

준열광원에서 방출되는 빛의 광전자 분포 측정

김현오 · 하 양 · 신종태 · 박구동 · 김태수

울산대학교 물리학과

(1998년 3월 30일 받음, 1998년 5월 28일 수정본 받음)

광전자 계수법을 이용하여 준열광원에서 방출되는 빛의 광전자 분포를 측정하였다. 준열광원은 선편광된 He-Ne 레이저 빔을 9 μm의 거칠기로 표면이 연마된 유리판에 투과시킨 것으로, 연마유리판의 회전속도에 따라 결맞음시간은 31.4 μs로부터 2.48 μs까지 변하는 특성을 갖는다. 준열광원의 결맞음시간보다 측정시간이 매우 길 때 광전자 분포는 Poisson 분포를 나타내었으나 측정시간보다 광원의 결맞음시간이 길어질수록 광전자 분포는 Bose-Einstein 통계를 보였다.

I. 서 론

빛의 통계적인 특성에 대한 연구는 빛의 발생과정과 빛 자체의 성질을 이해하는데 근본적인 도구가 되고 있다. 빛의 통계적인 성질은 광원에서 방출된 광자들이 검출기에 입사할 때 일정한 시간간격 동안에 검출기로부터 측정되는 광전자들의 확률분포를 통해서 알 수 있다. 실험을 통해 측정하는 것이 광자가 아니라 광전자이므로 광검출기의 양자효율이 중요한 요소가 된다. 현실적으로는 100%의 효율을 갖는 경우는 없으므로 광검출기로부터 발생하는 광전자들의 분포는 광원 자체에서 발생한 빛의 통계와는 다르지만 광의 통계적인 성질에 대한 정보를 그대로 반영하고 있다고도 볼 수 있다. 광전자 계수법은 빛의 요동과 연관된 통계적인 특성을 연구하는 실제적인 기술적 도구가 된다.

열광원은 방출과정의 무질서한 성질 때문에 세기요동은 매우 크고, 그 요동과 연관된 결맞음 시간은 매우 짧다. 따라서 레이저광에 비해서 열광원의 통계적인 특성을 실험에서 측정하는 것은 그만큼 어려움이 따른다. 일반적으로 열광원의 결맞음시간은 수십 ps ~ 수 ns 정도 되고, 검출기의 시간적 분해능은 수 ns 정도로서 광의 결맞음시간에 비해서 상대적으로 길기 때문에 광전자 계수법을 통해 통계적인 분포를 측정하는 것이 실제로 불가능하다.

열광원은 일반적으로 간섭간격당 포함된 동일편광의 광자 수(degeneracy parameter)는 매우 작다. 그리고 열광원의 광전자 분포를 실험적으로 확인하기 위해서는 실험에 사용되는 광의 결맞음 시간보다 짧은 측정시간이 요구된다. 따라서 광전자 계수법을 이용한 열광원에서 나온 빛의 광자 분포 측정을 위해서는 측정시간 동안의 degeneracy가 높으면서도 결맞음시간이 긴 광원이 요구된다.

안정되게 발진하는 레이저빔을 연마된 유리판(ground glass plate)에 투과시키면 이러한 요건을 충족하는 열광원을 얻을 수 있다. 이러한 광원을 준열광원(quasi-thermal 또는 pseudo-thermal source)이라고 부르고 Gaussian 형태의 세기분포와 Lorentz형 진동수 분포를 갖는다.^[1] 이러한 광원은 열광원의 통계적인 성질을 측정하는 유용한 도구로써 많이 이용되었다.^[2-4]

본 논문에서는 전형적인 열광원의 특성을 가지면서도 상대적으로 결맞음 시간이 길고 또한 결맞음 시간을 임의로 조절할 수 있는 준열광원을 이용하여 광전자 분포를 측정하였다. 광전자 계수법을 이용하고 광원의 결맞음 시간을 변화시키면서 광전자 분포를 측정하여 이론적으로 기대되는 Bose-Einstein 분포와 비교 분석하였다.

II. 이 론

빛이 광검출기에 입사할 때 검출기로부터 방출되는 광전자들의 확률분포는 검출기에 흡수되는 광자들의 통계적인 성질을 간접적으로 나타낸다. 광검출기의 광음극(photo-cathode)에 세기가 $I(t)$ 인 준단색광(quasi-monochromatic light)이 입사할 때, 시간간격 $t, t+dt$ 동안에 광전자를 방출(또는 광자를 흡수)할 확률 $p(t)dt$ 는 반고전적(semiclassical)으로

$$p(t)dt = \eta I(t)dt = \eta V^*(t)V(t)dt \quad (1)$$

으로 표현된다. 여기서 v 는 입사하는 광자를 광전자로 변환시키는 검출기의 양자효율, $V(t)$ 는 빛의 전기장이고 입사하는 광은 선형으로 편광 되어 있다고 가정한다.

광에너지(integrated intensity)가 W 인 빔이 검출기에 입사할 때 검출기로부터 일정한 시간간격 T 동안에 n 개의 광전자를 검출할 확률은 Mandel의 식^[5]에 의해

$$p(n, T, t) = \frac{1}{n!} \langle (\eta W)^n \exp(-\eta W) \rangle \quad (2)$$

$$= \frac{1}{n!} \int_0^\infty (\eta W)^n \exp(-\eta W) P(W) dW$$

이다. 여기서, W 는 t 에서 $t+T$ 까지의 시간간격 동안에 검출기에 입사하는 광에너지

$$W = \int_t^{t+T} I(t') dt' \quad (3)$$

이고, $P(W)$ 는 광에너지 W 의 확률분포를 나타낸다. 세기가 안정된 광(stationary fields)의 경우에 광전자 분포 $p(n, T, t)$ 는 측정시작 시간 t 에 독립적이고, 따라서 $p(n, T, t) = p(n, T)$ 로

쓸 수 있다. 광전자 분포식으로부터 n 에 대한 모멘트를 구하면 $\langle n \rangle$ 과 $\langle n^2 \rangle$ 는 각각

$$\begin{aligned} \langle n \rangle &= \sum_{n=0}^{\infty} n p(n, T) \\ &= \langle (\eta W) \frac{d}{d(\eta W)} [(\eta W) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(\eta W)^n}{n!}] \exp(-\eta W) \rangle \\ &= \eta \langle W \rangle \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \langle n^2 \rangle &= \sum_{n=0}^{\infty} n^2 p(n, T) \\ &= \langle [(\eta W) \frac{d}{d(\eta W)} (\eta W)]^2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(\eta W)^n}{n!} \exp(-\eta W) \rangle \\ &= \eta \langle W \rangle + \eta^2 \langle W^2 \rangle \end{aligned} \quad (5)$$

이다. 식(4)와 (5)를 이용하면, 어떤 측정시간 동안에 n 개의 광전자를 검출할 때, 광전자 계수들의 수의 가변도(variance)는

$$\begin{aligned} (\Delta n)^2 &= \langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2 \\ &= \eta \langle W \rangle + \eta^2 \langle (\Delta W)^2 \rangle \\ &= \langle n \rangle + \eta^2 \langle (\Delta W)^2 \rangle \end{aligned} \quad (6)$$

이다. 여기서 $(\Delta W)^2 = \langle W^2 \rangle - \langle W \rangle^2$ 은 측정시간동안 광에너지 W 의 가변도이다. 실제로 이 가변도는 검출기에서 방출되는 광전자들의 수의 요동을 나타내지만, 또한 입사하는 빛 자체의 요동을 나타낸다고도 볼 수 있다.

열광원으로부터 발생하는 무질서한 광(chaotic light)의 경우에 세기의 확률분포는 다음과 같이 음의 지수분포를 나타낸다.

$$P(I) = \frac{1}{\langle I \rangle} \exp\left(-\frac{I}{\langle I \rangle}\right) \quad (7)$$

그리고 I 의 k 번째 모멘트는

$$\langle I^k \rangle = k! \langle I \rangle^k \quad (8)$$

이고, I 의 가변도는

$$\langle (\Delta I)^2 \rangle = \langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2 = \langle I \rangle^2 \quad (9)$$

이다.

열광원의 경우에 광에너지의 확률밀도 $P(W)$ 는 측정시간 간격에 강하게 의존한다. 검출기의 측정시간 T 가 광의 결맞음 시간 τ_c 보다 아주 짧은 경우를 생각하자. 그러면 그 시간간격 동안에 검출기에 입사하는 광의 세기 $I(t)$ 는 실제로 일정하다고 볼 수 있기 때문에 광에너지 W 는 IT 와 같게 되고, 따라서 광전자 분포식 (2)는 다음과 같이 된다.

$$p(n, T) = \int_0^{\infty} \frac{(\eta IT)^n}{n!} \exp(-\eta IT) P(I) dI \quad (10)$$

식(7)과 (10)에서 광전자 계수(photoelectric counts)분포 $p(n, T)$ 는

$$p(n, T) = \frac{\langle n \rangle^n}{(1 + \langle n \rangle)^{1+n}} \quad (11)$$

로 표현되고, 여기서 $\langle n \rangle = \eta \langle n \rangle T$ 는 시간간격 T 동안의 평균 광전자수이다. 이 분포는 열광원의 통계적인 특성을 나타내는 Bose-Einstein 분포이고, 시간간격 T 동안에 계수된 평균 광전자수가 $\langle n \rangle$ 일 때 각각의 광전자수 n 이 검출될 확률을 나

타낸다. 식(6)으로부터 가변도는

$$\begin{aligned} (\Delta n)^2 &= \eta \langle I \rangle T + \eta^2 \langle (\Delta I)^2 \rangle T^2 \\ &= \langle n \rangle (1 + \langle n \rangle) \end{aligned} \quad (12)$$

이 된다.

실제로 일반적인 열광원으로부터 발생하는 빛의 결맞음시간은 매우 짧기 때문에 측정시간이 짧아야 수십 ns 정도인 광계수장치로는 이러한 Bose-Einstein 분포의 광전자 계수 분포를 얻는 것이 불가능하다. 그러나 레이저 빔을 회전하고 있는 연마된 유리판에 투과시키면 수십 μs 이상의 결맞음시간을 갖는 준열광원을 만들 수 있고, 이 광원을 이용하면 광의 결맞음시간보다 짧은 시간간격 동안에 열광원의 Bose-Einstein 분포를 측정하는 것이 가능하게 된다. Lorentz형 진동수 분포를 갖는 열광원의 선폭 γ 는 결맞음시간과 $\tau_c = 1/\gamma$ 의 관계를 갖는데, 시간간격 T 동안에 평균 $\langle n \rangle$ 개의 광전자를 검출할 경우에 광전자분포의 가변도는 측정시간 T 와 광의 결맞음시간 τ_c 를 이용하여 다음과 같이 표현된다.¹⁶⁾

$$(\Delta n)^2 = \langle n \rangle + \frac{\langle n \rangle^2}{2T^2/\tau_c^2} \left\{ \exp\left(-2\frac{T}{\tau_c}\right) - 1 + 2\frac{T}{\tau_c} \right\} \quad (13)$$

고정된 T 에서 τ_c 를 변화시킬 수 있다면, $T/\tau_c \ll 1$ 로부터 $T/\tau_c \gg 1$ 로 측정조건이 변할 때 가변도는 $\langle (\Delta n)^2 \rangle = \langle n \rangle + \langle n \rangle^2$ 의 Bose-Einstein 분포로부터 $\langle (\Delta n)^2 \rangle = \langle n \rangle$ 의 Poisson 분포로 점차 변해간다.

III. 실험

광전자 분포를 측정하기 위해서는 측정에 이용되는 광원과 광원에서 나온 광자를 흡수하여 광전자로 변환시키는 광검출기(Photomultiplier tube; PMT) 그리고 일정한 측정시간 동안에 광전자의 수를 반복적으로 계수하고 저장하는 장치가 이용된다. 광검출기로 사용되는 광증배관(Hamamatsu R-636)은 광음극(photo-cathode)의 재질이 GaAs이며 양극(dynode)이 9단인 것으로 -1450 V의 고전압에서 측정된 실제 양자효율은 7.9%이다. 광전자 계수장치는 광전자에 의해서 발생하는 미약한 전류신호를 증폭시키는 증폭기(LeCroy 612AM)와 문턱전압을 조정하여 증폭된 신호와 잡음을 선별하는 선별기(LeCroy 821), 측정시간 동안에 장치를 통해서 발생하는 펄스 신호들을 헤아리는 계수기(LeCroy 2551), 그리고 GPIB로 연결되어 프로그램으로 장치를 구동시키는 컴퓨터 등으로 이루어져 있다. 입사하는 빛이 없을 때 발생하는 열작용에 의한 광전자계수는 1초에 약 100개 정도로서 실제 실험에서의 측정시간인 10 μs 에서는 광전자계수가 일어나지 않는다. 측정시간과 측정의 반복회수를 입력하면 광전자계수장치는 일정한 측정시간 동안에 검출기를 통해서 발생하는 광전자의 수를 반복적으로 계수하게 된다.

본 실험에 사용된 준열광원은 선편광된 He-Ne 레이저(Spectra-physics Model 120s)빔을 회전하고 있는 연마유리판에 투과시킨 것이다. 연마유리판은 직경이 10 cm이고 두께가 1 cm이며 한쪽 표면이 평균 9 μm 의 거칠기로 연마되어 있다. 레이저 빔이 연마된 유리판을 통과할 때 위치에 따라 유리판의 두께 d 가 다르기 때문에 광경로 nd 가 달라진다. 유리판을

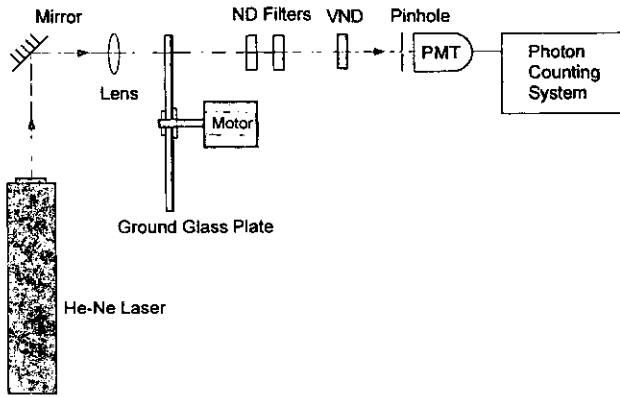


그림 1. 실험장치의 전체개략도

통과한 후 유리판 위의 서로 다른 위치에서 나온 빔은 겹쳐져서 진폭과 위상이 무질서하게 된다. 연마유리판을 회전시키면 회전속도에 따라 위상 및 세기의 요동이 달라지게 되어 통계적인 특성이 열광원과 동일한 광을 얻을 수 있다. 이러한 준열광원의 결맞음시간은 광의 위상변화와 연관이 있고, 이는 연마유리판의 회전속도에 의해서 결정된다.

연마유리판을 구동시키는 DC모터의 인가전압을 2 V에서 25 V까지 변화시키면 연마유리판의 중심으로부터 4 cm 떨어진 지점의 접선속도는 0.26 m/s에서 4.37 m/s까지 변한다. 실험장치의 개략도는 그림 1과 같다.

연마유리판을 투과한 빛은 여러 장의 감쇠필터를 거치면서 세기가 약화된 후 검출기로 입사하게 된다. 투과율을 변화시킬 수 있는 필터(VND Filter)는 측정시간 동안의 평균 광전자 수를 결정하는데 사용된다. 본 실험에서는 측정시간을 10 μ s로 고정시키고 연마유리판의 회전속도를 조절하여 준열광원의 결맞음시간을 변화시켰다. 또한 준열광원, 열광원 및 레이저광의 광전자 분포를 서로 비교하기 위해서 열광원으로는 DC 8 V의 안정된 전압이 공급되는 5 W의 소형 텅스텐 필라멘트 전구로부터 나오는 광을 선풍광시켜 사용했고, 레이저광은 선풍광된 He-Ne 레이저(Spectra-physics Model 120s)를 이용하였다.

IV. 결과 및 논의

준열광원의 결맞음시간은 연마유리판의 평균거칠기(grain size)와 접선속도(grain velocity)의 비로서 결정될 수 있는데, 본 실험에 사용된 연마유리판의 회전속도를 변화시켰을 때 광전자분포로부터 측정된 결맞음시간을 그림 2에서 나타내었다.^[7] 연마유리판을 구동시키는 모터의 인가전압을 2V에서 25V까지 변화시켰을 때 광의 결맞음시간은 31.4 μ s에서 2.48 μ s까지 변화를 나타낸다.

그림 3에서는 VND 필터로 세기를 조절하여 측정시간 10 μ s 동안에 평균적으로 약 3개의 광전자가 계수될 때, 레이저광과 열광원 그리고 준열광원의 광전자 분포를 각각의 계수된 광전자수에 대한 확률로 나타내어 비교하였다. 레이저광과 열광원 그리고 준열광원의 평균 광전자수 $\langle n \rangle$ 는 각각 3.00, 2.98,

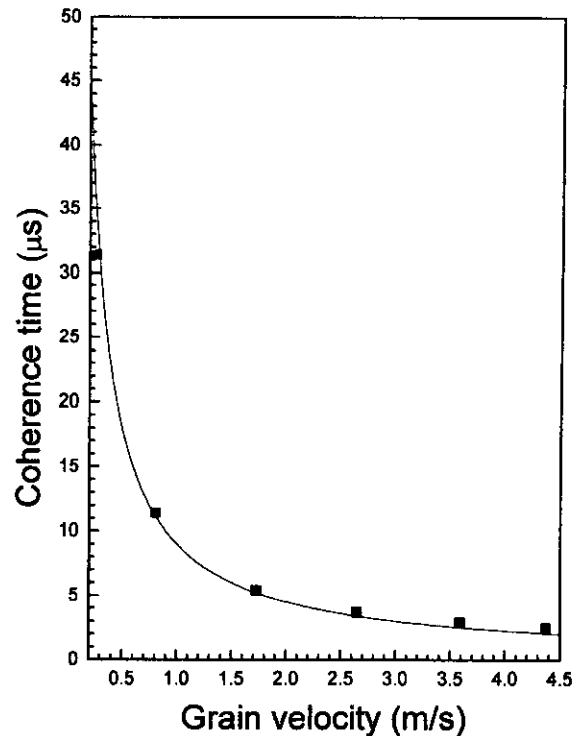


그림 2. 광전자분포에 의해 측정된 준열광원의 결맞음시간 τ_c . 실선은 연마유리판의 거칠기와 유리판의 회전속도의 비인 σ/v 에 의해 계산된 τ_c 를 나타내고, 각각의 점들은 T/τ_c 인 조건에서 광전자분포 측정을 통해 계산된 τ_c 를 나타낸다.^[7]

3.01이며, 준열광원은 He-Ne 레이저 빔이 연마유리판을 투과하는 지점의 접선속도가 0.26 m/s일 때 방출된 빔을 이용하였다. 레이저광과 열광원의 광전자 분포는 Poisson 분포를 나타내었지만, 준열광원은 이 둘과는 다른 분포를 나타내었다. 레이저광은 일반적으로 측정시간에 관계없이 가변도가 평균 광전자수와 같은 Poisson 분포를 나타낸다는 것이 잘 알려져 있다. 선풍광된 열광원의 경우는 일반적으로 광의 결맞음시간이 측정시간인 10 μ s보다 훨씬 짧기 때문에 이 경우에는 간섭간격당 평균 광전자수로 표현되는 count degeneracy 파라메타 δ_c 는 1보다 매우 작고 따라서 광전자 분포는 Poisson 분포를 나타낸다.^[8] 그러나 준열광원의 경우는 보통의 열광원과는 다른 분포를 나타내었는데, 이는 준열광원의 결맞음시간이 31.4 μ s로서 측정시간보다 길기 때문이다. 일반적으로 Lorentz형 선풍확대를 갖는 열광원은 다수의 원자들간에 충돌로 인해서 위상이 무질서하게 변하는데, 레이저빔이 연마된 유리판을 투과할 때 유리판이 회전하게 되면 투과하는 빔의 위상은 한 지점에서 무질서하게 변하게 되어 열광원과 동일한 성질을 나타낸다. 그림에서 실선은 Poisson 분포에 대한 식

$$p(n, T) = \frac{\langle n \rangle^n}{n!} \exp(-\langle n \rangle) \quad (14)$$

과 Bose - Einstein 분포에 대한 식(11)을 이용하여 이론적으로 예상되는 곡선을 그린 것이다.

열광원은 방출되는 과정에서 어떠한 시간간격 동안에 특히

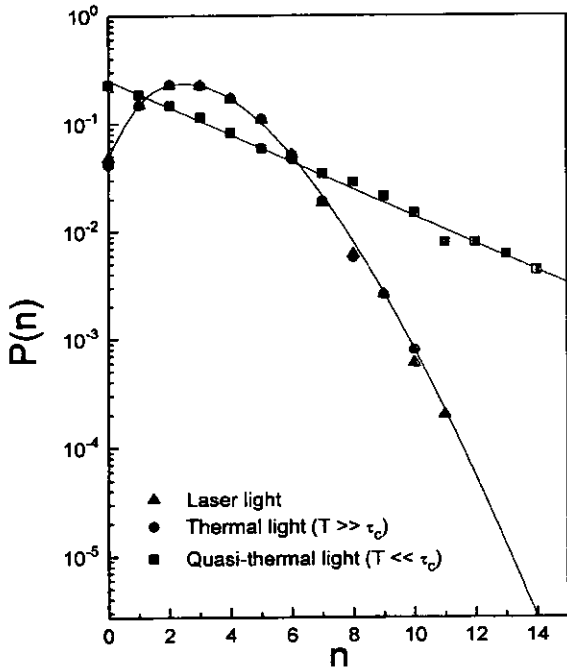


그림 3. 광원의 종류에 따른 광전자 분포. ●은 레이저로부터 나온 광, ▲은 소형 텅스텐 필라멘트 전구로부터 방출된 광 ($T \gg \tau_c$), 그리고 ■은 준열광원으로부터 방출된 광 ($T \ll \tau_c$)의 광전자 분포를 나타낸다. 일반적인 열광원의 경우 광의 결맞음시간에 비해서 측정시간이 매우 길기 때문에 광전자 분포는 레이저 광과 동일한 분포를 나타낸다.

많은 광자들이 뭉쳐져서 방출되는데, 이러한 뭉침(bunching) 효과 때문에 광의 결맞음시간보다 짧은 측정시간 동안 광전자를 반복해서 측정하면 계수된 광전자의 수가 0일 확률이 상대적으로 높게 나타나는 분포를 보이게 된다. 준열광원의 광전자 분포가 Bose - Einstein 분포를 나타내기 위해서는 측정시간보다 광의 결맞음시간이 길어야 하는데, 본 실험에서는 측정시간 T 를 $10 \mu s$ 로 고정시키고 광의 결맞음시간 τ_c 를 조절하여 T/τ_c 의 비를 1보다 작은 값에서 큰 값에 이르기까지 달리하여 광전자를 측정하였다. T/τ_c 의 비에 따라 측정된 광전자들의 다양한 확률분포를 그림 4에 나타내었다. 그림에서 보는 바와 같이 τ_c 가 $31.4 \mu s$ 일 때는 0의 광전자 계수가 최대가 되는 Bose - Einstein 분포를 보이지만, τ_c 를 점차 짧게 하여 $2.48 \mu s$ 까지 변화시키면 측정시간이 광의 결맞음시간에 비해서 상대적으로 길어지게 되고, Bose - Einstein 분포는 명확해지지 않는다. 따라서 측정시간동안 0의 광전자 계수가 일어날 확률은 줄어들고 평균 $\langle n \rangle$ 에 해당하는 광전자가 계수 될 확률이 상대적으로 높아지게 된다. 특히 측정시간에 비해서 결맞음시간이 아주 짧아지게 되면 광전자 분포는 Poisson 분포를 보이게 된다.

그림 5에서는 앞의 그림 4에서 측정된 분포의 가변도가 T/τ_c 의 비율에 따라 변하는 것을 보였다. 그림에서 곡선으로 나타낸 실선과 점선은 평균 광전자수가 각각 4개와 3개일 때, 식(13)을 이용하여 이론적으로 기대되는 값들을 곡선으로 나타낸 것이고, 곡선 아래의 직선들은 $T/\tau_c \gg 1$ 의 극한에서의

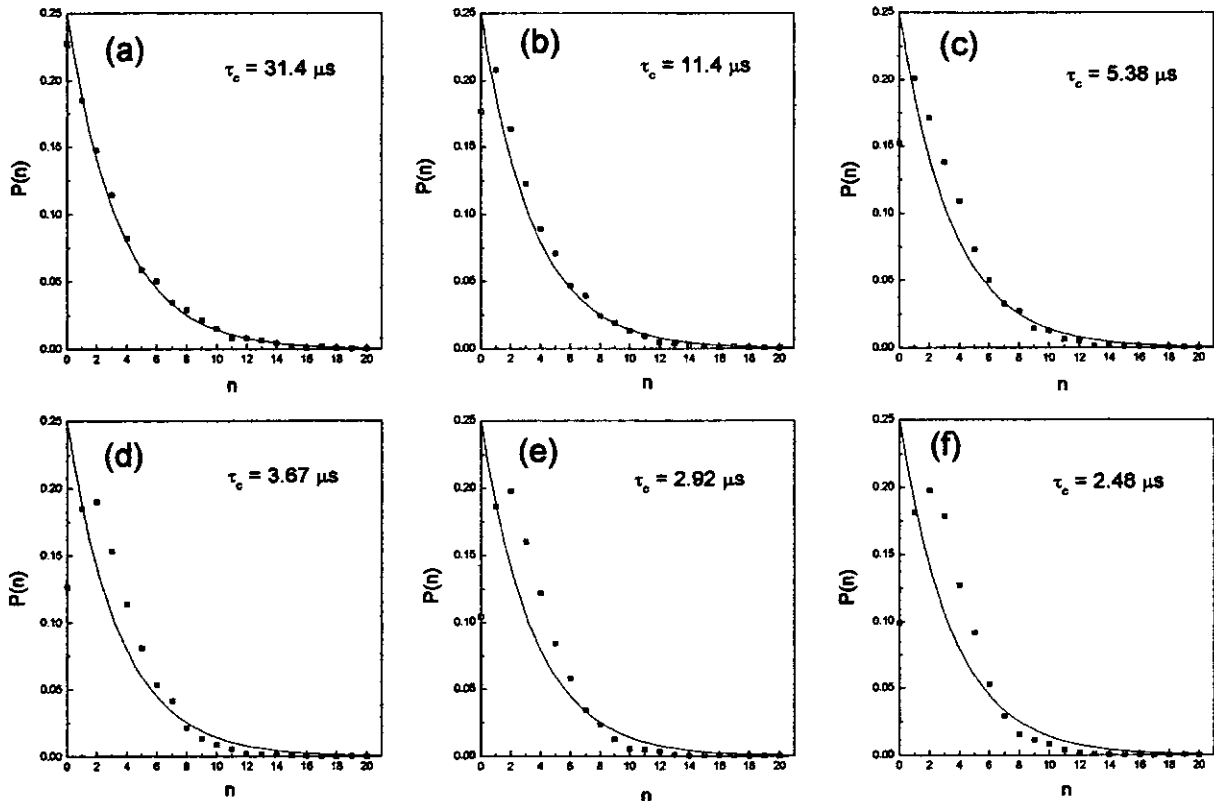


그림 4. T/τ_c 의 비율에 따른 광전자 분포의 변화. 실선은 식(11)을 이용한 이론적으로 기대되는 곡선이다. 측정시간을 $10 \mu s$ 로 고정시키고 결맞음시간 τ_c 를 점점 짧게 하면 광전자 분포는 Bose - Einstein 분포로부터 멀어진다.

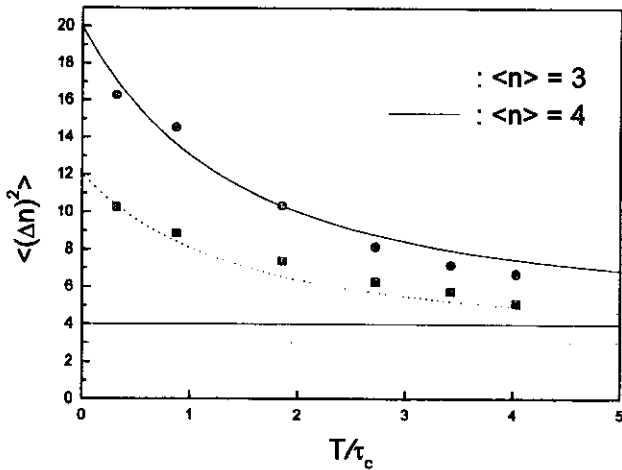


그림 5. T/τ_c 의 비율에 따른 가변도 $\langle(\Delta n)^2\rangle$ 의 변화. 곡선으로 나타낸 실선과 점선은 $\langle n \rangle = 4$ 와 $\langle n \rangle = 3$ 일 때 식(13)에 의해 나타낸 이론적인 곡선이고, 아래의 실선과 점선들은 $T/\tau_c \gg 1$ 일 때 Poisson 분포에 대한 가변도의 값 $\langle(\Delta n)^2\rangle = \langle n \rangle$ 을 직선으로 나타낸 것이다.

Poisson 분포에 대한 가변도의 값 $\langle(\Delta n)^2\rangle = \langle n \rangle$ 을 나타내었다. 그림에서 보는 바와 같이 $T/\tau_c = 4.02$ 일 때 평균 광전자수 3개와 4개에 대한 가변도의 값이 각각 5.13과 6.71로서 T/τ_c 의 비율이 증가함에 따라 준열광원의 통계적인 성질이 Bose-Einstein 분포로부터 점점 멀어져 Poisson 분포로 접근해 가는 경향을 보였다. Bose-Einstein 분포에서는 가변도의 값이 평균보다 아주 크게 나타나는데, 이는 광전자 수의 요동이 아주 심하다는 것을 통해 열광원의 무질서한 세기요동을 간접적으로 보여준다.

V. 결 론

광의 결맞음시간보다 짧은 시간에서의 광의 통계적인 성질

을 보기 위해서 준열광원을 제작하고 방출되는 빛의 광전자 분포를 측정하였다. 측정시간 T 를 $10 \mu s$ 로 고정한 후, 준열광원의 결맞음시간을 $31.4 \mu s$ 로부터 $2.48 \mu s$ 까지 변화시키면서 반복 측정하여 측정시간 동안의 광전자들의 수가 같은 경우의 회수를 구하여 광전자들의 확률분포로 나타내었다.

결맞음시간이 $31.4 \mu s$ 로서 측정시간보다 많이 길 때는 열광원의 통계인 Bose-Einstein 분포를 보였으며, 결맞음시간이 점점 짧아져서 T/τ_c 의 비율이 점점 커질수록 광전자 분포는 열광원의 Bose-Einstein 통계로부터 벗어나 Poisson 분포로 근접하였다. 준열광원은 열광원과 동일한 성질을 가지면서도 광의 결맞음시간이 긴 광원으로 결맞음시간보다 짧은 측정시간 동안의 열광원의 통계인 Bose-Einstein 분포 및 결맞음시간보다 긴 측정시간의 분포인 Poisson 분포를 실험조건에 따라 선택할 수 있는 이점이 있다는 것을 확인하였다.

참고문헌

- [1] W. Martienssen and E. Spiller, Am. J. Phys., **32**, 919 (1964).
- [2] F. T. Arecchi, Phys. Rev. Lett., **15**, 912 (1965); F. T. Arecchi, A. Berni, and P. Burlamacchi, ibid. **16**, 32 (1966); F. T. Arecchi, A. Berni, and A. Sona, ibid. **17**, 260 (1966).
- [3] W. Martienssen and E. Spiller, Phys. Rev. Lett., **16**, 531 (1966).
- [4] P. Koczyk, P. Wiewi r, and C. Radzewicz, Am. J. Phys., **64**, 240 (1996).
- [5] L. Mandel, Proc. Phys. Soc., **74**, 233 (1959)
- [6] Rodney Loudon, *The quantum theory of light* (Clarendon press · oxford 1983).
- [7] 김현오, 하양, 신종태, 김태수, 한국광학회지, **7**, 341 (1996).
- [8] 김태수, 새물리, **30**, 145 (1990).

Measurement of the Photocount Distribution of the Quasi-thermal Light Source

Heonoh Kim, Yang Ha, Jongtae Shin, Goodong Park, and Taesoo Kim
 Department of Physics, University of Ulsan, Ulsan, 680-749

(Received March 30, 1998, Revised manuscript received May 28, 1998)

The photocount distributions of a quasi-thermal light source were measured by using the photoelectric counting method. The source was fabricated from the ground glass plate of $9 \mu m$ roughness illuminated by linearly polarized He-Ne laser beam. The coherence time of the quasi-thermal light changed from $31.4 \mu s$ to $2.48 \mu s$ according to the grain velocity of the ground glass plate. The photocount distribution showed the Bose-Einstein statistics for a long coherence time compared to the counting time interval, while the distribution approaches the Poisson distribution when the coherence time much shorter than the counting time.