

総合

光学干渉実験と観測

江 沢 洋

学習院大学理学部物理学教室 〒171 東京都豊島区目白 1-5-1

(1993年5月27日受理)

Optical Interference Experiments and Quantum Measurement

Hiroshi Ezawa

Department of Physics, Gakushuin University,
1-5-1, Mejiro, Toshima-ku, Tokyo 171

1. はじめに

一つの原子の電子が二つの量子遷移を続けてすることで放出した二つの光子は、互いに遠く離れてからも一方の偏りの観測が他方の観測に影響する形の相関を示す。この量子力学の予言が Aspect の実験¹⁾で確認され、それが Bell の不等式²⁾を破るという意味の明白な非古典性を示すことで話題を呼んでから 10 年になる³⁾。

この種の相関は、いまの主題である干渉にも現れる⁴⁾。また、一つの原子から出た双子の光子にも限らない。近年、光パラメトリック発振で発生した信号光子と遊び光子の非古典的な振舞いが次々に見いだされてきた。その多くが Bell の不等式にかかわっている。干渉と観測の解説を、まず光の量子力学から始めよう。

2. 光の量子力学的扱い

光を一辺 L の立方体の箱 (体積, Ω) に閉じこめ、周期的境界条件をおく、というのが普通の便宜的な設定である。波数ベクトル \mathbf{k} , 偏りベクトル $\mathbf{e}_{\mathbf{k},\lambda}$ ($\lambda=1, 2$) をもつ光の電磁場は、ベクトル・ポテンシャル

$$\hat{\mathbf{A}}(\mathbf{r}, t) = -i\sqrt{\frac{\hbar}{2\epsilon_0\omega_k\Omega}}[\hat{a}_{\mathbf{k},\lambda}\mathbf{e}_{\mathbf{k},\lambda}e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega_k t)} - \hat{a}_{\mathbf{k},\lambda}^\dagger\mathbf{e}_{\mathbf{k},\lambda}e^{-i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega_k t)}] \quad (1)$$

で表わされる。 \mathbf{k} は上記の周期的境界条件によって離散的な値に限られる。 ω_k は光の角振動数である。振幅にあたる $\hat{a}_{\mathbf{k},\lambda}$, $\hat{a}_{\mathbf{k},\lambda}^\dagger$ については、記号 $\hat{}$ や † にこめた意味とともに追々説明してゆく。一般には、(1)式の右辺は \mathbf{k} と λ について和をとらねばならない。ここでは、光の

一つのモード (\mathbf{k}, λ) に注目して和を省いたのである。この $\hat{\mathbf{A}}$ から電場と磁束密度 $\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) = -\partial\hat{\mathbf{A}}/\partial t$, $\hat{\mathbf{B}} = \text{rot}\hat{\mathbf{A}}(\mathbf{r}, t)$ を計算し Ω 全体にわたる全エネルギーをもとめると、光子のエネルギー $\hbar\omega_k$ が現れる:

$$\hat{W} = \hbar\omega_k \cdot \hat{a}_{\mathbf{k},\lambda}^\dagger \hat{a}_{\mathbf{k},\lambda}. \quad (2)$$

2.1 物理量は演算子で

光子という言葉が示すとおり光のエネルギーは $\hbar\omega$ を単位に 1 個, 2 個, ... と数えられる量である。これは、 $\hat{a}_{\mathbf{k},\lambda}$ 等が量子力学でいう演算子であること—それを明示するために山型の記号 $\hat{}$ がつけてあるのだが—具体的には

$$\hat{a}_{\mathbf{k},\lambda}^\dagger = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & \dots \\ \sqrt{1} & 0 & 0 & 0 & \dots \\ 0 & \sqrt{2} & 0 & 0 & \dots \\ 0 & 0 & \sqrt{3} & 0 & \dots \\ 0 & \vdots & & & \ddots \end{pmatrix}, \quad \hat{a}_{\mathbf{k},\lambda} = \begin{pmatrix} 0 & \sqrt{1} & 0 & 0 & \dots \\ 0 & 0 & \sqrt{2} & 0 & \dots \\ 0 & 0 & 0 & \sqrt{3} & \dots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \dots \\ \vdots & & & & \ddots \end{pmatrix}, \quad (3)$$

という無限次元の行列であることからの帰結である。行列の掛け算をすると

$$\hat{a}_{\mathbf{k},\lambda}^\dagger \hat{a}_{\mathbf{k},\lambda} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & \dots \\ 0 & 1 & 0 & 0 & \dots \\ 0 & 0 & 2 & 0 & \dots \\ 0 & 0 & 0 & 3 & \dots \\ \vdots & & & & \ddots \end{pmatrix} \quad (4)$$

となり、対角線上のほか 0 ばかりが並ぶ。対角線上には

$0, 1, 2, \dots$ が並ぶ。これらが光子の数に対応し、光子数の演算子 $\hat{a}_{k,\lambda}^\dagger, \hat{a}_{k,\lambda}$ の固有値とよばれる。量子力学では物理量は演算子で表されるが、それらがいつもこのような対角形をしているわけではない。しかし、適当な変換によって対角形にできる。その量を測定したとき得られる測定値は、その対角形の対角線上にならぶ値のどれかに限る、というのが量子力学における観測の理論の第一公理である。光のエネルギー(2)の行列を計算すれば、もちろん(4)式の $\hbar\omega_k$ 倍になるから、対角線上には $0, \hbar\omega_k, 2\hbar\omega_k, \dots$ が並ぶ。光のエネルギーを測定したとき得られる値は、これらのうちのどれかに限る。これが光子の姿である。にもかかわらず光は波として干渉することもある。

Grangier らは、1個の光子からなる光を半透鏡で二手にわけ、それぞれを光電子増倍管で受けて両方で光子が同時検出される頻度はゼロであることを確かめた⁵⁾。

1光子状態で実験するため、電子が量子遷移を引き続いて2回するような原子をとり、最初の光を信号にして検出器のゲートを開き遷移間の平均時間 (4.7×10^{-9} s) の2倍がたったとき閉めた。もちろん、その間にも偶然に二つの原子が光を出すことはある。その頻度の理論的な見積りと同時計数の頻度が一致することは確認した。

2.2 正準交換関係

行列の掛け算は一般に順序によって結果が違う。いまの $\hat{a}_{k,\lambda}, \hat{a}_{k,\lambda}^\dagger$ についても $\hat{a}_{k,\lambda}\hat{a}_{k,\lambda}^\dagger - \hat{a}_{k,\lambda}^\dagger\hat{a}_{k,\lambda} = \hat{1}$ となる。ただし、 $\hat{1}$ は対角線上に1が並び他の所は0という行列(単位行列)である。一般に積の順序を変えてつけた差 $\hat{A}\hat{B} - \hat{B}\hat{A}$ を $[\hat{A}, \hat{B}]$ と書き、これを与える式を交換関係とよぶ。いくつものモードを考えるときには

$$[\hat{a}_{k',\lambda'}, \hat{a}_{k,\lambda}^\dagger] = \delta_{k',k} \delta_{\lambda',\lambda} \hat{1}, \quad [\hat{a}_{k',\lambda'}, \hat{a}_{k,\lambda}] = 0 \quad (5)$$

とする。 $\delta_{k',k}$ はクロネッカーのデルタ、 $\mathbf{k} = \mathbf{k}'$ のとき1、そうでないとき0を表わす。(5)式は次の理由で光の量子力学にとって基本的なものである。

量子力学は Heisenberg の行列力学にはじまった(1925)。そのとき彼は、粒子の運動量 \hat{p}_α と位置座標 \hat{q}_β ($\alpha, \beta = 1, 2, \dots, N$) を交換関係

$$[\hat{p}_\alpha, \hat{q}_\beta] = -i\hbar\delta_{\alpha,\beta}\hat{1}, \quad [\hat{p}_\alpha, \hat{p}_\beta] = 0, \quad [\hat{q}_\alpha, \hat{q}_\beta] = 0 \quad (6)$$

に従う行列であるとした。ここに α, β は、粒子1個の問題では直角座標系での x, y, z 成分を表わし、多体問題ではそうした成分を粒子全体にわたって並べてつけた通し番号とする。Schrödinger は波動力学をはじめたが(1926)、それは粒子の運動量と位置座標とを波動関数

$\psi(x_1, \dots, x_N)$ に

$$\hat{p}_\alpha\psi = -i\hbar\frac{\partial}{\partial x_\beta}\psi, \quad \hat{q}_\beta\psi = x_\beta\psi \quad (7)$$

のように作用する演算子とする理論に他ならず、これも Heisenberg の交換関係をみたすのであった。そればかりか、 $\hat{p}_\alpha, \hat{q}_\alpha$ の演算子としての性格は一粒子数有限の質点系のように自由度が有限の場合—交換関係(6)式で定まってしまう、その姿はともあれ、どれも(7)の演算子に同等なのである(J. von Neumann の定理⁶⁾)。このように(6)式は量子力学にとって基本的なもので正準交換関係とよばれる。Heisenberg が用いた行列は、(3)式の形の行列を $\hat{a}_\alpha^\dagger, \hat{a}_\alpha$ とすれば

$$\hat{p}_\alpha = -i\frac{\hbar}{\sqrt{2}l}(\hat{a}_\alpha - \hat{a}_\alpha^\dagger), \quad \hat{q}_\alpha = \frac{l}{\sqrt{2}}(\hat{a}_\alpha + \hat{a}_\alpha^\dagger) \quad (8)$$

と書ける。 l は長さの次元をもつ定数で、これを異にする組も互いに同等である。

実は、電磁場のベクトル・ポテンシャルが(1)式の形の演算子で表されるのも、空間の各点 \mathbf{r} が、あたかも一つの粒子であるかのように、しかし粒子のラベル α の代りに場所を示すラベル \mathbf{r} のついた $\hat{p}(\mathbf{r}), \hat{q}(\mathbf{r})$ といった力学変数を持ち、それらが(6)式の正準交換関係に従うことからきている。

2.3 状態

(4)の行列が光子数を表わすといっても、そこには測定したときに現れ得る数 $0, 1, \dots$ が並んでいるだけで、現に光子がいくつあるのかは示さない。古典物理学では、物理量がすなわち観測値として系の刻々の状態を示したが、量子力学では観測され得べき量(observable)と現実の状態が分離する。光の状態は、たとえば

$$\Psi_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \\ \vdots \end{pmatrix} \quad (9)$$

といったベクトルで表わされる。これに対しては、光のエネルギーの演算子(2)—光子数の演算子(4)の $\hbar\omega_k$ 倍—の作用は

$$\hat{W}\Psi_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & \dots \\ 0 & \hbar\omega & 0 & 0 & \dots \\ 0 & 0 & 2\hbar\omega & 0 & \dots \\ 0 & 0 & 0 & 3\hbar\omega & \dots \\ \vdots & & & & \ddots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \\ \vdots \end{pmatrix} = 2\hbar\omega_k\Psi_2$$

であり、もとの Ψ_2 の定数倍を与える。この性質をもつ状態をエネルギーの固有状態とよび当の定数を固有値という。その状態でエネルギーの測定をすると測定値とし

て必ず固有値が得られる。 Ψ_2 は光子数の固有値 2 の固有状態でもあり $|2\rangle$ とも書く。光子数の固有状態に $\hat{a}_{\mathbf{k},\lambda}^\dagger$, あるいは $\hat{a}_{\mathbf{k},\lambda}$ を作用させると光子数が 1 だけ増し, あるいは減った固有状態ができる。そこで, これらを生成演算子, 消滅演算子とよぶ。

どんな状態でも測定値が上のように確定しているわけではない。たとえば

$$\Psi_5 = |1 \& 2\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \sqrt{1/3} \\ \sqrt{2/3} \\ 0 \\ \vdots \end{pmatrix} = \sqrt{\frac{1}{3}}\Psi_1 + \sqrt{\frac{2}{3}}\Psi_2 \quad (10)$$

は, エネルギー演算子 \hat{W} の固有値 $\hbar\omega$ の固有ベクトル Ψ_1 に $\sqrt{1/3}$ を, 固有値 $2\hbar\omega$ の固有ベクトル Ψ_2 に $\sqrt{2/3}$ をかけてつくった重ね合わせであって, 量子力学の観測理論の公理によれば, この状態でエネルギーを測ると測定値は $\hbar\omega$ が確率 $1/3$ で, $2\hbar\omega$ が確率 $2/3$ で得られる。この場合, 同じ状態にある多数の系を用意し, それぞれに対して測定を行えばこの確率の割合で測定値が得られ, その平均は $5\hbar\omega/3$ となる。この平均値, あるいは期待値は状態ベクトルと演算子を用いて

$$\begin{aligned} \langle \Psi | \hat{W} | \Psi \rangle \\ \equiv (0, \sqrt{1/3}, \sqrt{2/3}, 0, \dots) \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \hbar\omega & 0 & 0 & \dots \\ 0 & 0 & 2\hbar\omega & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 3\hbar\omega \\ \vdots & & & \ddots \end{pmatrix} * \\ * \begin{pmatrix} 0 \\ \sqrt{1/3} \\ \sqrt{2/3} \\ 0 \\ \vdots \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (11)$$

の右辺のようにして計算できる。左辺は, それを表わす記号である。

なお, 状態 (10) でエネルギーの測定をして値 $2\hbar\omega$ を得たとすれば, その直後に再びエネルギーを測定すると今度は確率 1 で同じ値 $2\hbar\omega$ が得られる。最初の測定が対象の状態を固有値 $2\hbar\omega$ の固有状態に変えてしまうのであって, これは測定による波束の収縮とよばれる。このことがあるから上では一つの系に対して観測をくりかえすとせず, 同じ状態にある多数の系を用意して, と言わねばならなかったのである。

特に, 光子がまったくない状態

$$|0\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \end{pmatrix} \quad (12)$$

を真空状態という。この状態では電場の期待値は $\langle 0 | \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) | 0 \rangle = 0$ だが

$$\begin{aligned} \langle 0 | \mathbf{E}^2(\mathbf{r}, t) | 0 \rangle \\ = \left\langle 0 \left| \frac{\hbar\omega_{\mathbf{k}}}{2\varepsilon_0\Omega} (\hat{a}_{\mathbf{k},\lambda}^2 e^{2i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega_{\mathbf{k}}t)} + \hat{a}_{\mathbf{k},\lambda}\hat{a}_{\mathbf{k},\lambda}^\dagger \right. \right. \\ \left. \left. + \hat{a}_{\mathbf{k},\lambda}^\dagger\hat{a}_{\mathbf{k},\lambda} + \hat{a}_{\mathbf{k},\lambda}^{\dagger 2} e^{-2i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega_{\mathbf{k}}t)}) \right| 0 \right\rangle \end{aligned}$$

には, $\hat{a}_{\mathbf{k},\lambda}\hat{a}_{\mathbf{k},\lambda}^\dagger = [\hat{a}_{\mathbf{k},\lambda}, \hat{a}_{\mathbf{k},\lambda}^\dagger] + \hat{a}_{\mathbf{k},\lambda}^\dagger\hat{a}_{\mathbf{k},\lambda}$ のため $\langle 0 | \hat{a}_{\mathbf{k},\lambda}\hat{a}_{\mathbf{k},\lambda}^\dagger | 0 \rangle = 1$ から 0 でない寄与がある。これは真空の揺らぎのあらわれである。一般に, 量 X の揺らぎは X^2 の平均と X の平均の 2 乗の差の平方根ではかる。電場の各成分のこの揺らぎは体積 $\Omega \rightarrow \infty$ で消えてしまうが, いま行った計算は一つのモードだけのもので, 角振動数のバンド幅 $\Delta\omega$ にわたって測定するなら $(\omega_{\mathbf{k}}^2\Omega/\pi^2c^3)\Delta\omega$ 個のモードが含まれ

$$\text{真空の電場の, バンド幅 } \Delta\omega \text{ の揺らぎ} = \sqrt{\frac{\hbar\omega_{\mathbf{k}}^3}{2\pi^2\varepsilon_0c^3}\Delta\omega} \quad (13)$$

となる。これは体積 Ω の選び方に無関係である。

状態は, 一般に時間とともに変化する。しかし, 量子力学では物理量と状態をいったん分離するので, 時間変化を物理量を表わす演算子の方に押しつけて状態は時間変化せずとする見方が可能になる。これを Heisenberg 描像という。(1)式にベクトル・ポテンシャルが時間変化するように書いたのは, それである。時間変化を状態に任せ, 物理量は変化せずとする見方を Schrödinger の描像という。

2.4 光子の検出確率

微弱光の実験では光子を光電子増倍管などで検出する。光子が検出器にあたっても, 検出は一量子力学的な現象の常として一因果の必然としておこるわけではなく, 確率的におこるのである。その確率は光の状態とどう結びついているか?

位置 \mathbf{r} で時刻 t に状態 $|D\rangle$ の検出器が状態 $|\gamma\rangle$ の光から波数 \mathbf{k} , 偏り λ の光子を吸収し, 光の状態が $|\gamma'\rangle$ に, 検出器の状態が $|D'\rangle$ に変わる確率 (単位時間当たり) は, 量子力学の遷移確率の公式により

$$\text{遷移振幅} = \langle D' | \mathcal{H}_{D-\gamma} | D \rangle \cdot \langle \gamma' | \hat{E}^{(+)}(\mathbf{r}, t) | \gamma \rangle \quad (14)$$

の絶対値の 2 乗からもとめられる。ただし, 電場 $\hat{\mathbf{E}}$ の $\mathbf{e}_{\mathbf{k},\lambda}$ 方向の成分を \hat{E} として検出器と光の相互作用ハミルトニアンを $\hat{\mathcal{H}}_{D-\gamma} = \hat{E}$ とした。また, \hat{E} のうち (1) 式

の消滅演算子 $\hat{a}_{k,\lambda}$ をもつ項 ($e^{-i\omega_k t}$ の項) を $\hat{E}^{(+)}$ と書いた。これを正振動数部分という。残りは生成演算子 $\hat{a}_{k,\lambda}^\dagger$ をもつ負振動数部分で、 $\hat{E}^{(-)}$ と書く。

実際には検出する光の波数ベクトルはある幅で特定できるにすぎないから、検出確率もその範囲で加え合わせねばならず、そのとき例の因子 $1/\Omega$ が消えるのだが、検出器についても状態をどれだけ特定するかに応じて確率の和をとる必要がある。いっそ検出後の状態は、光についても検出器についても特定しないものとすれば検出確率

$$= \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\gamma', D'} |\langle D' | \hat{\mathcal{H}}_{D-\gamma} | D \rangle \langle \gamma' | \hat{E}^{(+)}(\mathbf{r}, t) | \gamma \rangle|^2 \delta(\mathcal{E} - \mathcal{E}') \quad (15)$$

となる (単位時間あたり)。 $\mathcal{E}, \mathcal{E}'$ は検出前後の “光 + 検出器” のエネルギーである。和は光と検出器の 1 次独立な状態 $|\gamma'\rangle, |D'\rangle$ のすべて (完全正規直交系の全体) にわたる。「すべて」を加えたら検出器が光が素通りした場合まで入ってしまうと心配する向きもあるだろうか？ いや、 $\hat{E}^{(+)}$ の消滅演算子のため初めの状態 $|\gamma\rangle$ より光子が一つ少ない (吸収された) 状態 $|\gamma'\rangle$ 以外は和に寄与しない。

Glauber⁷⁾ は (15) 式に δ 関数が入らないようなエネルギー単位幅の幅が極端に広い一検出器を “理想的” の保留をつけて仮定した。単位幅が広くなくても、光の吸収による遷移が可能な単位 D' を密にもち遷移振幅 (14) が $|D'\rangle$ にあまり強くよらないものであればよい*1。いずれにせよ、 $\langle \gamma' | \hat{E}^{(+)} | \gamma \rangle$ の複素共役が $\langle \gamma | \hat{E}^{(-)} | \gamma' \rangle$ に等しいことと、完全正規直交系の性質から

$$\sum_{\gamma'} |\langle \gamma' | \hat{E}^{(+)}(\mathbf{r}, t) | \gamma \rangle|^2 = \langle \gamma | \hat{E}^{(-)}(\mathbf{r}, t) \hat{E}^{(+)}(\mathbf{r}, t) | \gamma \rangle$$

となり、測定したい光の状態 $|\gamma\rangle$ に関する期待値の形をとる。検出器に関わる部分の和 $\sum_{D'} |\langle D' | \hat{\mathcal{H}}_{D-\gamma} | D \rangle|^2 \delta(\mathcal{E} - \mathcal{E}')$ を K とすれば、位置 \mathbf{r} 、時刻 t における検出確率は

$$P_2(\mathbf{r}, t) = \frac{2\pi K}{\hbar} \langle \gamma | \hat{E}^{(-)}(\mathbf{r}, t) \hat{E}^{(+)}(\mathbf{r}, t) | \gamma \rangle \quad (16)$$

となる。この観測に現れる干渉効果は 2 次の干渉とよばれる。

二つの位置 $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ で、それぞれ時刻 t_1, t_2 に観測する場合には検出確率は

$$P_4(\mathbf{r}_1, t_1, \mathbf{r}_2, t_2) = \frac{2\pi K}{\hbar} \langle \gamma | \hat{E}^{(-)}(\mathbf{r}_2, t_2) \hat{E}^{(-)}(\mathbf{r}_1, t_1) * \hat{E}^{(+)}(\mathbf{r}_2, t_2) \hat{E}^{(+)}(\mathbf{r}_1, t_1) | \gamma \rangle \quad (17)$$

となる。ここに現れるのは 4 次の干渉である。検出器を

*1 清水 明氏によれば、この方が現実の検出器に近い。

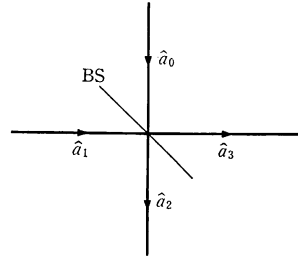


図 1 半透鏡 BS によるビームの分割

もっと多くしても同様。

これらが、光の干渉における量子効果を考える際の基本とされている公式である。しかし、十分に基礎づけられているとはいえない。上の導出法を述べた Klauder と Sudarshan⁸⁾ の本も現象論的な式だとしている。これは 1968 年の本だが、その後この問題を検討した文献を浅学の筆者は知らない。今後は因子 $2\pi K/\hbar$ を落し、等号を比例記号 \propto に変えて使う。また、電場の演算子も次の省略形で使おう：

$$\hat{E}(\mathbf{r}, t) \propto \hat{a} e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} + \hat{a}^\dagger e^{-i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}. \quad (18)$$

2.5 半透鏡の量子論

本稿の主題である干渉の実験には半透鏡が大きな役をする。図 1 のような場合、2 の方向に進む光は 1 の方向から入射して反射したか、0 の方向からきて透過したかである。3 の方向に進む光についても二つの可能性がある。このことを

$$\hat{a}_2 = \rho_2 \hat{a}_1 + \tau_2 \hat{a}_0, \quad \hat{a}_3 = \tau_3 \hat{a}_1 + \rho_3 \hat{a}_0 \quad (19)$$

のように書く⁹⁾。 \hat{a}_1 は 1 の方向の波数ベクトル \mathbf{k} と偏り λ をもつ $\hat{a}_{k,\lambda}$ の略記。他も同様である。1 個の光子が 1 の方向から入射し、0 の方向からは入射のない状態 $|1_1, 0_0\rangle$ で 2 の方向に進む光が検出される確率は (16) 式により

$$P_2(2) \propto \langle 1_1, 0_0 | \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_2 | 1_1, 0_0 \rangle = |\rho_2|^2$$

であり、3 の方向に進む光が検出される確率は

$$P_2(3) \propto \langle 1_1, 0_0 | \hat{a}_3^\dagger \hat{a}_3 | 1_1, 0_0 \rangle = |\tau_3|^2$$

であって、これらは半透鏡の反射率 R 、透過率 T に比例すべきである。 $|\rho_3|^2, |\tau_2|^2$ についても同様だから、表裏の反射率、透過率がそれぞれ相等しければ

$$\frac{|\rho_2|^2}{|\tau_3|^2} = \frac{|\rho_3|^2}{|\tau_2|^2} = \frac{R}{T} \quad (20)$$

でなければならない。他方、(19) 式の演算子とそのエルミート共役とは (5) 式の交換関係をみたすべきだから

$$[\hat{a}_2, \hat{a}_2^\dagger] = |\rho_2|^2 + |\tau_2|^2 = 1, \\ [\hat{a}_3, \hat{a}_3^\dagger] = |\rho_3|^2 + |\tau_3|^2 = 1, \quad (21)$$

$$[\hat{a}_2, \hat{a}_3^\dagger] = \rho_2 \tau_3^* + \tau_2 \rho_3^* = 0 \quad (22)$$

が成り立たねばならない。(20), (21)式に $R+T=1$ を考慮すれば

$$|\rho_2|^2 = |\rho_3|^2 = R, \quad |\tau_2|^2 = |\tau_3|^2 = T$$

が得られるので

$$\rho_l = \sqrt{R} e^{i\phi_l}, \quad \tau_l = \sqrt{T} e^{i\phi_l} \quad (l=2, 3)$$

とおけば, (22)式から

$$\phi_2 - \phi_3 = \phi_2 - \phi_3 + \pi$$

が得る。これを $\phi_2 - \phi_3 = \phi_3 - \phi_2 - \pi$ と書いて $-\alpha$ とおけば

$$\phi_2 = \phi_2 + \alpha, \quad \phi_3 = \phi_3 + \pi - \alpha$$

となる。よって, (19)式は

$$\hat{a}_2 = e^{i\phi_2} [\sqrt{R} \hat{a}_1 e^{i\alpha} + \sqrt{T} \hat{a}_0],$$

$$\hat{a}_3 = e^{i\phi_3} [\sqrt{T} \hat{a}_1 + \sqrt{R} \hat{a}_0 e^{i(\pi-\alpha)}].$$

ところが消滅演算子をきめるのは(5)式で, 位相は自由に選べるから $\hat{a}_1 \rightarrow \hat{a}_1 e^{i(\pi/2-\alpha)}$ とし, $\phi_3 + \pi/2 - \alpha$ をあらためて ϕ_3 と書けば

$$\hat{a}_2 = e^{i\phi_2} [i\sqrt{R} \hat{a}_1 + \sqrt{T} \hat{a}_0],$$

$$\hat{a}_3 = e^{i\phi_3} [\sqrt{T} \hat{a}_1 + i\sqrt{R} \hat{a}_0] \quad (23)$$

となる。こうして, 反射と透過の項の相対位相は $\pi/2$ に定まった。このことは古典論でも同じである^{10)*2}。なお, もし半透鏡が表裏対称で表からの反射(透過)と裏からの反射(透過)の位相のズレがそれぞれ等しければ, すなわち $\phi_2 = \phi_3$, $\phi_2 = \phi_3$ であれば生成・消滅演算子の位相を調節するまでもなく $\phi_l - \phi_l = \pi/2$ ($l=2, 3$) となり(23)式が得られる。 ϕ_2, ϕ_3 は反射あるいは透過の後の伝播による位相である。いま, それらを 0 として(23)式を逆に解けば

*2 古典論では, (19)式は一演算子を表わす[^]を取り除いて一図1のように進む各平面波の複素振幅の関係を表わす。エネルギーの保存則から $|a_2|^2 + |a_3|^2 = |a_1|^2 + |a_0|^2$ が a_0, a_1 のいかんにかかわらず成り立つので,

$$|\rho_2|^2 + |\tau_3|^2 = 1, \quad |\rho_3|^2 + |\tau_2|^2 = 1 \quad (21')$$

$$\rho_2^* \tau_2 + \rho_3^* \tau_3 = 0 \quad (22')$$

でなければならない。他方, 本文と同様に, 光が方向1からのみ入射し, 方向0の入射がない場合を考えれば $|\rho_2|^2$ が反射率 R に, $|\tau_3|^2$ が透過率 T に等しいことがわかる。 $|\rho_3|^2, |\tau_2|^2$ についても同様だから, 表裏の反射率, 透過率がそれぞれ相等しいとすれば $\rho_l = \sqrt{R} e^{i\phi_l}$, $\tau_l = \sqrt{T} e^{i\phi_l}$ ($l=2, 3$) と書ける。ただし, (22')式から $\phi_2 - \phi_3 = \phi_3 - \phi_2 + \pi \pmod{2\pi}$ でなければならない。方向1から入射する平面波の位相を α だけ変えれば係数 ρ_2, τ_2 の位相 ϕ_2, ϕ_3 は $-\alpha$ だけ変わるから α を適当に選んで $\phi_2 = \phi_3$ にできる。同様に方向0から入射する平面波の位相を適当に変えて $\phi_2 = \phi_3$ にできる。そうすれば $\phi_l - \phi_l = \pi/2$ ($l=2, 3$)。半透鏡が表裏対称なら, この手続きは不要である。

なお, (21)式と(21')式, (22)式と(22')式は形が違うが, これは本質的なことではない。(19)式を \hat{a}_1, \hat{a}_0 について解き, これらの交換関係を調べれば(21'), (22')式と同じ条件が得られる。

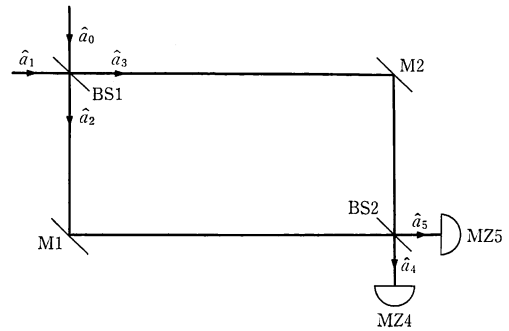


図2 1光子状態における干渉。BS1とBS2は半透鏡, M1とM2は鏡。1光子状態の光を左から入射させ, MZ1, MZ2で検出する。1光子状態であることを保証するため原子の2段カスケード発光を利用した。

$$\hat{a}_0 = -i\sqrt{R} \hat{a}_3 + \sqrt{T} \hat{a}_2, \quad \hat{a}_1 = \sqrt{T} \hat{a}_3 - i\sqrt{R} \hat{a}_2$$

(24)

となるが, $\hat{a}_2 \rightarrow -\hat{a}_2$, $\hat{a}_0 \rightarrow -\hat{a}_0$ とすれば(23)式と同じ形になる。したがって, 光が逆行するときにも同じ関係式が成り立つとすることができる。Mandelらは(23)式で $T=R=1/2$ の場合を“対称的”とよんでいる¹¹⁾。表裏対称な半透鏡がこの意味でも対称であることは, いうまでもない。

Grangierらは1光子状態 $|1_1\rangle = \hat{a}_1^\dagger |0\rangle$ の光を図2のMach-Zehnder干渉計に入れ二手の光路の交差点で干渉を見た⁵⁾。図の検出器MZ4, MZ5に入る光の消滅演算子は, (23)式をくりかえし使えば

$$\hat{a}_4 = (\sqrt{TT'} e^{i\chi_2} - \sqrt{RR'} e^{i\chi_3}) \hat{a}_1 + \dots,$$

$$\hat{a}_5 = i(\sqrt{TR'} e^{i\chi_2} + \sqrt{RT'} e^{i\chi_3}) \hat{a}_1 + \dots$$

となる。ここに, χ_2, χ_3 は \hat{a}_2, \hat{a}_3 の光路における位相の進み, T, R および T', R' は半透鏡BS1, BS2の透過率, 反射率である。 \dots は演算子 \hat{a}_0 の項を表わす。検出器MZ4における検出確率は

$$P_2(4) = \langle 1_1 | \hat{a}_4^\dagger \hat{a}_4 | 1_1 \rangle$$

$$= (TT' + RR') - 2\sqrt{TT'RR'} \cos(\chi_2 - \chi_3) \quad (25)$$

となり, MZ5では

$$P_2(5) = \langle 1_1 | \hat{a}_5^\dagger \hat{a}_5 | 1_1 \rangle$$

$$= (TR' + RT') + 2\sqrt{TR'RT'} \cos(\chi_2 - \chi_3) \quad (26)$$

となる。両式の \cos がもつ符号の違いは実験結果(図3)に明瞭である。(25)式の-符号は, MZ4に入る光が半透鏡で透過を2度, あるいは反射を2度くりかえすため(23)式における反射と透過の相対位相の i が2乗されて現れたものである。MZ5に入る光の方は反射と透過と1度ずつで順序だけ違うので \hat{a}_5 の2項は共通に i

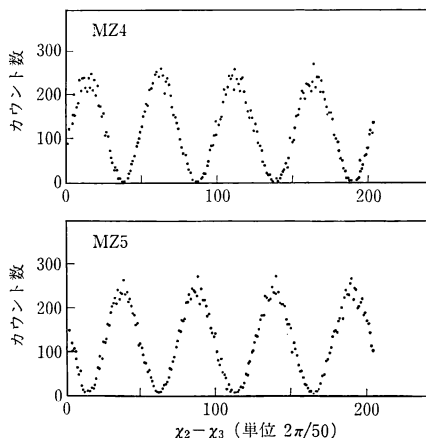


図3 1光子状態の干渉パターン。図2の検出器MZ4, MZ5の出力パターンの位相が π だけずれている。

をもつ。これは、上に述べたとおり古典波動光学からも期待されることで、1光子状態も Mach-Zehnder 干渉計で二手に分かれ波として干渉することを証明している。他方、Grangierらは⁵⁾別に1光子状態の光を半透鏡で二手に分けて二つの検出器D, D'に導き、同時計数の頻度が古典光学から期待されるより決定的に小さいことを確かめた—このことは前に述べたが、これは光子が半透鏡によっても分裂しないことを意味している。これら二つの実験は光の二重性を直接的に示すものである。

3. パラメトリック発振と干渉

非線形分極率 $\chi^{(2)}$ をもつ結晶(KH_2PO_4 , LiIO_3 等)に波数ベクトル \mathbf{k} , 角振動数 ω の光を通すと、光子が運動量とエネルギーの保存をみたしつつ二つに分裂する。生成する光子を一機能に差があるわけでもないが—信号光子(signal photon)と遊び光子(idler photon)とよぶ習慣である。それらの量を添字 s, i で区別しよう。二つの光子の同時生成¹²⁾および保存則¹³⁾

$$\mathbf{k} = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i, \quad \omega = \omega_s + \omega_i \quad (27)$$

は実験で確かめられている¹⁴⁾。そのとき2光子の生成は 4×10^{-9} s以内で同時とされたが、後にHongらは測定¹⁵⁾で 10^{-13} s以内に抑えた。しかし、これも用いたフィルターのバンド幅 5×10^{12} Hzからきていると考えられ、彼らは実際は 10^{-15} s程度か、としている。

信号光子と遊び光子が生成した状態は、それぞれを1個ずつもつ $|1_s, 1_i\rangle$ で表わされる。これは(9)式のようなベクトルを $(:)(:)$ のように二つ並べたもので、 $|1_s\rangle|1_i\rangle$ とも書く。電場の演算子は二つのモードの重ね

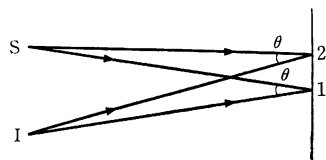


図4 信号光と遊び光の4次の干渉。信号光と遊び光を細孔S, Iに通し位置1, 2で光子を同時検出する。1, 2の位相位置によっては同時検出がまったくおこらない。

合わせ

$$\begin{aligned} \hat{E}(\mathbf{r}, t) = & \hat{a}_s e^{i(\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{r} - \omega_s t)} + \hat{a}_i^\dagger e^{-i(\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{r} - \omega_s t)} \\ & + \hat{a}_i e^{i(\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r} - \omega_i t)} + \hat{a}_s^\dagger e^{-i(\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r} - \omega_i t)} \end{aligned} \quad (28)$$

としておく。この光について点 \mathbf{r} で時刻 t に光子が検出される確率は(16)式から

$$P_2(\mathbf{r}) \propto \langle 1_s, 1_i | \hat{E}^{(-)}(\mathbf{r}, t) \hat{E}^{(+)}(\mathbf{r}, t) | 1_s, 1_i \rangle \quad (29)$$

となる。すなわち

$$P_2(\mathbf{r}) \propto \langle 1_s, 1_i | (\hat{a}_s^\dagger + \hat{a}_i^\dagger)(\hat{a}_s + \hat{a}_i) | 1_s, 1_i \rangle \quad (30)$$

である。記号の意味は $\hat{a}_s^\dagger \hat{a}_i | 1_s, 1_i \rangle = \hat{a}_s^\dagger | 1_s \rangle \cdot \hat{a}_i | 1_i \rangle$ 等であり、さらに言えば

$$\langle 1_s, 1_i | \hat{a}_s^\dagger \hat{a}_s | 1_s, 1_i \rangle = \langle 1_s | \hat{a}_s^\dagger \hat{a}_s | 1_s \rangle \cdot \langle 1_i | 1_i \rangle = 1,$$

等であるから、検出確率は(30)式から

$$P_2(\mathbf{r}) \propto \langle 1_s | \hat{a}_s^\dagger \hat{a}_s | 1_s \rangle + \langle 1_i | \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i | 1_i \rangle \quad (31)$$

となり、信号光子と遊び光子の別々の寄与からなる。2次の干渉はない。

信号波を位置 \mathbf{r}_s の細孔Sに導き遊び波を \mathbf{r}_i の細孔Iに導いて、その先の位置 \mathbf{r} における検出器で干渉を調べたとして(図4)。細孔を通った光の電場は、(28)式から次のような球面波に変わる(自明の因子 $1/r$ は省く)：

$$\begin{aligned} \hat{E}(\mathbf{r}, t) \propto & \hat{a}_s e^{i(\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{r} - \omega_s t)} + \hat{a}_i^\dagger e^{-i(\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{r} - \omega_s t)} \\ & + \hat{a}_i e^{i(\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r} - \omega_i t)} + \hat{a}_s^\dagger e^{-i(\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r} - \omega_i t)} \end{aligned} \quad (32)$$

それでも(31)式の成り立つことに変わりはない。2次の干渉はないのである。

3.1 4次の干渉

GhoshとMandel¹⁶⁾は図4の設定で検出器を2点 $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ において同時計数することを考えた。このとき同時検出確率は(17)式から

$$\begin{aligned} P_4(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t) \propto & \langle 1_s, 1_i | \hat{E}^{(-)}(\mathbf{r}_2, t) \hat{E}^{(-)}(\mathbf{r}_1, t) * \\ & * \hat{E}^{(+)}(\mathbf{r}_1, t) \hat{E}^{(+)}(\mathbf{r}_2, t) | 1_s, 1_i \rangle \end{aligned} \quad (33)$$

となる。これは4次の干渉を見る実験である。(32)式を用いて計算すると

$$\begin{aligned} P_4(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \propto & 1 + \cos [\mathbf{k}_s (|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_s| - |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_s|) \\ & + \mathbf{k}_i (|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_i| - |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_i|)] \end{aligned} \quad (34)$$

が得られる。これは t には依存しない。図4では $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ の示す位置を 1, 2 とした。細孔 I, S の位置ベクトルを $\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_s$ とし、各々から位置 1, 2 までの距離を上式の $|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_i|$ 等と表わした。

この結果は注目すべき量子効果を含んでいる。すなわち、検出器の相対位置によっては $P_4=0$ となり同時計数がおこらないことがある。それぞれの位置に光がこないのではない。それは(31)式が示すとおりである。また、同時に発生した光が二つの検出器に同時に到着しないためでもない。ゼロになるか否かは検出器の相対位置で定まるのであって、細孔 S, I からの距離によるのではないからである。

急いで付け加えるが、同様の効果が古典光学から得られないわけではない。細孔 S と I から広がる古典球面波は一ここでも因子 $1/r$ は省いて

$$E_{ci}(\mathbf{r}, t) \propto a_s e^{i(k_s|\mathbf{r}-\mathbf{r}_s|-\omega_s t+\alpha_s)} + a_i e^{i(k_i|\mathbf{r}-\mathbf{r}_i|-\omega_i t+\alpha_i)} + \text{c. c.} \quad (35)$$

と書ける。ただし、2次の干渉がないことからランダムな位相 α_s, α_i を導入した。c. c. は複素共役の項を表わす。点 1 における強度の時間平均は $-k_s \sim k_i$ として $(\omega_s - \omega_i)^{-1}$ 程度の緩やかな時間変化を無視すればだが—

$$\langle E_{ci}^2(\mathbf{r}_1, \cdot) \rangle \propto |a_s|^2 + |a_i|^2 + \{a_s a_i^* e^{i(k_s|\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_s|-k_i|\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_i|+\alpha_s-\alpha_i)} + \text{c. c.}\} \quad (36)$$

となる。ここでランダムな位相について平均すれば干渉項は消える。4次の干渉を見るには、 \mathbf{r}_2 における強度の時間平均との積をつくってから位相に関して平均する：

$$P_4^i(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \langle \langle E^2(\mathbf{r}_1, \cdot) \rangle \langle E^2(\mathbf{r}_2, \cdot) \rangle \rangle$$

これが(34)式の古典光学版であって

$$P_4^i(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t) \propto 1 + \frac{2|a_s|^2|a_i|^2}{(|a_s|^2+|a_i|^2)^2} \cos[k_s(|\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_s|+|\mathbf{r}_2-\mathbf{r}_s|) + k_i(|\mathbf{r}_2-\mathbf{r}_i|-|\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_i|)] \quad (37)$$

となる。確かに(34)式と同じ形ではある。しかし、干渉縞のコントラスト (visibility) \mathcal{V} が違う。 \mathcal{V} は、干渉項の係数で、古典論の(37)式では決して 50% を越えないのに対して、量子論の(34)式は 100% である。このため検出器の相対距離により $P_4=0$ になるという上に注意した相関効果は量子論でのみおこり、古典論ではおこり得ない。

量子論と古典論のこの違いはどこからきたのだろうか？ それを見るために検出器 1 に細孔 S からきた光の振幅、細孔 I からきた光の振幅を

$$\Phi_s(1) = a_s e^{ik_s|\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_s|}, \quad \Phi_i(1) = a_i e^{ik_i|\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_i|}$$

と書こう。検出器 2 にくるものも同様に書く。上で仮定した光の量子論の状態に対しては $a_s = a_i = 1$ である。

この記号を用いれば、量子論の(34)式が

$$P_4(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \propto |\Phi_s(1)\Phi_i(2) + \Phi_i(1)\Phi_s(2)|^2 \quad (38)$$

であるのに対して、古典論の(37)式は一位相についての平均はひとまずおき—

$$P_4^i(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = |\Phi_s(1) + \Phi_i(2)|^2 \cdot |\Phi_s(2) + \Phi_i(2)|^2 \quad (39)$$

となる。違いは歴然である。古典論では、検出器 1 の位置に S と I からくる光の振幅の 2 乗を計算し検出器 2 における同様の量との積をとる。量子論の(38)式は

$$|(\text{S から 1 にくる振幅}) \times (\text{I から 2 にくる振幅}) + \{\text{S} \rightleftharpoons \text{I}\}|^2$$

となっており、1 あるいは 2 で検出された光が S からきたか I からきたか区別がつかないことを確率振幅の重ね合わせとして言い表わしている。この“区別できない二つの可能性”の確率振幅が干渉して(32)式を生みだすのである。Ghosh たちは図5に示す設定で実験を行い、図6の結果を得た^{16,17)}。

3.2 光が出会わないでもおこる干渉

可能性の確率振幅の干渉ということなら 2 本の光線が

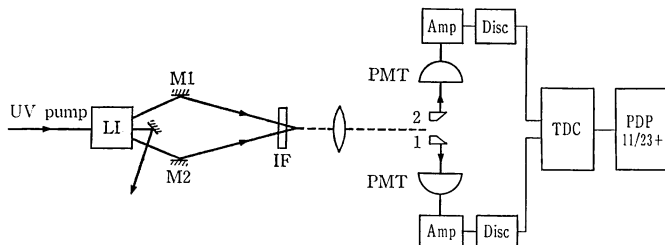


図5 信号光と遊び光の4次の干渉。干渉フィルター (IF) の背後にできたパターンをレンズで拡大し、2枚のガラス板の縁 (厚さ 0.14 mm) を位置 $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ (図の 1, 2) に当てて集光し光電子増倍管 PMT に送った。

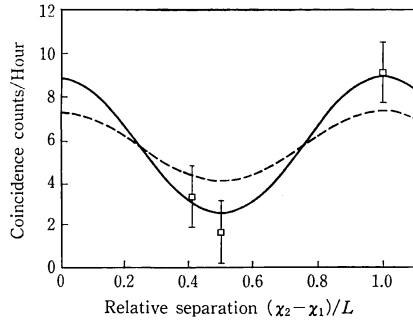


図 6 信号光と遊び光の同時検出の頻度。実線は量子論の予言、破線は古典論でコントラストを可能な最大の値にした場合。

出会う必要はない。Franson¹⁸⁾ は信号光子 s と遊び光子 i を別の位置で検出することを考え、ただし各々は各自の検出器まで短い、長い 2 通りの道がとれるものとし、二つの道程の差 L は s と i に共通、かつ波束の長さ $l = c/\Delta\omega$ ($\Delta\omega$ はバンド幅) よりずっと大きくしておく。そこで二つの検出器で同時計数すると、 s と i が“短い道”を通過して検出器にくる可能性と“長い道”を通過してくる可能性の確率振幅が干渉し、 L を変えようと同時検出の確率が正弦的に増減するはずである。光子の同時検出が空間的に波束の長さ l より大きく離れた 2 箇所で行われ、時間的にも離れた二つの時点で行われるのに相関が期待される。これは Bell の不等式を破る典型的な例になる。

同じ干渉効果は古典論からも得られないことはないが、どう見ても物理的とはいえないモデルになる、と彼らは論じている。

Ou¹⁹⁾ らは設定を少し変え、共通の L でなく遊び光子の L_i のみ変えても (図 7) 同様の干渉が期待され同時計数の確率に $\cos kL_i$ として現れることを示し、実際、図 8 の結果を得た。 L を変えた場合の干渉は Kwiat らが検証した²⁰⁾。

信号光と遊び光の強度の遠距離相関を測って Bell の不等式を破る、やや異なった実験が Grangier らによって提案されている²¹⁾。

3.3 状態の絡み合いがもたらす干渉

Ou らが 1990 年に行ったこの実験は、古典論との対比がとりわけ鮮明である¹¹⁾。干渉は古典的にはないのに、量子論ではコントラストが 100% になる。

彼らに従って図式的に言えば、Mach-Zehnder の干渉計 (図 9) にパラメトリック発振で同時に生まれた信号光子と遊び光子を入れたら、二つの出口における光子の

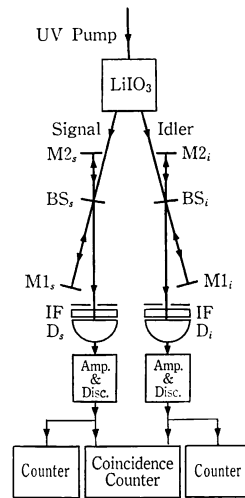


図 7 信号光、遊び光の自身との干渉の相関。鏡 $M1_i$ を動かして遊び光の側で“長い光路”の長さを変える。長、短の光路の差 3 cm に対して波束の長さは 5×10^{-8} m しかなく、“長い光路”、“短い光路”を通った光が重なることはない。同時計数の時間幅は 8×10^{-9} s。

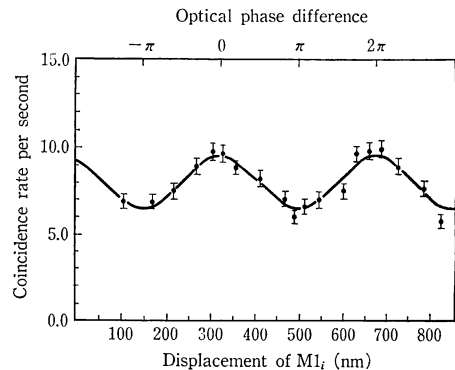


図 8 信号光と遊び光の同時検出頻度。理論曲線は、実験値に最もよく適合するようにパラメーターを選んで引いた。

同時計数の確率が干渉計の二つの光路の差によって正弦的に変わる。

干渉計の各部分での光の電場を図の記号で表わせば、対応する消滅演算子は

$$\hat{a}_4 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{a}_2 e^{i\phi_2} + i\hat{a}_3 e^{i\phi_3}), \quad \hat{a}_5 = \frac{1}{\sqrt{2}}(i\hat{a}_2 e^{i\phi_2} + \hat{a}_3 e^{i\phi_3}) \quad (40)$$

の関係で結ばれる。 \hat{a}_4 は半透鏡 BSO を透過してきた \hat{a}_2 と反射してきた \hat{a}_3 の重ね合わせで、(23)式により

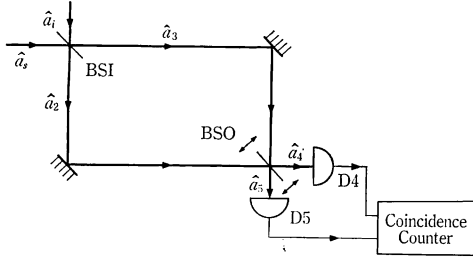


図9 2光子状態と真空状態の絡み合いからおこる干渉。左上から信号光 s と遊び光 i を入れると半透鏡 BSI が絡み合った状態をつくる。半透鏡 BSO を動かして上まわりと下まわりの光路長を変える。

合成されている。 ϕ_5, ϕ_3 は、それぞれ \hat{a}_2, \hat{a}_3 の光路における位相の進みである。 \hat{a}_5 についても同様。BSO の反射率、透過率は $1/2$ とした。

光の状態は $|\Psi\rangle = \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_s^\dagger |0\rangle$ であるが、(24)式により

$$\hat{a}_i = -i\sqrt{R}\hat{a}_3 + \sqrt{T}\hat{a}_2, \quad \hat{a}_s = \sqrt{T}\hat{a}_3, -i\sqrt{R}\hat{a}_2$$

であるから

$$|\Psi\rangle = (T-R)|1_2, 1_3\rangle + i\sqrt{2RT}|2_2, 0_3\rangle + |0_2, 2_3\rangle$$

となる。ただし、 R と T は半透鏡 BSI の反射係数、透過係数で、今の場合ともに $=1/2$ である。したがって、光の状態は、全体にかかる位相因子 i は省略してよいから

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\{|2_2, 0_3\rangle + |0_2, 2_3\rangle\} \quad (41)$$

である。光子が同じ状態に二つ束になったのがおもしろい^{9,15)}。

したがって、図の検出器 D_4 の検出確率は

$$P_2(4) \propto \langle \Psi | \hat{a}_4^\dagger \hat{a}_4 | \Psi \rangle$$

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{4} [\langle 2_2 | \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_2 | 2_2 \rangle \langle 0_3 | 0_3 \rangle \\ &\quad + \langle 0_2 | 0_2 \rangle \langle 2_3 | \hat{a}_3^\dagger \hat{a}_3 | 2_3 \rangle] = 1 \end{aligned} \quad (42)$$

となる。同様にして $P_2(5)=1$ を得る。こうして、検出器それぞれには干渉効果がみられないが、両者の同時計数の確率

$$P_4(4, 5) \propto \langle \Psi | \hat{a}_4^\dagger \hat{a}_4 \hat{a}_5 \hat{a}_5 | \Psi \rangle$$

には、干渉効果がはっきり現れる：

$$P_4(4, 5) \propto \frac{1}{2} [1 + \cos 2(\phi_2 - \phi_3)] \quad (43)$$

もとはといえば $|e^{2i\phi_2} + e^{2i\phi_3}|^2$ で、これは位相が2倍になっていることから読みとれるように光子のペアの干渉であって、ペアが干渉計の腕2をまわる可能性の確率振幅と腕3をまわる確率振幅を加えてから絶対値の2乗をすることから生じた。光子の重ね合わせ状態(41)からきたことである。Schrödinger は二つの自由度 $1, 2$ をもつ系について $|A_1\rangle|B_2\rangle + |C_1\rangle|D_2\rangle$ の形の状態を絡み合った状態 (entangled state) と名づけた^{22)*3}。これは種々の興味深い相関効果をもたらす。(43)式もその一つである。

Oura は図10の設定で実験し、図11の結果を得た¹¹⁾。

4. 誘導された干渉性

パラメトリック発振で発生した信号波と遊び波は相互に干渉性をもたない。ましてや異なる結晶で発振した波は干渉しない。ところが、干渉性の波を共通に通すこと

*3 $|A_1\rangle$ と $|C_1\rangle, |B_2\rangle$ と $|D_2\rangle$ は互いに直交しているものとする。

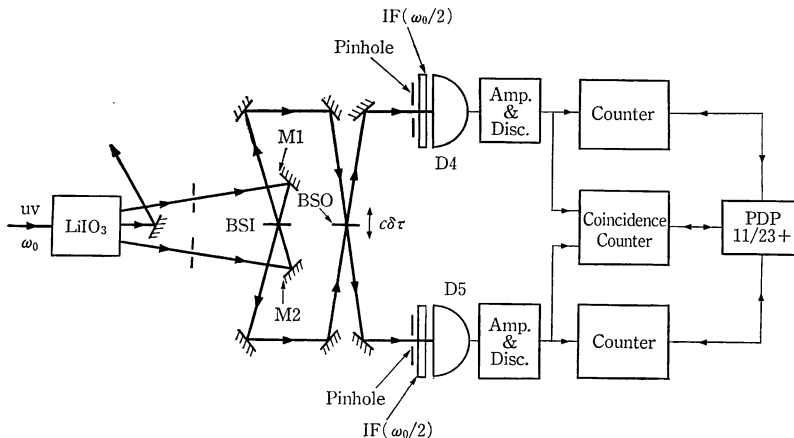


図10 絡み合いからおこる干渉の実験

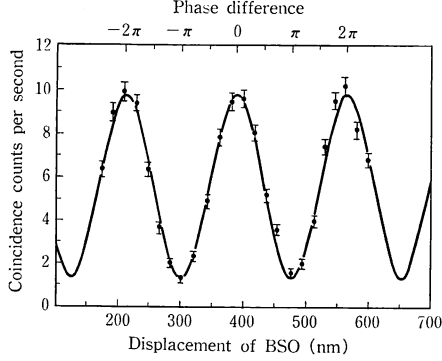


図 11 図 10 の検出器 D4, D5 の同時検出頻度. ここには示されないが, D4 と D5 の別々の計数は BSO を動かしても変わらない.

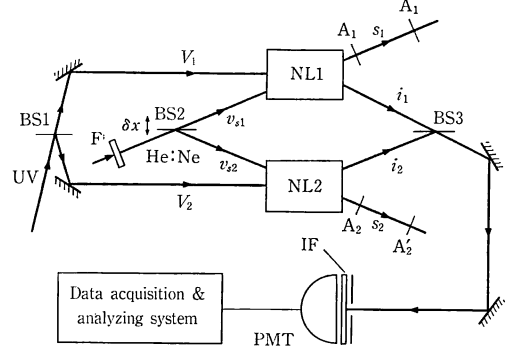


図 12 外場 (He : Ne レーザー光) による干渉性の誘導. 遊び光 i_1, i_2 が相互に干渉性をもつ. 半透鏡 BS2 を動かすと遊び光の 2 次の干渉が変化する.

によって干渉性を誘導することができる.

4.1 外場による誘導

Ou たちは, 図 12 のように二つの結晶 NL1, NL2 からの信号波 s_1, s_2 に相互干渉性のあるビームを重ねて発振させることにより, それぞれから出る遊び波 i_1, i_2 に相互の干渉性が誘導できることを指摘し²³⁾, Wang らとともに実証した²⁴⁾.

干渉性のビームを $|v_{s,l}\rangle$ ($l=1, 2$) の二手に分けて, それぞれを図 12 の結晶 NL1, NL2 に, それらの発すべき信号波の光路に重ねて通した状態

$$|\Psi_0\rangle = |v_{s1}, 0_{i1}\rangle |v_{s2}, 0_{i2}\rangle \quad (44)$$

からレーザー光 $V_l(t)$ ($l=1, 2$) によってパラメトリック発振をおこすと, 状態は Schrödinger 方程式

$$i\hbar \frac{d}{dt} \Psi_t = \mathcal{H}_{\text{int}}(t) \Psi_t \quad (45)$$

にしたがって時間発展する. ここに

$$\mathcal{H}_{\text{int}} = i\hbar \sum_{l=1}^2 g_l V_l(t) \hat{a}_{s_l}^\dagger e^{-i\omega_s t} \hat{a}_{i_l}^\dagger e^{-i\omega_i t} + \text{h. c.} \quad (46)$$

は外場 $V_l(t)$ によるパラメトリック発振で信号光子と遊び光子が発生するという過程の相互作用ハミルトニアンで, (45)式とともに相互作用描像で書いてある. これは Heisenberg 描像と Schrödinger 描像の中間にあり, 相互作用による時間変化は状態が背負い物理量の演算子は相互作用なしの変化をする. 結合定数を $\hbar g_l$ とした. h. c. は第 1 項にエルミート共役な演算子を表わす. いま, $g_l V_l$ が小さくて状態があまり速く変化しない場合をとり, (45)式の右辺の Ψ_t を Ψ_0 でおきかえる近似をすれば

$$\Psi_t = \left[1 + \sum_{l=1}^2 g_l V_l \beta(t) \hat{a}_{s_l}^\dagger \hat{a}_{i_l}^\dagger \right] \Psi_0 \quad (47)$$

が得られる. ただし, $V_l(t)$ は大きさ V_l を別にすれば l によらないとして

$$V_l \beta(t) = \int_0^t V_l(t') e^{i(\omega_s + \omega_i)t} dt \quad (48)$$

と書いた. 特に $V_l(t) = V_l e^{-i\omega_0 t}$ とすれば

$$\beta(t) = -\frac{\sin \frac{1}{2}(\omega_s + \omega_i - \omega_0)t}{\frac{1}{2}(\omega_s + \omega_i - \omega_0)} e^{i(\omega_s + \omega_i - \omega_0)t/2} \quad (49)$$

となり, 長時間 t の後には事実上 $|\omega_s + \omega_i - \omega_0| < \pi/t$ の外ではゼロとなる. これが(27)式のエネルギー保存の由来である. 運動量の保存とはいえば, 相互作用ハミルトニアンは本当は $e^{ik_s \cdot r}$ などの空間依存性も入れて相互作用領域にわたって積分しておくべきもので, それをすれば運動量の保存則も得られる.

そこで Ψ_t の t は省略するか—

$$\begin{aligned} \Psi = & |v_{s1}, 0_{i1}\rangle |v_{s2}, 0_{i2}\rangle \\ & + g_1 V_1 \beta(t) \hat{a}_{s1}^\dagger |v_{s1}, 1_{i1}\rangle |v_{s2}, 0_{i2}\rangle \\ & + g_2 V_2 \beta(t) |v_{s1}, 0_{i1}\rangle \hat{a}_{s2}^\dagger |v_{s2}, 1_{i2}\rangle \end{aligned} \quad (50)$$

としてよい. この状態では別々の結晶 NL1 と NL2 からの光が, 誘導輻射の信号波は当然として, 遊び波同士まで干渉性を獲得している:

$$\begin{aligned} \langle \Psi | \hat{a}_{i1}, \hat{a}_{i2} | \Psi \rangle \\ = & g_1^* g_2 V_1^* V_2 |\beta(t)|^2 * \\ & * \langle v_{s2}, 0_{i2} | \langle v_{s1}, 1_{i1} | \hat{a}_{s1} (\hat{a}_{i1}^\dagger \hat{a}_{i2}) \hat{a}_{s2}^\dagger | v_{s1}, 0_{i1} \rangle | v_{s2}, 1_{i2} \rangle \end{aligned} \quad (51)$$

この右辺において \hat{a}_{s1} の $\langle v_{s1} | \hat{a}_{s1} | v_{s1} \rangle$ を v_1 とすれば

\hat{a}_{i1}^* の方は v_1^* となる。ここで

$$g_l v_l V_l = \chi_l = |\chi_l| e^{i\phi_l} \quad (l=1, 2) \quad (52)$$

とおけば

$$\langle \Psi | \hat{a}_{i1}^* \hat{a}_{i2} | \Psi \rangle = |\beta(t)|^2 \chi_1^* \chi_2$$

が得られる。もちろん

$$\langle \Psi | \hat{a}_{i1}^* \hat{a}_{i1} | \Psi \rangle = |\beta(t)|^2 |\chi_1|^2 (1 + |v_1|^{-2}),$$

$$\langle \Psi | \hat{a}_{i2}^* \hat{a}_{i2} | \Psi \rangle = |\beta(t)|^2 |\chi_2|^2 (1 + |v_2|^{-2})$$

だから, NL 1 と NL 2 からの遊び波 i_1, i_2 を重ねて

$$\hat{E}_i^{(+)} \propto \hat{a}_{i1} + \hat{a}_{i2} \quad (53)$$

としたとき, 2次の干渉

$$P_2 \propto \langle \Psi | \hat{E}_i^{(+)} \hat{E}_i^{(+)} | \Psi \rangle \propto |\chi_1 + \chi_2|^2 \quad (54)$$

が現れる:

$$P_2 \propto 1 + \frac{2|\chi_1||\chi_2|}{\sum_l |\chi_l|^2 (1 + |v_l|^{-2})} \cos(\phi_1 - \phi_2). \quad (55)$$

そのコントラスト \mathcal{CV} は, パラメトリック発振も干渉性の誘導も NL 1 と NL 2 で対称に行われれば, $|v_1| = |v_2| = |v|$ として

$$\mathcal{CV} = \frac{|v|^2}{1 + |v|^2} \quad (56)$$

できる。つまり誘導輻射と自然輻射の競争であって, 干渉性の誘導に用いるレーザーが十分に強ければコントラストは 100% になる。

Wang らの実験 (図 12) では半透鏡 BS2 を動かして誘導用のレーザー光の光路を変えることで位相 ϕ_1 を変化させた²⁴⁾。その強度を変えて見た干渉の様子を図 13 に示す。このときのコントラストの変化は理論と定量的に一致した。

4.2 遊び光子による誘導

Zou らは, 二つの結晶からのパラメトリック発振に関する上の実験で干渉性の誘導に用いたレーザー光を一方

の結晶からの遊び波にかえることを考え, 実験にも成功した²⁵⁾。一方の結晶 NL1 からの遊び波 i_1 を他方の NL2 に通し, その遊び波 i_2 に重ねて同調させると両方の結晶からの信号波も互いに干渉性をもつ (図 14)。

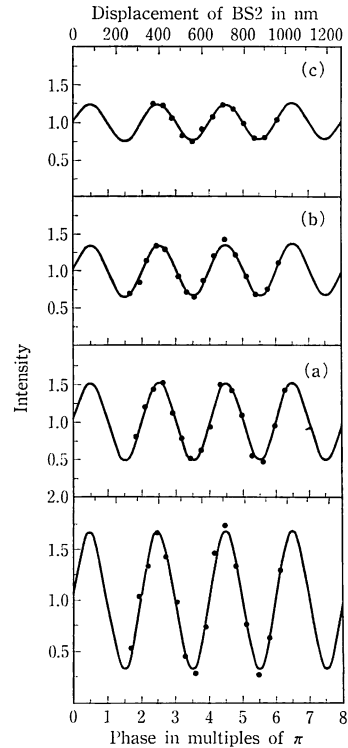


図 13 図 12 の光電子増倍管 PMT における光の強度。半透鏡 BS2 を動かしたときの変化。誘導用のレーザー光は BS2 通過後の毎秒の光子数にして (a) 10^{16} , (b) 1.5×10^{14} , (c) 5×10^{13} , (d) 2.5×10^{13} 。

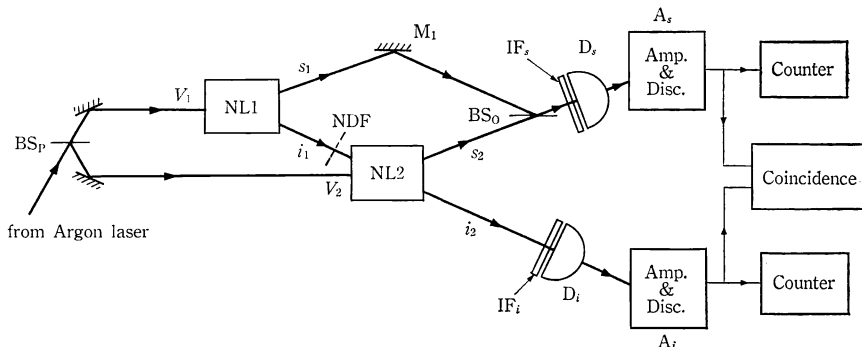


図 14 遊び光 i_1 による遊び光 i_2 の干渉性の誘導。そうすると信号光 s_1, s_2 も相互に干渉するようになる。検出器 D_s, D_i の同時検出にも干渉パターンが現れる。

二つの結晶にパラメトリック発振させる相互作用ハミルトニアンは(45)式である。いま、 i_1 は i_2 の重なりが完全であれば、これらを一つのモードとして扱うことになる。いま、それが完全でない場合も含めるため図の NDF の位置に半透鏡があるものとして、(19)式になら

$$\hat{a}_{i2} = \tau \hat{a}_{i1} + \rho \hat{a}_0 \quad (57)$$

とおく。これを(46)式に代入して、初期状態(真空！)

$$\Psi_0 = |0_{i1}, 0_{i1}\rangle |0_{i2}, 0_0\rangle \equiv |0\rangle \quad (58)$$

からの時間発展を計算すると、結晶の配置が図のように非対称であることから V_2 に位相差 θ_0 を加え

$$\begin{aligned} \Psi_t = & |0\rangle + g_1 V_1 \beta(t) |1_{i1}, 1_{i1}\rangle |0_{i2}, 0_0\rangle \\ & + g_2 V_2 \beta(t + \tau_0) e^{i\theta_0} \{\tau^* |0_{i1}, 1_{i1}\rangle |1_{i2}, 0_0\rangle \\ & + \rho^* |0_{i1}, 0_{i1}\rangle |1_{i2}, 1_0\rangle\} \end{aligned} \quad (59)$$

が得られる。NL2 における相互作用が NL1 より τ_0 だけ遅く始まるとし、終りも遅くなるので(48)式の積分区間がそれだけずれることを考慮した。

図 14 のように半透鏡 BSo によって二つの信号波を重ねると、位相のずれを考慮して

$$\hat{E}_t \propto \hat{a}_{i1} e^{i\theta_1} + \hat{a}_{i2} e^{i\theta_2} \quad (60)$$

となるので、検出器 D_i の検出確率 $\langle \Psi | \hat{E}_t^{(-)} \hat{E}_t^{(+)} | \Psi \rangle$ は

$$\begin{aligned} P_2 \propto & |g_1 V_1 \beta(t) e^{i\theta_1} + g_2 V_2 \beta(t + \tau_0) e^{-i\theta_0} \tau^* e^{i\theta_2}|^2 \\ & + |g_2 V_2 \beta(t + \tau_0) \rho|^2 \end{aligned} \quad (61)$$

となる。すなわち

$$P_2 = 1 + \frac{2|I_{12}|}{I_1 + I_2} |\tau| \cos(\theta_2 - \theta_1 + \alpha). \quad (62)$$

ただし、

$$\alpha = \theta_0 - \arg \tau + \arg I_{12} \quad (63)$$

とし、また $\langle \dots \rangle$ で時間平均を表わして

$$\begin{aligned} I_1 &= |g_1 V_1|^2 \langle |\beta(t)|^2 \rangle, \quad I_2 = |g_2 V_2|^2 \langle |\beta(t)|^2 \rangle \\ I_{12} &= (g_1 V_1)^* g_2 V_2 \langle \beta(t) \beta(t + \tau_0) \rangle. \end{aligned} \quad (64)$$

(61)式から見て、この干渉は結晶 NL1 と NL2 で生まれた信号光子が区別できないことから生じている。真空状態(58)式から始まった時間発展なので干渉性は誘導輻射によるものではない。図 15 に Zou らが図 14 の設定で得た実験結果を示す。彼らは図 14 の半透鏡 BSo を動かして $\theta_2 - \theta_1$ を変えたのである。

BSo の透過率 $T = |\tau|^2$ がゼロのとき干渉パターンは消えている(図 15)。これを Wang らは不思議だという²⁶⁾。干渉は信号光子が結晶 NL1 からきたか、NL2 からきたか検出器 D_i には区別できないことから生じたのであって、図 14 の i_1 が遮断されても、区別できないことは同じだとしたら干渉パターンは残るべきだ、と考える。それが残らないのは、量子力学でいう状態が「既に知られていること」を反映するのみでなく、「知ろうと思えば知り得ること」をも反映するのだ、と彼らはいう。検出器 D_i をもしはたらかせていたら i_2 の放出が検出できるから、それと同時に D_i で信号光子が検出されれば、それは NL2 から来たことがわかる。こうして信号光子が NL1 から来たか、NL2 から来たかは知ろうと思えば「知り得ること」である。だから、干渉はおこらないのだ、と一。

この論法は理解できない。単純に(62)式で $\tau = 0$ において P_2 の \cos の項 $= 0$ を導くのでは、理解が足りないというのだろうか？

Wang らは、図 14 の検出器 D_s と D_i の同時検出の頻度も測り、BSo を動かせば干渉パターンが得られることを確かめた(図 16)。これは、同時検出される信号光子と遊び光子に NL1 または NL2 からくるという二つの可能性があることからおこっている。詳しくは文献 26) を参照。

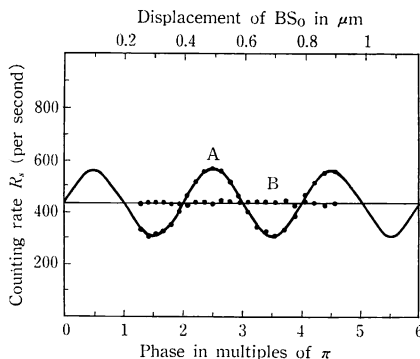


図 15 誘導された干渉性。図 14 の半透鏡 BSo を動かして見た信号光の間の干渉²⁵⁾。
A : $|\tau| = 0.91$, B : $\tau = 0$.

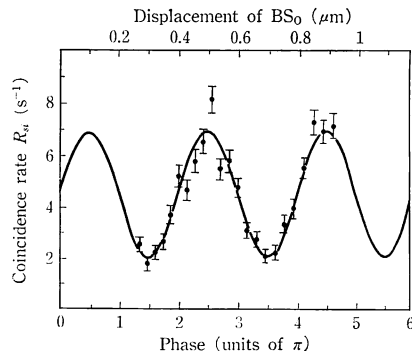


図 16 図 14 の検出器 D_s, D_i の同時計数における干渉効果²⁶⁾

5. 結 び

光の非古典的な振舞いをあらわにした以上の実験は、光パラメトリック発振の量子論的表現は別格として、どれも検出確率の公式(16), (17)式と半透鏡によるビーム分割に対する公式(23)式とを用いれば理解できることがわかった。

検出確率の公式の基礎づけが十分でないことは、既に述べたが、半透鏡の公式にも考えるべき問題があると筆者は思う。公式(23)式は光子の消滅演算子で書かれているが、それらはモード (\mathbf{k}, λ) に対するもので、平面波として光が全空間に広がった状態にかかわる。ところが(23)式の各項が記述するはずの光は、大きくみても半透鏡で区切られた半空間のものでしかない。ここに概念上の問題があるのではないか。

これに類した扱いが光の放出から素粒子反応まで多くの現象に対して行われていることは確かである。それらの扱いは波束状態を考えれば正当化できるのだろう。半透鏡の公式でも同じことかもしれないが、考えてみなければならない。

筆者は、平面を境に異なる誘電体が接しているときの反射と屈折によるビーム分割の場合、入射波・反射波・屈折波からなる全空間の波を固有モードとしてとらえ、それらが全体として完全正規直交系をなすことを示した。これらのモードを平面波の代りに用いて電磁場を量子化することができるのである²⁷⁾。これは導波管のなかの電磁場を量子化する仕方などと同じであって、半透鏡によるビーム分割の場合にも、2.5項に述べたように古典波動光学との平行性があることから見て、同様の量子化ができと思われる。この量子化によるビーム分割の記述は、通常の(23)式による記述がもつ上記の概念上の問題を解決する。その上、それを不可欠とする実験があるかどうか？ 筆者の量子化では入射波・反射波・屈折波の1組に1対の生成・消滅演算子が属するので、かつて長沢の実験²⁸⁾について議論されたこと²⁹⁾も問題になるだろうと思っている。Greenberger たちが、光の干渉実験は場よりもビームによって良く記述されるとしているのは、筆者の記述法を支持しているものと読める³⁰⁾。

この解説の範囲では、波束の収縮など観測理論の核心には触れずにすんだ。いや、それでよかったのか？ しばしば扱った同時検出とは何か？ 二つの検出に多少とも時間の前後があったら波束の収縮が問題になるだろうか？

以上の諸点について諸賢のご教示を得たい。

最後に、光の干渉と観測にかかわるが紙数の都合で触れ得なかった文献を記しておく：文献 31)～39)。

文献の多くはキャノン中央研究所の鈴木隆史氏にご教示いただいた。文献 10)は東大教養の清水明氏のご教示による。査読者は原稿を丹念に検討して誤解や誤記を指摘してくださった。記して感謝する。

文 献

- 1) A. Aspect and P. Grangier: "Experiments on Einstein-Podolsky-Rosen-type correlations with pairs of visible photons," *Proc. of Int. Symp. on Foundations of Quantum Mechanics—in the Light of New Technology*, Tokyo, 1983, ed. by S. Kamefuchi et al. (Phys. Soc. of Japan, 1984) pp. 214-224.
- 2) J. S. Bell: *Speakable and Unsayable in Quantum Mechanics* (Cambridge, 1987).
- 3) 江沢 洋: "量子論の発展とパラドックス", 量子力学と新技術, 日本物理学会編 (培風館, 1987) pp. 204-242.
- 4) 松岡正浩: "二光子相関における量子的干渉と古典的干渉", 光学, **20** (1991) 332-337.
- 5) P. Grangier, G. Roger and A. Aspect: "Experimental evidence for a photon anticorrelation effect on a beam splitter—A new light on single-photon interferences," *Europhys. Lett.*, **1** (1986) 173-179.
- 6) 江沢 洋: "量子力学の構造", 量子力学II, 湯川秀樹・豊田利幸編, 岩波講座・現代物理学の基礎 (岩波書店, 1978) pp. 249-484. J. von Neumann の定理については pp. 316-328. なお, 光の量子力学的状態を表わすのに使われる Fock 空間については pp. 443-460 を参照.
- 7) R. J. Glauber: "The quantum theory of optical coherence," *Phys. Rev.*, **130** (1963) 2529-2539.
- 8) J. R. Klauder and E. C. G. Sudarshan: *Fundamentals of Quantum Optics* (W. A. Benjamin, Inc., New York, 1968) pp. 147-152.
- 9) Z. Y. Ou, C. K. Hong and L. Mandel: "Relation between input and output states for a beam splitter," *Opt. Commun.*, **63** (1987) 118-122.
- 10) 霜田光一: "ハーフミラーにおける光の消滅と生成", パリティ, **7** (1992) 73.
- 11) Z. Y. Ou, X. Y. Zou, L. J. Wang and L. Mandel: "Experiment on nonclassical fourth-order interference," *Phys. Rev. A*, **42** (1990) 2957-2965.
- 12) B. Ya. Zel'dovich and D. N. Klyshko: "Field statistics in parametric luminescence," *JETP Lett.*, **9** (1969) 40-43.
- 13) B. R. Mollow and R. J. Glauber: "Quantum theory of parametric amplification I, II," *Phys. Rev.*, **160** (1968) 1076-1096, 1097-1108.
- 14) D. C. Burham and D. L. Weinberg: "Observation of simultaneity in parametric production of optical photon pairs," *Phys. Rev. Lett.*, **25** (1970) 84-87.
- 15) C. K. Hong, Z. Y. Ou and L. Mandel: "Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference," *Phys. Rev. Lett.*, **59** (1987) 2044-2047.
- 16) R. Ghosh and L. Mandel: "Observation of nonclassical effects in the interference of two photons," *Phys. Rev. Lett.*, **59** (1987) 1903-1905.
- 17) R. Ghosh, C. K. Hong, Z. Y. Ou and L. Mandel: "Interference of two photons in parametric down

- conversion," *Phys. Rev. A*, **34** (1986) 3962-3968.
- 18) J.D. Franson: "Bell inequality for position and time," *Phys. Rev. Lett.*, **62** (1989) 2205-2208.
 - 19) Z.Y. Ou, X.Y. Zou, L.J. Wang and L. Mandel: "Observation of nonlocal interference in separated photon channels," *Phys. Rev. Lett.*, **65** (1990) 321-324.
 - 20) P.G. Kwiat, W.A. Vareka, C.K. Hong, H. Nathel and R.Y. Chiao: "Correlated two-photon interference in a dual-beam Michelson interferometer," *Phys. Rev. A*, **41** (1990) 2910-2913.
 - 21) P. Grangier, M.J. Potasek and B. Yurke: "Probing the phase coherence of parametrically generated photon pairs—A new test of Bell's inequalities," *Phys. Rev. A*, **38** (1988) 3132-3135.
 - 22) E. Schrödinger: "Probability relations between separated systems," *Proc. Cambridge Phil. Soc.*, **32** (1936) 446-452.
 - 23) Z.Y. Ou, L.J. Wang, X.Y. Zou and L. Mandel: "Coherence in two-photon down-conversion induced by a laser," *Phys. Rev. A*, **41** (1990) 1597-1601.
 - 24) L.J. Wang, X.Y. Zou and L. Mandel: "Observation of induced coherence in a two-photon down-conversion," *J. Opt. Soc. Am. B*, **8** (1991) 978-980.
 - 25) X.Y. Zou, L.J. Wang and L. Mandel: "Induced coherence and indistinguishability in optical interference," *Phys. Rev. Lett.*, **67** (1991) 318-321.
 - 26) L.J. Wang, X.Y. Zou and L. Mandel: "Induced coherence without induced emission," *Phys. Rev. A*, **44** (1991) 4614-4623.
 - 27) H. Ezawa: "Quantum mechanical treatment of beam splitting," *Proc. of Int. Symp. on Advanced Topics of Quantum Mechanics*, Taiyuan, P.R. China, June, 1992, ed. by J.Q. Liang (Science Press, Beijing) to be published.
 - 28) N. Nagasawa and M. Kuwata: "Study on the coherent intermode correlation of the exciton-polariton in spatially dispersive region of CuCl," *Proc. of Int. Symp. on Foundations of Quantum Mechanics*, Tokyo, 1983, ed. by S. Kamefuchi *et al.* (Phys. Soc. Japan, 1984) pp. 311-314.
 - 29) M. Nakayama: "Quantization of the polaritons of a composite system and the correlation among the reflected and refracted lights," *Proc. of Int. Symp. on Foundations of QM, ibid.*, pp. 315-320.
 - 30) D.M. Greenberger, H.J. Bernstein, M.A. Horne, A. Shimony and A. Zeilinger: "Proposed GHZ experiments using cascades of down-conversions," *Proc. of ISQM-SAT on Quantum Control and Measurement*, Tokyo, August, 1992, ed. H. Ezawa and Y. Murayama (North Holland, Amsterdam, 1993) pp. 23-28.
 - 31) M.O. Scully and K. Drühl: "Quantum eraser—A proposed photon correlation experiment concerning observation and 'delayed choice' in quantum mechanics," *Phys. Rev. A*, **25** (1982) 2208-2213.
 - 32) M.O. Scully and H. Walther: "Quantum optical test of observation and complementarity in quantum mechanics," *Phys. Rev. A*, **39** (1989) 5229-5236.
 - 33) M.O. Scully, B.-G. Englert and H. Walther: "Quantum optical tests of complementarity," *Nature*, **351** (1991) 111-116.
 - 34) A.G. Zajonc, L.J. Wang, X.Y. Zou and L. Mandel: "Quantum eraser," *Nature*, **353** (1991) 507-508.
 - 35) W.H. Zurek: "Decoherence and the transition from quantum to classical," *Phys. Today*, Oct. (1991) 36-44.
 - 36) H.J. Kimble: "Quantum measurement in quantum optics—New light on the nature of darkness," *Proc. of ISQM-SAT*, Tokyo, August, 1992, ed. H. Ezawa and Y. Murayama (North Holland, Amsterdam, 1993) pp. 107-111.
 - 37) M. Kitagawa and M. Ueda: "Sub-quantum-limit interferometry," *Proc. of ISQM-SAT, ibid.*, pp. 155-160.
 - 38) J.D. Franson: "Is there a correspondence principle in quantum optics?" *Proc. of ISQM-SAT, ibid.*, pp. 41-49.
 - 39) A. Zeilinger: "Controlling entanglement in quantum optics," *Proc. of ISQM-SAT, ibid.*, pp. 9-22.