

# 解説

## 二光子相関における量子的干渉と古典的干渉

松岡正浩

東京大学物性研究所 〒106 東京都港区六本木 7-22-1

(1991年3月4日受理)

### Quantum and Classical Interferences in Two-Photon Correlation

Masahiro MATSUOKA

Institute for Solid State Physics, University of Tokyo,  
7-22-1, Roppongi, Minato-ku, Tokyo 106

#### 1. ま え が き

最近、二光子干渉実験を用いた非古典的量子効果の実験や、量子力学の検証の実験が盛んになっている。これらの実験では、パラメトリック蛍光のような互いに相関のある二光子状態の光などが入射光として用いられる。これに対して、弱い二つの古典的光ビームを入射する干渉実験も、量子状態の光に対比させて新たな興味もたれる。本稿ではこれらの両者をまとめて二光子相関の問題として取り上げ、解説する。

よく知られているように、Hanbury Brown と Twiss は、マイケルソンの天体干渉計に代わる方法として強度干渉の方法を提案した<sup>1-4)</sup>。その結果、たしかに強度測定による相関でもマイケルソンの干渉計と同様に、電場の(2次の)干渉が測れることが明らかになった。たとえば、その特性量であるコヒーレンス時間  $\tau_c$  が測れることが注目された。これを契機にして、コヒーレンスの概念が拡張され、高次のコヒーレンスや高次相関が考えられるようになった。ヤングの干渉実験やマイケルソンの天体干渉計による測定を電場の2次の干渉、あるいは電場干渉の測定ということにすれば、Hanbury Brown と Twiss 型の強度干渉は電場の4次の干渉の測定ということが出来る。ところが長い間、強度干渉においても電場干渉の側面のみが注目されてきた。強度干渉においては高次なりの新しい量が測定されるはずである。

Mandel らは、パラメトリック蛍光を用いた二光子干渉によって、二光子同時計数における100%のへこみや<sup>5-8)</sup>、真空モードの巻き込み<sup>9)</sup>などの非古典的量子効

果、ベルの不等式の反証<sup>10)</sup>などの一連の実験を行ってきた。これにつづいて多くの関連した論文も発表されるようになった<sup>11-15)</sup>。さらに、熱放射やコヒーレント光などの古典的な光を入射した場合の干渉についても、強度干渉の特徴を生かした新しい測定が行われた<sup>16,17)</sup>。最近、われわれも古典的な光を用いて、超高速時間分解も可能な、強度干渉による光の強度変化(パルス波形)の測定の研究を始めた<sup>18-21)</sup>。

#### 2. 強度相関

Hanbury Brown と Twiss の天体干渉計は図1のようなものである。連星あるいは大きな星の左右の端から来る光(波数ベクトル  $k_A$ ,  $k_B$ )を2台の望遠鏡で受ける。検出器  $PM_1$  と  $PM_2$  の信号電流の間の干渉を測り、 $k_A$ ,  $k_B$  の間の角度を測ろうとするものである。

彼らはその原理を検証するために、図2のような実験室モデルを用いて実験した。ここでビームスプリッターから二つの検出器までの距離は等しくとり、 $PM_2$  とその前のスリットをともにビームと垂直に移動して出力電流  $I(t_1)$  と  $I(t_2)$  の間の干渉を測った。この場合、検出器は  $t_1-t_2$  に関する相関関数の特性時間より早い応答速度をもつ必要がある。

図1の本質的なところおよび図2を少し一般化したものは、図3のように表される。2点 A, B からの光による  $x$  軸上の2点  $x_1$  と  $x_2$  における強度を検出し、その間の相関をとる<sup>5)</sup>。A, B における周波数  $\omega$  の光電場をそれぞれ  $a_A \exp(-i\omega t)$ ,  $a_B \exp(-i\omega t)$  とすると、 $x_1$  と  $x_2$  における電場の正周波数成分は

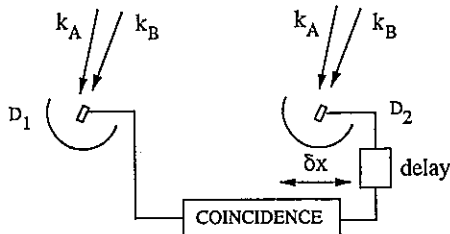


図1 Hanbury Brown と Twiss の天体干渉計

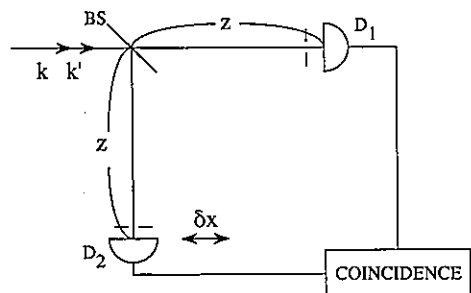


図2 Hanbury Brown と Twiss の強度干渉実験

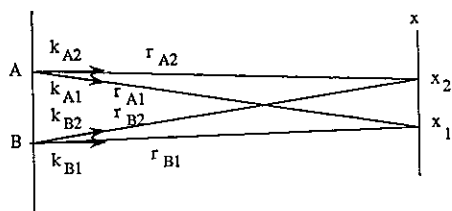


図3 強度干渉の基本

$$\begin{aligned}
 E^{(+)}(x_1) &= a_A \exp(i\mathbf{k}_{A1} \cdot \mathbf{r}_{A1}) + a_B \exp(i\mathbf{k}_{B1} \cdot \mathbf{r}_{B1}) \\
 E^{(+)}(x_2) &= a_A \exp(i\mathbf{k}_{A2} \cdot \mathbf{r}_{A2}) + a_B \exp(i\mathbf{k}_{B2} \cdot \mathbf{r}_{B2})
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

と表される。ただし、量子論で考える場合には、場の量子化に際して現れる量子化体積  $V$  などを含む係数  $\sqrt{2\pi\hbar\omega}/V$  を 1 としたとして、 $a_A, a_B$  は消滅演算子と見なすことにする (負周波数成分と生成演算子は  $E^{(-)}(x_1), E^{(-)}(x_2), a_A^\dagger, a_B^\dagger$  で表す)。また、 $\mathbf{k}_{A1,2}, \mathbf{k}_{B1,2}$  と  $\mathbf{r}_{A1,2}, \mathbf{r}_{B1,2}$  は図3に示す波数ベクトルと光源から検出器までの距離である。 $\theta_1$  と  $\theta_2$  を  $x_1$  と  $x_2$  からそれぞれ A, B を見込む角とする。ここで、 $\mathbf{k}_{A1}$  と  $\mathbf{k}_{A2}$  および  $\mathbf{k}_{B1}$  と  $\mathbf{k}_{B2}$  は互いにほぼ平行とすると  $\theta_1 \cong \theta_2$  である。 $x_1$  と  $x_2$  における同時計数の確率 (密度)  $P_{12}$  は、それぞれの点の受光器の効率を  $K_1, K_2$  として

$$\begin{aligned}
 P_{12}(x_1, x_2) &= K_1 K_2 \langle E^{(-)}(x_1) E^{(-)}(x_2) \\
 &\quad \times E^{(+)}(x_2) E^{(+)}(x_1) \rangle
 \end{aligned}
 \tag{2}$$

で表される。これに式(1)を代入すると16項が出るが、

このうち  $a_A^\dagger$  と  $a_A, a_B^\dagger$  と  $a_B$  が対になる項のみをとると

$$\begin{aligned}
 P_{12}(x_1, x_2) &= K_1 K_2 [\langle a_A^\dagger a_A^\dagger a_A a_A \rangle + \langle a_B^\dagger a_B^\dagger a_B a_B \rangle \\
 &\quad + \langle a_A^\dagger a_B^\dagger a_B a_A \rangle + \langle a_B^\dagger a_A^\dagger a_A a_B \rangle \\
 &\quad + \langle a_A^\dagger a_B^\dagger a_A a_B \exp[i\{\mathbf{k}_A \cdot (\mathbf{r}_{A2} - \mathbf{r}_{A1}) \\
 &\quad + \mathbf{k}_B \cdot (\mathbf{r}_{B1} - \mathbf{r}_{B2})\}] + \text{c. c.} \rangle]
 \end{aligned}
 \tag{3}$$

の6項となる。

まず、量子状態で表される光の場合について述べる。点A, Bからの光がそれぞれ1光子状態  $n=1$  の場合には、 $|1\rangle_A$  と  $|1\rangle_B$  の直積状態  $|1_A, 1_B\rangle$  に対して期待値をとると、式(3)の第1, 2項はゼロになる。このとき、 $a_A^\dagger$  と  $a_A$  等が対にならない、式(3)以外の項の期待値もゼロである。残る4項は

$$P_{12}(x_1, x_2) = 2K_1 K_2 [1 + \cos\{2\pi(x_1 - x_2)/L\}]
 \tag{4}$$

を与える。ただし、 $L \equiv \lambda/\theta_1 \cong \lambda/\theta_2$  において、式(3)の  $\{ \}$  の中を  $2\pi(x_2 - x_1)/L$  と書いた。この  $L$  はヤングの干渉縞の周期と同じである。式(4)は  $x_1 - x_2$  に対して周期  $L$  で干渉縞が  $P_{12}$  の100%変調で現れることを示す。とくに、

$$|x_1 - x_2| = \left(n + \frac{1}{2}\right)L \quad (n=0, 1, 2, \dots)
 \tag{5}$$

で  $P_{12}=0$  となる。これは量子論的非局所性の議論から大きな興味をもたれている効果である<sup>9)</sup>。すなわち、式(5)の条件を満す  $x_1, x_2$  で測定していたとき、もし、検出器  $D_2$  の知らぬ間に検出器  $D_1$  を動かしたとすると、これまで同時計数が現れなかった  $x_2$  の位置に計数が現れることになる。離れた点  $x_2$  にある独立な検出器がどうして  $x_1$  の計数結果を知ったのかという訳である。これは有名な Einstein, Podolsky と Rosen の量子力学の基礎に関わる思考実験を検証する一連の実験の一つといえることができる<sup>23, 10-15)</sup>。

これに対してコヒーレント状態の光あるいは古典的に表した光ではどうであろうか。まず、点A, Bからの光がコヒーレント状態  $|\alpha_A\rangle, |\alpha_B\rangle$  の場合を考える。ここで、 $\alpha_{A,B} = |\alpha_{A,B}| \exp(i\varphi_{A,B})$  とする。A, Bが独立光源で、 $\varphi_A, \varphi_B$  がランダムに分布するとすれば、今度は式(3)の6項全部が残るが、他の10項はやはりゼロとなる。この6項は

$$\begin{aligned}
 P_{12}(x_1, x_2) &= K_1 K_2 [\langle (|\alpha_A|^2 + |\alpha_B|^2)^2 \rangle \\
 &\quad + 2\langle |\alpha_A|^2 |\alpha_B|^2 \cos\{2\pi(x_1 - x_2)/L\} \rangle]
 \end{aligned}
 \tag{6}$$

となる。古典場として式(1)の  $a$  を  $c$ -数としても全く同じ結果が得られる。式(6)は  $|\alpha_A| = |\alpha_B|$  のとき  $P_{12}$  に50%の変調を与える。式(4)の場合と異なり、波と

して説明される最大の干渉である。これを超える 100% 変調までが量子効果によってはじめて説明できる部分である。この式では変調度が  $|\alpha_A/\alpha_B|$  の比によるのに対し、式(4)では入射光の強度 (平均光子数) 比にはよらない。これも量子効果である。

歴史的には電場干渉も強度干渉も空間的干渉縞を測定することから始まった。しかし、時間遅延に対する相関で表すほうが本質がわかりやすい。次節以降ではその表現で記述する。その場合、干渉計としては、図2の検出器を  $x$  方向に移動して相関をとることになる。しかし、そのままでは検出器が十分な時間分解能をもたなければ意味をもたない。次節以降で用いるマッハ・ツェンダー干渉計、あるいはマイケルソン干渉計がこれを解決してくれることになる。

なぜ干渉が起こるかについての通常の説明は、図3の場合  $x_1$  に来た光子が A から来たのか B から来たのか (図2の場合には  $D_1$  にモード  $k$  の光子が来たのか  $k'$  の光子が来たのか) 区別がつかないからであるとする。それでは強度測定によってなぜ電場の位相に関する量が測れるのか。それは次のように説明できよう。すなわち、式(2)の強度測定には交差項 (式(3)の第5, 6項) が含まれ、A からの  $k \cdot r_{A1}$  と  $k \cdot r_{A2}$  の位相をもった電場がそれぞれ  $D_1$  と  $D_2$  の検出器に入り、B からの光 ( $r_{B1}$  と  $r_{B2}$ ) の位相検波を行っていると考えればよい。

### 3. パラメトリック蛍光の二光子干渉

パラメトリック増幅器は一般に周波数  $\omega_0$  のポンプ光を入射して、 $\omega_s + \omega_i = \omega_0$  の関係にある周波数  $\omega_s$  のシグナル光と  $\omega_i$  のアイドラー光の増幅を行うものである。パラメトリック蛍光は、このパラメトリック増幅器において、入力信号を入れないときに、真空場のモードが増幅されてシグナル光とアイドラー光として出力されたものである。シグナル光子とアイドラー光子が対になって放出されるため、二光子干渉には特徴的な量子効果が現れる。パラメトリック蛍光の特徴は、(1)二つの光子のエネルギーの和が一定 (ポンプ光子のエネルギー) であること、(2)二つの光子が必ず同時に放出されること、(3)二つの光子の振動の位相の和が元のポンプ光子の振動の位相に等しいことである。さらに、その発生過程を詳しく考えると、パラメトリック蛍光は、(4)スクイーズド状態にあり、そのためシグナルとアイドラーの2光子状態、4光子状態……の統計性にその特徴が現れる。これらの特徴が二光子干渉測定によってとらえられてきた。本文では紙数の関係で(4)については述べない。

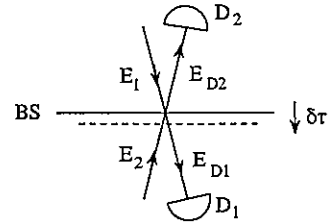


図4 ビームスプリッター

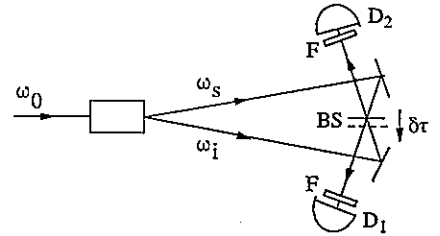


図5 パラメトリック蛍光の二光子干渉実験

図4に示すようなビームスプリッター BS の両側から二つのビームが入射するときは、入射光の電場を  $E_1, E_2$  とすると、検出器  $D_1, D_2$  の所における電場  $E_{D1}, E_{D2}$  は次のように与えられる<sup>6,7)</sup>。

$$\begin{aligned} E_{D1}^{(+)}(t) &= \sqrt{T} E_1^{(+)}(t-\tau_1) + i\sqrt{R} E_2^{(+)}(t-\tau_1 + \delta\tau) \\ E_{D2}^{(+)}(t) &= \sqrt{T} E_2^{(+)}(t-\tau_1) + i\sqrt{R} E_1^{(+)}(t-\tau_1 - \delta\tau) \end{aligned} \quad (7)$$

ただし、ビームスプリッターの透過率  $\sqrt{T}$  と反射率  $i\sqrt{R}$  は結合マトリクスとしてユニタリー性を満足するように選ばれている。 $\tau_1$  は BS が中央にあるとき光が BS から  $D_1, D_2$  へ至るに要する時間、 $c\delta\tau$  は BS の中央位置からの移動距離である。

検出器  $D_1$  と  $D_2$  による同時計数を行うとする<sup>6,7)</sup>。これに対する4次の相関関数は

$$P_{22}(\tau) = K \langle E_{D1}^{(+)}(t) E_{D2}^{(+)}(t+\tau) \times E_{D2}^{(+)}(t+\tau) E_{D1}^{(+)}(t) \rangle \quad (8)$$

である。 $\tau$  は検出器の有限の応答時間のために、 $D_2$  における検出が  $D_1$  より遅れることを表す。実際の同時計数確率は  $\tau$  と測定時間  $t$  について平均し、さらに光源に対する集団平均をとって求められる。

パラメトリック蛍光をこのようなビームスプリッターに入射して行う実験を図5に示す。これは次節で述べるマッハ・ツェンダー干渉計の変形と考えられる。ポンプ光の周波数を  $\omega_0$ 、シグナルの周波数を  $\omega_s = \omega$  とすると、アイドラーの周波数は  $\omega_i = \omega_0 - \omega$  である。入射光の光子数状態を

$$|\phi\rangle = \int d\omega \phi(\omega) |\omega_0 - \omega\rangle_i |\omega\rangle_s \quad (9)$$

で表す。ここで、 $|\omega\rangle_s$  はシグナル光子が  $\omega$  のモードに 1 個だけあり、他のモードの光子数はすべてゼロである状態を表すものとする。式(7)の  $E_1^{(+)}(t)$ ,  $E_2^{(+)}(t)$  も周波数に展開して、

$$\left. \begin{aligned} E_1^{(+)}(t) &= \frac{1}{2\pi} \int d\omega a_s(\omega) \exp(-i\omega t) \\ E_2^{(+)}(t) &= \frac{1}{2\pi} \int d\omega a_i(\omega) \exp(-i\omega t) \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

とする。ここでも 2. 節と同様に  $a_s$ ,  $a_i$  およびその共役  $a_s^\dagger$ ,  $a_i^\dagger$  は消滅および生成演算子である。式(7)と(10)を式(8)に代入し、式(9)に対する期待値を求める。式(9)は単一光子状態の積であることから、式(3)の第 1, 2 項に相当する項はゼロとなり、第 3~6 項に相当する 4 項のみが残る。これを 2 乗の形にまとめると

$$P_{12}(\tau) = \frac{K}{(2\pi)^4} \left| \int d\omega \phi(\omega) \left[ T \exp \left\{ i \left( \omega - \frac{\omega_0}{2} \right) \tau \right\} - R \exp \left\{ -i \left( \omega - \frac{\omega_0}{2} \right) (\tau - 2\delta\tau) \right\} \right] \right|^2 \quad (11)$$

が得られる。 $\omega$  で平均をとるとき、 $\phi(\omega)$  が  $\omega_0/2$  を中心とする対称関数であれば、指数関数の余弦部分のみが残る。故に、 $\delta\tau=0$  のときは、 $T=R=1/2$  で、 $\tau$  の如何によらず  $P_{12}(\tau)=0$  となる。 $\phi(\omega)$  をガウス型にとって、検出器の応答時間  $\tau_R$  で平均

$$\mathcal{P}_{12}(\delta\tau) = \frac{1}{\tau_R} \int_{-\tau_R/2}^{\tau_R/2} d\tau P_{12}(\tau) \quad (12)$$

を計算すると図 6 のようになる。Mandel らは実験的にこれを確かめることができた<sup>6)</sup>。ここに得られた同時計数の 100% のへこみは、次節に述べる古典場の場合の最大 50% のへこみと異なり、量子効果である。これは 2. 節で見たのと同様に、式(3)の第 1, 2 項が消えたことによるもので、1 光子状態 ( $n_s=1$ ,  $n_i=1$ ) の特質であ

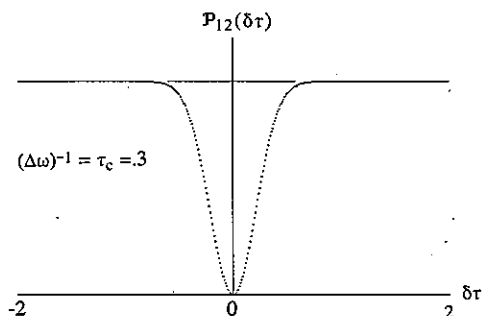


図 6 パラメトリック蛍光の二光子干渉による同時計数のへこみ。 $\Delta\omega$  はパラメトリック蛍光のスペクトル幅。

る。

このへこみは、ビームスプリッターの両側から同時に 1 個ずつの光子が入射したときには、 $T=R=1/2$  の場合、必ずそれぞれの側に 2 個と 0 個、または 0 個と 2 個になって出射するという一般原理を反映したものである<sup>6)</sup>。この原理は次のように示される。すなわち、図 4 の記号を用いて、入力側の光子数状態は

$$|1_1, 1_2\rangle = a_1^\dagger a_2^\dagger |0_1, 0_2\rangle \quad (13)$$

とかけるから、出力側の状態としては式(7)を用いると

$$\begin{aligned} & (\sqrt{T} a_{D1}^\dagger + i\sqrt{R} a_{D2}^\dagger)(\sqrt{T} a_{D2}^\dagger + i\sqrt{R} a_{D1}^\dagger) |0_{D1}, 0_{D2}\rangle \\ &= (T-R) |1_{D1}, 1_{D2}\rangle \\ &+ i\sqrt{2TR} \{ |2_{D1}, 0_{D2}\rangle + |0_{D1}, 2_{D2}\rangle \} \quad (14) \end{aligned}$$

が得られる。したがって、図 6 のへこみは二つの光子が同時にビームスプリッターに到着する確率分布を測ったことになっている。この 2 光子の到着時刻の分布は、光子の波束の広がりという意味している。ところで実験によると、図 6 のへこみ幅は、用いた干渉フィルター (図 5 の F) の透過スペクトル  $\phi(\omega)$  で決まった。これは、光子の波束の幅はスペクトル広がりによって決まるということに一致する。このようにして波束の幅を測ったことになる。

へこみの両側の高いレベルは、光子の波束としては重ならないが、検出器と計数回路では同時と見なした計数値を示す。この同時とみなす時間がたとえ数ナノ秒でも、 $\delta\tau$  に対する時間分解能に限界はない。

ところで、式(9)のように二つの光子  $s$  と  $i$  が、それぞれ直交した状態  $\omega, \omega', \dots$  およびそれと相関をもつ  $\omega_0 - \omega, \omega_0 - \omega', \dots$  の状態をとるような二光子系は Schrodinger によって一般にもつれた (entangled) 状態と呼ばれた<sup>19)</sup>。その理由は、この状態が  $|\chi\rangle_i |\xi\rangle_s$  のように因子に分解できないからである。このもつれた状態はこれまでも様々な特異な現象を現し、たとえば 2. 節で述べた思考実験の検証実験にも用いられた<sup>10), 23)</sup>。

このもつれた状態としては、真空場がもつれ込んだ干渉も量子効果として興味深い<sup>9)</sup>。一般にパラメトリック蛍光の状態は真空から生成され

$$|\phi(t)\rangle = M |\text{vac}\rangle_s |\text{vac}\rangle_i + \eta E_p |\omega\rangle_s |\omega_0 - \omega\rangle_i$$

と表される。ここで  $E_p$  はポンプ光電場、 $M$  は  $|\phi\rangle$  を正規化するように決められる。2 台のパラメトリック増幅器からの光を、図 3 の A, B から入射すると、その同時計数率は真空場を巻き込んで  $M$  の 2 乗に比例することが Mandel によって指摘された。

#### 4. 古典的な光の二光子相関

レーザー光や熱放射などはしばしば古典的な場として

記述される。このような光の4次の相関をとるために、同一光源からの光を二つに分けて、図3のA、Bの光源とする場合には、その位相  $\phi_A$  と  $\phi_B$  の間にコヒーレンスが存在し、電場の干渉が起こってしまう。同様なことは2台のレーザーを用いる場合にも生ずる。これを避け、式(6)の6項に相当する項だけを残すためには、 $\phi_A$  と  $\phi_B$  をランダムに変調してやらなければならない。Mandel は、このように電場間の干渉縞を消した上でも、なお二つの異なる周波数のレーザー光 (cw アルゴンレーザーの 488 nm と 514.5 nm) の間のビートが強度干渉によって測定できることを示した<sup>16)</sup>。なお、このとき、ナノ秒程度の遅い検出器を用いたにもかかわらず、周期 30 fs のビートが測定された。

また、Mandel らは色素レーザーの軸外に出る蛍光のコヒーレンス時間を測定した<sup>17)</sup>。彼らは、式(8)の  $E$  を古典的場とし、 $\phi_A, \phi_B$  をゆっくり変調したとき、 $\tau$  を検出器の分解時間  $\tau_R$  の間で平均した式として

$$2K\sqrt{RT}(R+T)\tau_R \times \left\{ \langle I_0 \rangle^2 - \frac{1}{2} |\langle E_1^*(t)E_0(t+\delta\tau) \rangle|^2 \right\} \quad (15)$$

を得た。第1項は平均パワーの2乗である。第2項は2次の相関関数の2乗であるので、 $\delta\tau = \tau_c$  の範囲で50%のへこみが現れる。蛍光を干渉フィルターに通した実験で  $\tau_c \sim 65$  fs を得た。これはちょうど干渉フィルターのバンド幅の逆数に一致した。

これらの実験がすべて、電場干渉で得られるビートや  $\tau_c$  を測るのに対して、われわれは強度干渉によって、電場に関するコヒーレンス時間と、強度の相関時間としてのパルス幅あるいはパルス波形を同時に測定することを考えた<sup>18-21)</sup>。この実験の配置を図7のマッハ・ツェンダー型の干渉計、あるいは図8のマイケルソン型干渉計で示す。マッハ・ツェンダー型の場合には、ビームスプリッター BS<sub>1</sub> で分かれた直後の二つのビームの電場を式(7)の  $E_1^{(+)}$  と  $E_2^{(+)}$  で表す。ただし、図7のようなランダムな位相変調  $\exp\{-i\phi(t-\tau_1)\}$  と  $\exp\{-i\phi(t-\tau_1-$

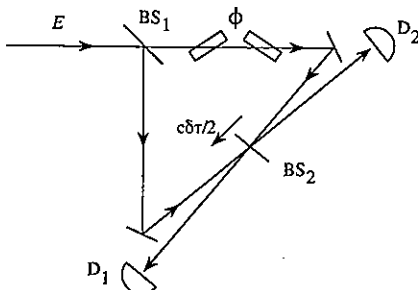


図7 マッハ・ツェンダー型干渉計による同時計数

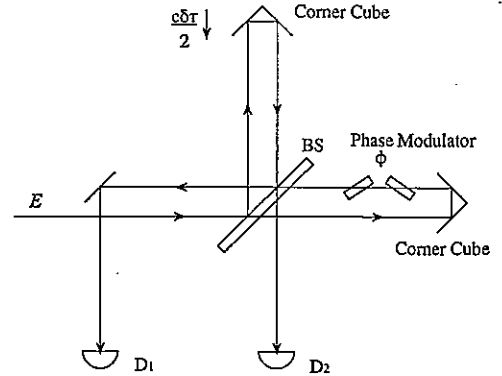


図8 マイケルソン型干渉計による同時計数

$\delta\tau$ ) を  $E_1(t-\tau_1)$  と  $E_1(t-\tau_1-\delta\tau)$  にそれぞれ掛けておく。  $\phi$  はゆっくり変化すると仮定する。  $\phi$  によって消えてしまわない項として再び6項が残る。そのうち、交差項は

$$-TR \langle E^{(+)}(t)E^{(+)}(t+\tau)E^{(+)}(t+\tau-\delta\tau)E^{(+)}(t+\delta\tau) \rangle \quad (16)$$

およびその共役項である。ここで  $\delta\tau$  が入っているのが図2の干渉計と異なる点である。  $\tau$  は  $\tau_R$  の範囲で平均するから  $\delta\tau \ll \tau_R$  であるかぎり、 $\tau \rightarrow \tau + \delta\tau$  と置きかえてもよい。このようにすると式(16)は

$$-TR \langle E^{(+)}(t)E^{(+)}(t+\tau+\delta\tau)E^{(+)}(t+\tau)E^{(+)}(t+\delta\tau) \rangle \quad (17)$$

となる。これはちょうどマイケルソン干渉計の場合になっている。

このような干渉計によって、パルス列をなすレーザーパルスのコヒーレンス時間とパルス幅を測ることを考える。このパルス電場をパルス波形を表す  $C(t)$  とゆらぎを表す  $A(t)$  を用いて  $E^{(+)}(t) = C(t)A(t)$  と表せるとする。この  $A(t)$  を多モードに展開して、

$$A(t) = \sum_k A_k \exp(-i\omega_k t) \quad (18)$$

とする。式(17)を用いると、これは

$$\begin{aligned} & -TR C(t)C(t+\tau+\delta\tau)C(t+\tau)C(t+\delta\tau) \\ & \times \sum_k \sum_{k'} \sum_{k''} \sum_{k'''} \langle A_k^* A_{k'}^* A_{k''} A_{k'''} \rangle \exp(i\omega_k t) \\ & \times \exp[i\omega_{k'}(t+\tau+\delta\tau)] \exp[-i\omega_{k''}(t+\tau)] \\ & \times \exp[-i\omega_{k'''}(t+\delta\tau)] \end{aligned} \quad (19)$$

となる。モードについて和をとるとき、 $k = k''$ ,  $k' = k''$  の場合と、 $k = k''$ ,  $k' = k'''$  の場合のみ式(19)は残り、次式のそれぞれ第1項と第2項となる。

$$\begin{aligned} & -TR C(t)C(t+\tau+\delta\tau)C(t+\tau)C(t+\delta\tau) \\ & \times \sum_{k, k'} \langle |A_k|^2 |A_{k'}|^2 \rangle [\exp\{-i(\omega_k - \omega_{k'})\delta\tau\} \\ & + \exp\{-i(\omega_k - \omega_{k'})\tau\}] \end{aligned} \quad (20)$$

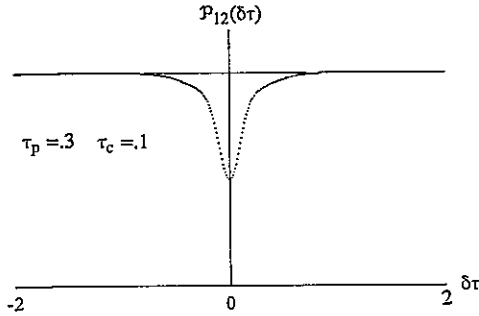


図9 レーザーパルスの二光子干渉による同時計数のへこみ。  $\tau_p$  はパルス幅,  $\tau_c$  はコヒーレンス時間。

NORMALIZED COINCIDENCE COUNT

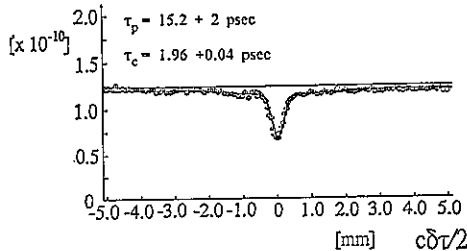


図10 レーザーパルスの二光子干渉による同時計数のへこみ (実験)

ここで,  $\omega_k$  の分布によって与えられる  $\tau_c$  を用いると, 式(20)の指数関数の第1項は  $|\delta\tau| < \tau_c$  のとき, 第2項は  $|\tau| < \tau_c$  のとき有限の値をとる。さらに, パルス波形  $|C(t)|^2$  のもつ幅を  $\tau_p (\gg \tau_c)$  とすると,  $C(t)$  の四つの積は,  $\delta\tau < \tau_c$  のときには  $|\tau| \leq \tau_p$  の範囲で,  $|\tau| < \tau_c$  のときには  $|\delta\tau| \leq \tau_p$  の範囲で式(20)は有限の大きさをもつ。故に,  $\tau_p \gg \tau_c$  の場合には, 式(20)の第1項は  $|\delta\tau| < \tau_c$  の範囲で  $\tau_p$  に比例する大きさのへこみを与え, 第2項は  $|\delta\tau| < \tau_p$  の範囲で  $\tau_c$  に比例する大きさのへこみを与えることになる。  $C(t)$  としてガウス型を仮定した計算では, 第1項のへこみ幅は  $\tau^* = \sqrt{1/\tau_p^2 + 1/\tau_c^2}$  で与えられ, 第2項の寄与の大きさは  $\tau^*$  に比例することがわかる。この場合の計算例を図9に示す。

このようにして, 強度変化をする光を用いると, 強度干渉法によって, cw 光の場合には注目されなかった包絡線強度の相関が測定されることがわかった。さらに, 図7, 8のように, 第2のビームスプリッターを用いるため, 時間分解能が検出器の応答時間によらない測定が  $\delta\tau$  の移動によってできることになった。モード同期色素レーザーのパルスを測定した結果を図10に示す。得られた  $\tau_p = 15 \text{ ps}$  と  $\tau_c = 1.9 \text{ ps}$  は, SH 自己相関法で求めた値とよく一致する。

## 5. あとがき

強度干渉における量子的干渉と古典的干渉の基本的なことがらを述べてきた。量子的干渉についてはベルの不等式に関する研究や<sup>10,12-15</sup>, Franson の提唱した二光子干渉やパラドックス<sup>13</sup>, また, われわれの行っているスクイズド光の統計性の測定<sup>18,21,22</sup>)などについては述べられなかった。包絡線の強度干渉については, われわれの次の目標は超高速の蛍光寿命測定であるが, さらに広域の波長範囲, 特に短波長領域での超高速測定にも適用してみたい。また, これらの光における光学過程の量子論も完成させたい。

本研究の協力者, 特に久我隆弘, 宮本洋子の両氏に感謝いたします。

## 文 献

- 1) R. Hanbury Brown and R. Q. Twiss: *Nature*, **177** (1956) 27; *Proc. Roy. Soc. A*, **242** (1957) 300; *ibid.* **A**, **243** (1958) 291.
- 2) G. A. Rebka and R. V. Pound: *Nature*, **180** (1957), 1035.
- 3) R. J. Glauber: *Quantum Optics and Electronics*, ed. C. DeWitt, A. Blandin and C. Cohen-Tannoudji (Gordon and Breach, New York, 1965) p. 63.
- 4) R. Loudon: *The Quantum Theory of Light* (Oxford, 1973) p. 111.
- 5) R. Ghosh and L. Mandel: *Phys. Rev. Lett.*, **59** (1987) 1903.
- 6) C. K. Hong, Z. Y. Ou and L. Mandel: *ibid.*, **59** (1987) 2044.
- 7) Z. Y. Ou and L. Mandel: *ibid.*, **61** (1988) 54.
- 8) Z. Y. Ou and L. Mandel: *ibid.*, **62** (1989) 2941.
- 9) Z. Y. Ou, L. J. Wang and L. Mandel: *Phys. Rev. A*, **40** (1989) 1428.
- 10) Z. Y. Ou and L. Mandel: *Phys. Rev. Lett.*, **61** (1988) 50.
- 11) J. D. Franson: *ibid.*, **62** (1989) 2205; *Proc. of the 3rd Int. Symp. Foundation of Quantum Mechanics*, ed. S. Kobayashi *et al.* (Phys. Soc. Japan, 1990) p. 177.
- 12) P. Grangier, M. J. Potasek and B. Yurke: *Phys. Rev. A*, **38** (1988) 3132.
- 13) M. A. Horne, A. Shimony and A. Zeilinger: *Phys. Rev. Lett.*, **62** (1989) 2209.
- 14) P. G. Kwiat, W. A. Vareka, C. K. Hong, H. Nathel and R. Y. Chiao: *Phys. Rev. A*, **41** (1990) 2910.
- 15) J. G. Rarity and F. R. Tapster: *Phys. Rev. Lett.*, **64** (1990) 2495.
- 16) Z. Y. Ou, E. C. Gage, B. E. Magill and L. Mandel: *Opt. Commun.*, **69** (1988) 1.
- 17) Z. Y. Ou, E. C. Gage, B. E. Magill and L. Mandel: *J. Opt. Soc. Am. B*, **6** (1989) 100.
- 18) M. Matsuoka and T. Kuga: Two-photon correlation measurements on coherent and squeezed light pulses, U.S.-Japan Seminar, Sept. 3-7, Kyoto, 1990.
- 19) 中山洋子, 久我隆弘, 松岡正浩: 日本物理学会 1990 年秋予稿集 2 (1990) p. 380.
- 20) 中山洋子, 久我隆弘, 馬場基芳, 松岡正浩: 日本物理学会 1991 年春予稿集 (1991) p. 397.
- 21) 中山洋子: 東京大学大学院理学系修士論文 (1991).
- 22) 久我隆弘, 中山洋子, 平野琢也, 松岡正浩: 日本物理学会 1990 年秋予稿集 2 (1990) p. 379; 同 1991 年春予稿集 (1991) p. 397.
- 23) A. Aspect, P. Grangier and G. Roger: *Phys. Rev. Lett.*, **47** (1981) 460; *ibid.*, **49** (1982) 91.