

공명형광과 레이저광과의 4차 간섭

김태수 · 홍순철 · 나상균 · 김갑진

울산대학교 물리학과

(1991년 9월 27일 받음)

레이저로 여기된 원자에서 방출하는 형광과 여기용 레이저 빛이 중첩 되었을때 일어나는 4차 간섭현상을 조사하였다. 간섭무늬 선명도(visibility)가 50% 이상의 비고전적 효과가 나타나는 조건을 검토하였으며 2차 간섭무늬 선명도와 비교하였다. 여기레이저를 원자에 입사시킨 후 오랜 시간이 경과하면 $\Omega/\beta \gg 1$ 일때 2차 간섭현상은 소멸하는 데 반하여 4차 간섭은 존재함을 알 수 있다.

I. 서 론

한 광원에서 출발한 두 광이 중첩되면 빛의 파동성 때문에 간섭현상을 일으키는 것은 잘 알려진 사실이다. 간섭무늬가 뚜렷이 관측될 때 우리는 간섭성광(coherent light)이라 하고 간섭무늬가 보이지 않을 때 비간섭성광(incoherent light)이라고 흔히 말한다. 비간섭성광에 있어서 육안, 사진건판, 또는 측정장치에 간섭무늬가 쉽사리 포착되지 않는 것은 간섭무늬가 없어서가 아니라 간섭무늬가 빠른 속도로 무질서하게 움직이기 때문이다. 따라서 이론적으로는 간섭무늬의 존재를 설명할 수 있다.^[1]

그러면 두개의 독립된 광원에서 출발한 독립광이 중첩되면 간섭이 일어날까? 1930년 Dirac은 그의 저서에서 "Each photon interferes only with itself. Interference between two different photons never occurs."라고 언급한 바 있다. 이는 서로 다른 광원에서 나온 광파 사이에는 결코 간섭이 일어날 수 없음을 주장하는 것이다. 이것은 독립적인 두 광원으로부터의 광파는 간섭 무늬가 빠르게 변하므로 그 당시의 측정 기구로는 간섭무늬의 측정이 불가능하였기 때문이라 생각할 수 있다. 60년대 이르러 새로운 광원 즉 레이저의 출현과 측정장비의 발전으로 두 독립광원의 간섭실험이 가능하게 되었으며 실제로 Magyar와 Mandel^[2]에 의해 두 독립광원의 간섭현상은 측정되었다.

이와 같이 광파가 동일한 광원에서 나온 것이든 2개의 서로 다른 광원에서 출발한 것이든 간에 위상이 일정한 고전광에 대해서는 무늬 선명도가 1인 간섭무늬가 존재한다. 간섭무늬가 측정되는 지의 여부는 단지 측정장치의

시간분해능에 달려 있는 것이다. 그러나 양자장, 즉 비고전광에 있어서는 QED 이론에 따르면 일정한 위상이 존재하지 않으므로 2차 간섭무늬는 존재할 수 없다. 따라서 Fock 상태와 같은 양자장에서는 2차 간섭무늬는 기대할 수 없다.^[3]

Hanbury Brown과 Twiss^[4]가 1956년에 실시한 세기상관 실험은 빛의 간섭현상에 대한 새로운 전기를 마련하였다. 세기상관은 바로 빛의 4차 간섭으로써 위상에 관계하는 2차 간섭과 달리 실험이 비교적 용이한 이점이 있고 2차 간섭이 불가능한 비고전광에서도 간섭무늬를 얻을 수 있다. 최근에는 antibunching, sub-Poisson 통계, squeezing 등 빛의 비고전적 효과를 보이는 parametric down-conversion, 단일 원자의 공명형광 등에 대한 4차 간섭 연구가 꾸준히 진행되고 있다.^[5-8] Mandel^[9]의 연구결과에 따르면 고전광에 대한 4차 간섭은 무늬 선명도 V 가 최대 0.5까지 가능하며 비고전광에 있어서는 1까지 가능성이 증명 된 바 있다. 따라서 고전광의 상한선인 0.5를 넘어서면 빛의 양자효과라 할 수 있다.

본 논문에서는 비고전광과 고전광의 4차 간섭, 즉 레이저로 여기된 원자에서 방출되는 공명형광(비고전광)과 여기레이저(고전광)의 두 독립광원에 대한 4차간섭에 V 가 0.5 이상인 조건을 살펴보고 2차간섭과 비교하였다.

II. 4차 간섭무늬의 선명도

두 광원으로부터 진동수가 ω_1 과 ω_2 이고 선폴이 각각 $\Delta\omega_1$ 과 $\Delta\omega_2$ 인 광파가 간섭을 일으키는 경우를 생각하자. 그림 1에서 보는 바와 같이 두광원은 편광 방향이 같고 각각 k_1, k_2 방향으로 전파되며 사이각은 $\delta\theta$ 이다. 이때 광은 공간적으로 균일하고 (homoge-

*본 연구는 과학재단의 지원으로 수행되었음.

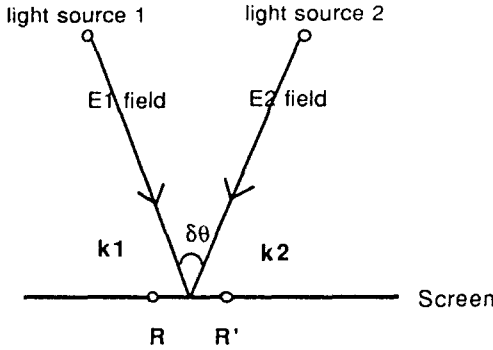


그림 1. 두 독립광 사이의 4차 간섭 ($\delta\theta$ 는 과장된 것임)

neous) 시간적으로는 정상상태(stationary)라고 전체 한다면 각 광파에 대한 전장 연산자(operator)의 양의 진동수부분은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\hat{E}_1^{(+)}(\mathbf{R}, t) = \frac{1}{\sqrt{V}} \sum_{|\omega_1|} l(\omega_1) \hat{a}(\omega_1) e^{i(\omega_1 \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{R} / c - \omega_1 t)} \quad (1)$$

$$\hat{E}_2^{(+)}(\mathbf{R}, t) = \frac{1}{\sqrt{V}} \sum_{|\omega_2|} l(\omega_2) \hat{a}(\omega_2) e^{i(\omega_2 \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{R} / c - \omega_2 t)} \quad (2)$$

여기서 $l(\omega) = i\sqrt{\hbar\omega/2\epsilon_0}$ 이고 V 는 양자체적(quantization volume)이며 \hat{a} 는 광자소멸 연산자이다. 시간 t 일때 간섭평면의 위치 \mathbf{R} 에서의 총 전장은

$$\hat{E}^{(+)}(\mathbf{R}, t) = \hat{E}_1^{(+)}(\mathbf{R}, t) + \hat{E}_2^{(+)}(\mathbf{R}, t) \quad (3)$$

이다.

시간 t , 위치 \mathbf{R} 에서 광자 한개를 측정하고 시간 $t + \tau$, 위치 \mathbf{R}' 에서 또 한개의 광자를 측정할 확률은

$$\begin{aligned} P_{12}(\mathbf{R}, t; \mathbf{R}', t + \tau) &= k \langle T: \hat{I}(\mathbf{R}, t) \hat{I}(\mathbf{R}', t + \tau) \rangle \\ &= k \langle T[\hat{E}^{(+)}(\mathbf{R}, t) \hat{E}^{(+)}(\mathbf{R}', t + \tau) \hat{E}^{(+)}(\mathbf{R}', t + \tau) \hat{E}^{(+)}(\mathbf{R}, t)] \rangle \\ &= k \langle T[\hat{E}_1^{(+)}(\mathbf{R}, t) + \hat{E}_2^{(+)}(\mathbf{R}, t)][\hat{E}_1^{(+)}(\mathbf{R}', t + \tau) + \hat{E}_2^{(+)}(\mathbf{R}', t + \tau)] \\ &\quad \langle [\hat{E}_1^{(+)}(\mathbf{R}', t + \tau) + \hat{E}_2^{(+)}(\mathbf{R}', t + \tau)][\hat{E}_1^{(+)}(\mathbf{R}, t) + \hat{E}_2^{(+)}(\mathbf{R}, t)] \rangle \end{aligned} \quad (4)$$

로 주어진다.^[10] 여기서 k 는 비례상수이고::는 정규순서(normal ordering), T 는 시간순서(time ordering)을 나타낸다. 위 식을 전개하고 각 항을 검토해보면 무질서한 위상 때문에 짝이 맞지 않는 항 즉 $\langle [E_1^{(-)} E_1^{(+)} E_1^{(+)} E_2^{(+)}] \rangle$ 등은 0이 되고 여섯 항만 남는다. $E(\mathbf{R}, t)$ 는 E 로 $E(\mathbf{R}', t + \tau)$ 는 E' 로 표시하면

$$P_{12}(\mathbf{R}, t; \mathbf{R}', t + \tau) =$$

$$k \langle T: \hat{I}_1 \hat{I}'_1 \rangle + \langle T: \hat{I}_2 \hat{I}'_2 \rangle + \langle T: \hat{I}_1 \hat{I}'_2 \rangle + \langle T: \hat{I}_2 \hat{I}'_1 \rangle + \langle T: (\hat{E}_2^{(-)} \hat{E}_1^{(+)} \hat{E}_2^{(+)} \hat{E}_1^{(-)}) \rangle + \langle T: (\hat{E}_1^{(-)} \hat{E}_2^{(+)} \hat{E}_1^{(+)} \hat{E}_2^{(-)}) \rangle \quad (5)$$

앞의 두항은 균일성과 간섭면에 $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2$ 가 거의 수직이라는 점을 고려하면 \mathbf{R} 또는 \mathbf{R}' 에 크게 영향을 받지 않으므로 자기상관(auto correlation)항은

$$\langle T: \hat{I}_1 \hat{I}'_1 \rangle = \langle T: \hat{I}_1(t + \tau) \hat{I}_1(t) \rangle = \langle \hat{I}_1 \rangle^2 [1 + \lambda_1(\tau)] \quad (6)$$

$$\langle T: \hat{I}_2 \hat{I}'_2 \rangle = \langle T: \hat{I}_2(t + \tau) \hat{I}_2(t) \rangle = \langle \hat{I}_2 \rangle^2 [1 + \lambda_2(\tau)] \quad (7)$$

로 쓸 수 있다. 여기서 λ_i 는 규격화된 세기 상관으로서

$$\begin{aligned} \lambda_i(\tau) &= \frac{\langle T: \hat{I}_i(t) \hat{I}_i(t + \tau) \rangle}{\langle \hat{I}_i \rangle^2} - 1 \\ &= \frac{\langle T: \hat{\Delta I}_i(t) \hat{\Delta I}_i(t + \tau) \rangle}{\langle \hat{I}_i \rangle^2} \quad (i=1,2) \end{aligned} \quad (8)$$

이다. $\lambda_i(0)$ 는 고전광에 대해서는 0 보다 큰 값을 가지지만 비고전광에 대해서는 0에서 -1까지 음수 값을 가질 수 있다. 고전광에 대해서 (5)식을 검토해 보면 첫째 두항이나 가운데 두항은 마지막 두항 크기보다 크기 때문에 선명도가 50%를 초과 할 수 없다. 따라서 50%의 선명도는 비고전효과라 할 수 있다. 가운데 두항 즉 타상관(cross correlation)항은 독립적인 두광원에서 나온 것으로서 광파의 균질성으로부터

$$\langle T: \hat{I}_1 \hat{I}'_2 \rangle = \langle \hat{I}_1 \rangle \langle \hat{I}'_2 \rangle = \langle \hat{I}_1 \rangle \langle \hat{I}_2 \rangle \quad (9)$$

$$\langle T: \hat{I}_2 \hat{I}'_1 \rangle = \langle \hat{I}_2 \rangle \langle \hat{I}'_1 \rangle = \langle \hat{I}_1 \rangle \langle \hat{I}_2 \rangle \quad (10)$$

로 쓸 수 있다.

나머지 두 간섭 항을 살펴보자 각각의 전장은 진동수가 각각 ω_{01}, ω_{02} 을 중심으로 한 대칭적인 분포를 가진다고 가정하자. $\omega_1 = \omega_{01} + \omega', \omega_2 = \omega_{02} + \omega''$ 라 표시하고 $\langle a^+(\omega) a(\omega') \rangle = \langle a^+(\omega) a(\omega') \rangle \delta_{\omega\omega'} = n(\omega) \delta_{\omega\omega'}$ 를 이용하면

$$\begin{aligned} &\langle T[E_2^{(-)} E_1^{(+)} E_2^{(+)} E_1^{(-)}] \rangle + \langle T[E_1^{(-)} E_2^{(+)} E_1^{(+)} E_2^{(-)}] \rangle \\ &= \langle E_1^{(-)}(\mathbf{R}, t) E_2^{(-)}(\mathbf{R}', t + \tau) E_1^{(+)}(\mathbf{R}', t + \tau) E_2^{(+)}(\mathbf{R}, t) \rangle + C.C. \end{aligned}$$

$$= \frac{1}{V_2} \sum_{\omega', \omega''} |l(\omega_{01} + \omega')|^2 |l(\omega_{02} + \omega'')|^2 n_1(\omega_{01} + \omega') n_2(\omega_{02} + \omega'') \exp[i\omega'(\mathbf{k}_1 \cdot \delta \mathbf{R} / c - \tau)]$$

$$-i\omega''(k_2 \cdot \delta R/c - \tau) - i\tau(\omega_{01} - \omega_{02}) + i[(k_1\omega_{01} - k_2\omega_{02}) \cdot \delta R/c] + C.C. \quad (11)$$

여기서 $\delta R = R' - R$ 이다. 따라서 (5) 식은

$$P_{12}(R, R', \tau) = k[\langle \hat{I}_1 \rangle^2 [1 + \lambda_1(\tau)] + \langle \hat{I}_2 \rangle^2 [1 + \lambda_2(\tau)] + 2\langle \hat{I}_1 \rangle \langle \hat{I}_2 \rangle + \frac{1}{V^2} \sum_{\omega, \omega'} |l(\omega_{01} + \omega')|^2 |l(\omega_{02} + \omega'')|^2 n_1(\omega_{01} + \omega') n_2(\omega_{02} + \omega'') \exp\{i\omega'(k_1 \cdot \delta R/c - \tau) - i\omega''(k_2 \cdot \delta R/c - \tau) - i\tau(\omega_{01} - \omega_{02}) + i[(k_1\omega_{01} - k_2\omega_{02}) \cdot \delta R/c] + C.C.}] \quad (12)$$

이 되고 만약 T시간 동안 측정 한다면

$$P_{12}(R, R', T) = kT[\langle \hat{I}_1 \rangle^2 [1 + \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \lambda_1(\tau) d\tau] + \langle \hat{I}_2 \rangle^2 [1 + \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \lambda_2(\tau) d\tau] + 2\langle \hat{I}_1 \rangle \langle \hat{I}_2 \rangle + \frac{1}{V^2} \sum_{\omega, \omega'} |l(\omega_{01} + \omega')|^2 |l(\omega_{02} + \omega'')|^2 n_1(\omega_{01} + \omega') n_2(\omega_{02} + \omega'') \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \exp\{i\omega'(k_1 \cdot \delta R/c - \tau) - i\omega''(k_2 \cdot \delta R/c - \tau) - i\tau(\omega_{01} - \omega_{02}) + i[(k_1\omega_{01} - k_2\omega_{02}) \cdot \delta R/c] + c.c.}] \quad (13)$$

로 표현된다.^[11]

전장은 각각 준 단색성 (quasi-monochromatic) $\Delta\omega_k < \omega_0$ 이고 중간진동수 ω_{01} 과 ω_{02} 는 같다고 가정하자. $\omega_{01} = \omega_{02} = \omega_0$ 따라서 $|T(\omega_{01} - \omega_{02})| \ll 1$ 이 될때 간섭항이 커진다.

$$L_1(\tau) = C \int d\omega' |l(\omega_{01} + \omega')|^2 n_1(\omega_{01} + \omega') e^{i\omega'\tau} \quad (14)$$

라 놓으면 (여기서 C는 상수)

$$P_{12}(R, R', T) = kT[\langle \hat{I}_1 \rangle^2 [1 + \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \lambda_1(\tau) d\tau] + \langle \hat{I}_2 \rangle^2 [1 + \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \lambda_2(\tau) d\tau] + 2\langle \hat{I}_1 \rangle \langle \hat{I}_2 \rangle + 2\cos[(k_1 - k_2) \cdot \delta R \omega_0/c] \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} d\tau L_1(k_1 \cdot \delta R/c - \tau) L_2(k_2 \cdot \delta R/c - \tau)] \quad (15)$$

이다.^[11] 측정장치의 위치에 따라서 간섭항이 변하며 간섭무늬의 간격 $L = \lambda_0/\delta\theta$ 이다. 따라서 간섭무늬의 선명도

$$V = \frac{\frac{2}{T} \int_{-T/2}^{T/2} d\tau L_1(k_1 \cdot \delta R/c - \tau) L_2(k_2 \cdot \delta R/c - \tau)}{\langle \hat{I} \rangle^2 [1 + \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \lambda_1(\tau) d\tau] + \langle \hat{I}_2 \rangle [1 + \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \lambda_2(\tau) d\tau] + 2\langle \hat{I} \rangle \langle \hat{I}' \rangle} \quad (16)$$

이고 만약 측정시간 T가 짧아서 $T\Delta\omega_k \ll 1$ 이고 $\Delta\omega_k(k_1 \cdot R)/c \ll 1$ 일때 V가 최대가 되며 다음과 같이 쓸 수 있다.^[11]

$$V = \frac{2\langle \hat{I}_1 \rangle \langle \hat{I}_2 \rangle}{\langle \hat{I}_1 \rangle^2 [1 + \lambda_1(0)] + \langle \hat{I}_2 \rangle^2 [1 + \lambda_2(0)] + 2\langle \hat{I}_1 \rangle \langle \hat{I}_2 \rangle} \quad (17)$$

고전적인 광에 대해서는 $\lambda_i(0) \geq 0$ 이므로

$$V_{cl} \leq \frac{2\langle \hat{I}_1 \rangle \langle \hat{I}_2 \rangle}{\langle \hat{I}_1 \rangle^2 + \langle \hat{I}_2 \rangle^2 + 2\langle \hat{I}_1 \rangle \langle \hat{I}_2 \rangle} \quad (18)$$

$\langle I_1 \rangle = \langle I_2 \rangle$ 일때 V_{cl} 값은 최대가 되어 1/2이 된다. $\lambda_i(0)$ 가 0보다 작은 값을 가지는 비고전광에 대해서는 V는 1/2 이상이 될 것이고 $\lambda_i(0)$ 가 -1일 경우 V는 1이되므로 100%에 도달하게 된다. 비고전적인 효과가 나타나기 위해서는 $\langle I_1 \rangle = \langle I_2 \rangle$ 일 경우

$$1 + \lambda_1(0) + 1 + \lambda_2(0) < 2 \quad (19)$$

즉, $\lambda_1(0) + \lambda_2(0) < 0$ 일 경우이다.

III. 공명형광과 레이저광과의 4차 간섭

위의 4차간섭에 대한 일반적인 표현으로부터 이제 레이저로 여기된 원자로부터 방출되는 형광과 레이저광

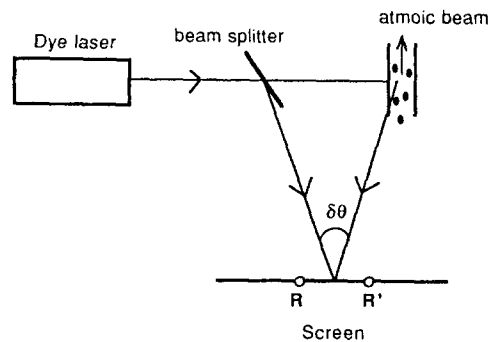


그림 2. 원자형광과 여기 레이저의 4차 간섭 (δ 는 과장된 것임)

사이의 4차 간섭현상에 적용해보자. 이것은 그림 2에서 보는 바와 같이 dye 레이저를 Na 원자비에 공명흡수시키 이 때 방출하는 광과 여기 단일 모드 dye 레이저 광을 중첩시켜 간섭 무늬를 측정하는 것도 한 예가 된다.

두 독립 광원의 간섭실험의 에너지 준위의 간격이 $\hbar\omega_0$ 이고 쌍극자 능률이 μ 인 2준위 원자가 원점에서 레이저광에 의해 여기된 후 광을 방출할 때 r 만큼 떨어진 지점에서 시간 t 에서의 양의 진동수 전장은

$$\hat{E}_{qu}^{+}(r,t) = \frac{\omega_0^2}{4\pi\epsilon_0 c^2 r} \left[\mu - \frac{(\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{r})\mathbf{r}}{r^2} \right] \hat{b}(t-r/c) + \hat{E}_{mv}^{+}(r,t) \quad (20)$$

로 주어진다.^[5] $b(t)$ 는 원자강하연산자 (atomic lowering operator)이고 E_{mv}^{+} 는 자유장 연산자이다. 전기장이 $\epsilon\omega_0 A \exp(-i\omega_0 t)e^{i\phi}$ 인 여기 레이저가 바닥 상태의 원자에 입사하기 시작하는 $t=0$ 로 취하면 공명형광의 전기장 기대치는

$$\langle \hat{E}_{qu}^{+}(r,t+r/c) \rangle = \frac{\omega_0^2}{4\pi\epsilon_0 c^2 r} \left[\mu - \frac{(\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{r})\mathbf{r}}{r^2} \right] \left[\frac{\Omega}{\Omega^2 + 1} \right] e^{i(\phi - \omega_0 t)} \{ 1 - (e^{-3\beta t/2}) \times [\cos \Omega t - (\Omega^2 - \beta^2)/2\beta\Omega] \sin \Omega t \} \quad (21)$$

로서 시간에 따라 진동함을 알 수 있다.^[5] 여기서 $\Omega = 2\omega_0 \boldsymbol{\mu} \cdot \boldsymbol{\epsilon} / \hbar$ 로써 Rabi 진동수, β 는 Einstein A 계수의 1/2을 나타내는 상수이고

$$\Omega' = (\Omega^2 - 1/4\beta^2)^{1/2} \text{이다.}$$

원자의 여기정도에 따라 전기장의 기대치가 달라지며 원자의 여기가 50%일 때의 전기장 기대치는

$$\langle \hat{E}_{qu}^{+}(r,t+r/c) \rangle = + \frac{\omega_0^2}{8\pi\epsilon_0 c^2 r} \left[\mu - \frac{(\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{r})\mathbf{r}}{r^2} \right] e^{i(\phi - \omega_0 t)} \quad (22)$$

로 주어진다.^[12]

레이저에 대한 전기장 세기는 N.D. 필터 등으로 임의대로 감소시킬 수 있으므로 양자광의 세기와 같게 택하여 아래와 같이 두자.^[12]

$$E_a^*(r,t) = \frac{\omega_0^2}{8\pi\epsilon_0 c^2 r} \left[\mu - \frac{(\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{r})\mathbf{r}}{r^2} \right] e^{i(k_2 r - \omega_0 t)} \quad (23)$$

레이저광의 세기 I_{a1} 은

$$I_a = \langle I_a \rangle = E_a^* E_a = \left[\frac{\omega_0^2}{8\pi\epsilon_0 c^2 r} \right]^2 \left[\mu - \frac{(\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{r})\mathbf{r}}{r^2} \right]^2 \quad (24)$$

반면에 원자에서 방출되는 공명형광의 세기 $\langle I_1 \rangle$

$$\begin{aligned} \langle \hat{I}_1 \rangle &= \langle \hat{I}_{qu} \rangle = \langle \hat{E}_{qu}^{+}(r,t+r/c) \hat{E}_{qu}^{+}(r,t+r/c) \rangle \\ &= \left[\frac{\omega_0^2}{4\pi\epsilon_0 c^2 r} \right]^2 \left[\mu - \frac{(\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{r})\mathbf{r}}{r^2} \right]^2 \left[\frac{\Omega^2}{2\beta^2} + 1 \right] \\ &\quad \{ 1 - (e^{-3\beta t/2}) [\cos \Omega' t - (3\beta/2\Omega') \sin \Omega' t] \} \quad (25) \end{aligned}$$

로 주어진다. 이로부터 4차 간섭무늬의 선명도 V 에 관한 식 (17)에 대입하면

$$V = \frac{\frac{\Omega^2}{2} \left(\frac{4\beta^2}{\Omega^2} + 1 \right) [1 - e^{-3\beta t/2} (\cos \Omega' t - \frac{3\beta}{2\Omega'} \sin \Omega' t)]}{\left(\frac{4\beta^2}{\Omega^2} + 1 \right)^2 [1 - e^{-3\beta t/2} (\cos \Omega' t - \frac{3\beta}{2\Omega'} \sin \Omega' t)]^2 + \frac{1}{16} [1 + \lambda_1(0)]} \quad (26)$$

가 된다. 공명현상에 있어서 $\lambda_1(0) = -1$ 이고, 단일 모드 레이저의 경우 $\lambda_2(0) = 0$ 이므로^[13]

$$V = \frac{\frac{\Omega^2}{2} \left[\frac{4\beta^2}{\Omega^2} + 1 \right] [1 - e^{-3\beta t/2} (\cos \Omega' t - (3\beta/2\Omega') \sin \Omega' t)]}{\frac{1}{16} + \frac{1}{2} \left[\frac{4\beta^2}{\Omega^2} + 1 \right] [1 - e^{-3\beta t/2} (\cos \Omega' t - (3\beta/2\Omega') \sin \Omega' t)]} \quad (27)$$

로 쓸 수 있다. 그러므로 V 는 시간 t 와 Ω/β 에 따라서 변한다. 만약 여기레이저의 세기가 약해서 Ω/β 의 값이 0에 접근할 때는 V 또한 0에 접근한다. 반대로 원자에 입사하는 레이저의 세기가 강해서 Ω/β 가 1보다 훨씬 큰값일 때는 V 가 0.8의 값에 접근함을 알 수 있다.

IV. 결 론

Ω/β 가 작은 값을 지닐 때는 V 가 0이 되므로 간섭현상을 측정할 수 없으나 Ω/β 가 큰 값일 때는 V 가 아래와 같이 표현된다.

$$V = \frac{\frac{\frac{\Omega^2}{8\beta^2}}{\frac{\Omega^2}{2\beta^2} + 1} \{1 - e^{-3\beta/2}(\cos\Omega t)\}}{\frac{1}{16} + \left[\frac{\frac{\Omega^2}{8\beta^2}}{\frac{\Omega^2}{2\beta^2} + 1} \right] \{1 - e^{-3\beta/2}(\cos\Omega t)\}} \quad (28)$$

여기 레이저가 원자빔에 입사하기 시작해서 많은 시간이 경과한 후 즉 $t \rightarrow \infty$ 인 경우 V 는 0.8의 값을 가지므로 0.5의 고전적 한계를 벗어난 양자효과가 두드러진 간섭현상을 측정할 수 있다. 동일한 경우에 있어서 2차 간섭에 대한 선명도

$$V = \frac{\frac{\frac{\Omega}{2\beta}}{\frac{\Omega^2}{2\beta^2} + 1} \left| 1 - e^{-3\beta/2} \left[\cos\Omega t - \sin\Omega t \frac{(\Omega^2 - \beta^2)}{2\Omega\beta} \right] \right|}{\frac{1}{4} + \left[\frac{\frac{\Omega}{4\beta^2}}{\frac{\Omega^2}{2\beta^2} + 1} \right] \left[1 - e^{-3\beta/2} \left[\cos\Omega t \frac{3\beta}{2\Omega} - \sin\Omega t \right] \right]} \quad (29)$$

이므로^[12] Ω/β 가 크고 $t \rightarrow \infty$ 일 때 V 는 0으로 뒀을 알 수 있다. 따라서 레이저를 켜서 시간이 상당히 경과한 후에는 여기 레이저의 세기가 매우 커서 Ω/β 가 1보다 훨씬 클 때 2차 간섭무늬는 측정할 수 없으나 4차 간섭무늬는 관측 가능하다.

참 고 문 헌

[1] H. Paul, Rev. Mod. Phys. **58**, No. 1, 209 (1986).
 [2] G. Magyar and L. Mandel, Nature **198**, No. 4877, 255 (1963).
 [3] L. Mandel, Phys. Lett. **89A**, No. 7, 325 (1982).
 [4] R. Hanbury Brown and R. Q. Twiss, Nature **177**, 27 (1956).
 [5] H. R. Kimble and L. Mandel, Phys. Rev. **A13**, 2123 (1976).
 [6] R. Short and L. Mandel, Phys. Rev. Lett. **51**, 384 (1983).
 [7] S. Frieberg and L. Mandel, Opt. Comm. **48**, 438 (1984).
 [8] R. Ghosh, C. K. Hong, Z. Y. Ou and L. Mandel, Phys. Rev. **A34**, 3962 (1986).
 [9] L. Mandel, Phys. Rev. **A28**, No. 2, 929 (1983).
 [10] R. J. Glauber, Phys. Rev. **130**, 2529; **131**, 2766 (1963).
 [11] Z. Y. Ou, Phys. Rev. **A37**, 5, 1607 (1988).
 [12] C. K. Hong, Z. Y. Ou and L. Mandel, Phys. Rev. **A37**, No. 8 3006 (1988).
 [13] F. T. Arecchi, E. Gatti, and A. Sona, Phys. Lett. **20**, 27 (1966).

Fourth-Order Interference Between Fluorescent Photon and a Laser Field

Tae Soo Kim, Soon C. Hong, Sang-Kyun Nha and Kap-Jin Kim
 Dept. of Physics, University of Ulsan

(Received: September 27, 1991)

Fourth-order interference is investigated between fluorescent photons from an atom driven by a laser and then laser field itself, and compared with second-order interference. For some conditions the visibility exceeds 50% which is known to be classical limit. Even though a long time has passed since the laser beam drives the atom, the fourth-order interference can exist while the 2nd-order interference disappear for $\Omega/\beta \gg 1$.