてよい：

$$\Psi_+(\mathbf{R}; t) \left\{ e^{-\Gamma t/2} |e, \text{vac}; t\rangle + e^{-iE_g t/\hbar} |g\rangle |\gamma_+(t)\rangle \right\}, \quad (18)$$

$$\text{ただし、} \quad |\gamma_+(t)\rangle \equiv \sum_{\mathbf{k}} \mathcal{D}_{\mathbf{k}}(t) e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{R}_+ - i\mathbf{k} \cdot \mathbf{R}_+ t} |\mathbf{k}\rangle. \quad (19)$$

下細隙を通過した波束についても同様。したがって、 $\mathbf{R}_{\pm} = \pm \mathbf{d}/2$ を用いれば、時刻 t における状態はおおよそ次のようになる：

$$e^{-\Gamma t/2} \frac{1}{\sqrt{2}} \{ \Psi_+(\mathbf{R}; t) + \Psi_-(\mathbf{R}; t) \} |e, \text{vac}; t\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} \{ \Psi_+(\mathbf{R}; t) |\gamma_+(t)\rangle + \Psi_-(\mathbf{R}; t) |\gamma_-(t)\rangle \} |g\rangle e^{-iE_g t/\hbar}, \quad (20)$$

ただし、

$$|\gamma_{\pm}(t)\rangle \equiv \sum_{\mathbf{k}} \mathcal{D}_{\mathbf{k}}(t) e^{\mp i\mathbf{k} \cdot \mathbf{d}/2 - i\mathbf{k} \cdot \mathbf{R}_{\pm} t} |\mathbf{k}\rangle, \quad (21)$$

$$\| |\gamma_{\pm}(t)\rangle \|^2 = \sum_{\mathbf{k}} |\mathcal{D}_{\mathbf{k}}(t)|^2 = 1 - e^{-\Gamma t}. \quad (22)$$

(20) は「(11) において、 $|\gamma\rangle$ を上の道か下の道かに応じて $|\gamma_{\pm}(t)\rangle$ で置き換えたもの」になっている。ここに、1 光子状態 $|\gamma_{\pm}(t)\rangle$ は、波数 $\mathbf{k}$ の 1 光子状態に反跳効果から出てくる位相因子 $e^{\mp i\mathbf{k} \cdot \mathbf{d}/2}$ を掛けて重ね合わせたものである。この位相因子は、電磁波の言葉で言えば、次のように解釈することもできる：

C_{60} から波数 $\mathbf{k}$ の平面波が放出されるとしよう。この平面波は、位相が C_{60} の質量中心位置において 0 であるとすれば、 $e^{i(\mathbf{x}-\mathbf{R}) \cdot \mathbf{k}}$ と書ける。これは、 $\mathbf{R} \sim \pm \mathbf{d}/2$ に応じて、 $e^{\mp i\mathbf{k} \cdot \mathbf{d}/2} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}}$ に等しい。

ることにより、要するに、 C_{60} に関する どっちみち情報 が、放出される光子に、 $e^{\mp i\mathbf{k}\cdot\mathbf{d}/2}$ という形で刻み込まれる。

さて、(20) が納得されれば、

$$\text{干渉項 } I(t, \mathbf{x}) = \Re \{ C(t) \Psi_+^*(\mathbf{x}; t) \Psi_-(\mathbf{x}; t) \}. \quad (23)$$

ここに、 $|C(t)|$ は「干渉性が保たれている度合い」(コヒーレンシーと略称)を表す：

$$C(t) \equiv e^{-\Gamma t} + \langle \gamma_+(t) | \gamma_-(t) \rangle =: e^{-\Gamma t} + (1 - e^{-\Gamma t}) \tilde{C}(t), \quad (24)$$

$$\tilde{C}(t) := \frac{\langle \gamma_+(t) | \gamma_-(t) \rangle}{1 - e^{-\Gamma t}} = \frac{\sum_{\mathbf{k}} |\mathcal{D}_{\mathbf{k}}(t)|^2 e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{d}}}{\sum_{\mathbf{k}} |\mathcal{D}_{\mathbf{k}}(t)|^2} \quad (25)$$

$$\simeq \int \frac{d\Omega_{\mathbf{n}}}{4\pi} e^{ik_0\mathbf{n}\cdot\mathbf{d}} = \frac{\sin k_0 d}{k_0 d}. \quad (26)$$

(ただし、(25) から (26) に移行するにあたり、近似的性質 $|\mathcal{D}_{\mathbf{k}}(t)|^2 \propto \delta(k - k_0)$ を用いた。) したがって

• $\Gamma\tau_{\text{TOF}} \ll 1$ ならば、 $C(\tau_{\text{TOF}}) \simeq 1$.

• $\Gamma\tau_{\text{TOF}} \gg 1$ ならば、

$$C(\tau_{\text{TOF}}) \simeq \begin{cases} 1 & : k_0 d \ll \pi, \\ 0 & : k_0 d \gg \pi. \end{cases} \quad (27)$$

つまり、

光子が放出されなかった場合には、 C_{60} がどっちの道を通ったかについて“電磁場は観測をしなかった”ことになり、干渉縞が生き残る。これに対し、短波長の光子波束が放出される場合には、 C_{60} がどっちの道を通ったかを“電磁場が観測した”ことになり、干渉縞は消える。また、長波長の光子波束が放出される場合には、“電磁場はそのような観測をしなかった”(または、“観測したつもりでも、精度が悪くて、観測できなかった”)ことになり、干渉縞が生き残る。

要するに、“観測”という言葉を使って構わぬけれども、

この場合の“観測”とは、観念的な(または実験者の主観に委ねられた)ことではなく、

電磁場という環境が自動的に行う(または行わない)ことである。

ウィーン大学の実験の場合、 $\tau_{\text{TOF}} (\sim 6\text{ms})$ ほどの時間で基底状態に落ちる励起状態をあたってみると、 $7\mu\text{m} \lesssim \lambda_0 \lesssim 19\mu\text{m}$. ゆえに、 $k_0 d / \pi \lesssim 0.03$, $|C| \gtrsim 0.99$. つまり、干渉効果が損なわれるとしても $O(10^{-3})$ 程度に過ぎぬはずと結論される。つまり、実験は「光子を放出して内部遷移を起こしはしても、光子の波長が長くて干渉効果にはほとんど影響がない」という状況を実現したと考えられる。

4 干渉性消失の本質について

質量中心と環境の縄れ(または“絡まり”)の程度に応じて干渉性が損なわれる。縄れの程度は、(20)において $\Gamma\tau_{\text{TOF}} \gg 1$ の場合、 $\langle \gamma_+ | \gamma_- \rangle$ によって定量的に与えられる。そして、ここに登場する $|\gamma_{\pm}\rangle$ は、それぞれ、様々の波数の平面波光子の重ね合せである、言い換えれば、様々の平面波光子が干渉し合った結果を表し、この干渉の様相を決めるのが位相因子 $e^{\mp i\mathbf{k}\cdot\mathbf{d}/2}$ である。つまり、光子放出の際の C_{60} の反跳に伴って生ずる位相因子 $e^{\mp i\mathbf{k}\cdot\mathbf{d}/2}$ が、放出される平面波光子の干渉の様相(つまり、光子波束の形)を決め、そうして決められた光子波束が、 C_{60} の干渉性を制御するのである。コヒーレンシー $|C|$ は、平面波光子の干渉の様相を直接的に反映する微妙な量であるから、 k_0 の単調減少函数といった単純なものでもなくとも驚くにあたらない。前節末において、 $k_0 d/\pi \gg 1$ なら干渉性が消失すると書いたが、 $k_0 d/\pi \gg 1$ でなくとも $k_0 d/\pi$ が整数なら干渉性は完全に失われる。

ただし、現実には、 C_{60} の初期状態として様々の励起状態が(したがって、 k_0 として様々の値が)想定され得る。観測される干渉縞はこれら k_0 に関して平均したものとなろう。すると、上述の d に関する振動(26)は均されてしまうかも知れない。仮に、 k_0 がボルツマン因子 $e^{-\hbar c k_0/T}$ に従って分布しているとすれば(簡単のため縮退はないとする)、(26)は次式で置き換えられる：

$$\frac{1}{k_T} \int_0^\infty dk_0 e^{-k_0/k_T} \frac{\sin k_0 d}{k_0 d} = \frac{1}{k_T d} \text{Tan}^{-1}(k_T d), \quad (28)$$

ただし、 $k_T \equiv T/\hbar c$ 。この場合にも(27)は、 k_0 を k_T で置き換えれば、成り立つ。(26)も(28)も共に理想化されすぎているけれども、近い将来、現実の C_{60} に対してもコヒーレンシーの d 依存性が検出されると期待される[1]。

では、仮に「 $\Gamma\tau_{\text{TOF}} \gg 1 \wedge k_0 d/\pi \ll 1$ 」なる状況を設定したとすれば、干渉性は原理的に消失してしまう(いかなる策を弄しても回復不可能となる)のであろうか。そうではない。(20)は次の形をしている：

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\mathbf{k}} \mathcal{D}_{\mathbf{k}}(t) \left\{ e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{d}/2} \Psi_+(\mathbf{R};t) + e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{d}/2} \Psi_-(\mathbf{R};t) \right\} |g, \mathbf{k}; t\rangle. \quad (29)$$

この和のうち特定の項($\mathbf{k} = \mathbf{k}_*$)以外を“消しゴムで消して仕舞えば”、干渉縞は、中心位置がずれるけれども、見えるはずである。それには、装置内に平面波光子検出器を設置して、各試行毎に放出された平面波光子の波数を測定しておき、あとでデータ整理の段階において、特定波数 $\mathbf{k}_*$ の平面波光子が放出された試行だけを選び出せばよい。これ要するに、「時刻 t に、 C_{60} の質量中心が地点 $\mathbf{x}$ に見出され、かつ、波数 $\mathbf{k}$ の平面波光子が一個だけ見出される」なる事象の結合確率 $P(t, \mathbf{x}, \mathbf{k})$ が次式で与えられるという、量子力学の公準を持ち出したに過ぎない：

$$\begin{aligned} P(t, \mathbf{x}, \mathbf{k}) &= \left| \frac{1}{\sqrt{2}} \mathcal{D}_{\mathbf{k}}(t) \left\{ e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{d}/2} \Psi_+(\mathbf{R};t) + e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{d}/2} \Psi_-(\mathbf{R};t) \right\} \right|^2 \\ &\propto \left| e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{d}/2} \Psi_+(\mathbf{R};t) + e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{d}/2} \Psi_-(\mathbf{R};t) \right|^2. \end{aligned} \quad (30)$$

このような手続きは、昔から現場で行われていたことであるが、近年、量子消しゴム と名付けられた⁴[3, 4]。以上は、次のように言い直してもよい：

光子波束が持っていた どっち道情報 を、平面波光子を検出することによって、消してしまった (平面波光子は どっち道情報 を持たぬ)。

ただし、放出された平面波光子は、直ちに検出せぬ限り、周りの物質に吸収されたり宇宙遥かに飛び去ってしまうであろう。そうなったが最後、もはや量子消しゴムの魔術は利かず、干渉性は永久に失われる。ただし、それは必要な測定をサボっていたからである。

一般に“観測すると干渉性が消える”と言われるけれども、上述の場合には、光子を観測することにより干渉性が回復され得る。ここには何の矛盾もない。単に、“光子”といい“観測”といい、言葉遣いが曖昧なために混乱をきたすだけである。

謝辞

この会合にお招き下さった有光敏彦・安部純義両氏に感謝します。

参考文献

- [1] M. Arndt, O. Nairz, J. Vos-Andreae, C.Keller, G. van der Zouw and A. Zeilinger, *Wave-Particle Duality of C₆₀ Molecules*, Nature **401**, 14 Oct(1999),680-682.
- [2] O. Nairz, M. Arndt and A. Zeilinger, *Experimental challenges in fullerene interferometry*, Journal of Modern Optics **47** (2000), 2811-2821; M. Arndt, O. Nairz, J. Petschinka and A. Zeilinger, *High contrast interference with C₆₀ and C₇₀*, C.R. Acad. Sci. Ser.IV **2**, No.4 (2001),581; O. Nairz, B.Brezger, M. Arndt and A. Zeilinger, *Diffraction of Complex Molecules by Structures Made of Light*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001), 160401-1~4; O. Nairz, M. Arndt and A. Zeilinger, *Experimental verification of the Heisenberg uncertainty principle for fullerene molecules*, Phys. Rev. A **65** (2002),032109-1~4; B.Brezger, L.Hackermüller, S. Uttenthaler, J. Petschinka, M. Arndt and A. Zeilinger, *Matter-Wave Interferometer for Large Molecules*, Phys. Rev. Lett. **88** (2002), 100404-1~4 .
- [3] M.O. Scully and K.Drühl, *Quantum eraser: A proposed photon correlation experiment concerning observation and “delayed choice” in quantum mechanics*, Phys.Rev. **25**(1982),2208-2213.
- [4] M.O. Scully and B.G. Englert and H.Walther, *Optical tests of complementarity*, Nature **351** No.6322(1991),111-116.
- [5] P.Facchi, A.Mariano and S.Pascasio, *Mesoscopic Interference*, quant-ph/0105110v1.

⁴“量子抹消”(quantum erasure) と呼ばれる。