

전산 시늉에 의한 위그너 함수와 밀도 행렬의 기술

강장원 · 조기현 · 윤선현[†]

전남대학교 물리학과

④ 500-757 광주광역시 북구 용봉동 300번지

(2000년 5월 16일 받음, 2000년 11월 29일 수정본 받음)

Balanced Homodyne Detection 방법으로 국소 진동자의 위치를 조절해 주면서, 각 위치에 대하여 광전류를 측정하여 전류 세기의 분포함수를 구하여 이 값을 라돈 역변환을 포함한 Filtered Back Projection하여 빛의 양자역학적 상태를 규정하는 위그너 함수를 구하고 이로부터 간접적으로 밀도행렬을 구한다. 또 위치에 관계없이 구해진 분포함수에서 Pattern함수를 이용하여 밀도행렬을 구할 수 있다. 본 연구에서는 위의 모든 과정을 전산시늉을 통하여 여러 양자역학적 상태 입력 광에 대하여 예측되는 위그너 함수와 밀도 행렬을 구하였다.

OCIS codes : 030.0030, 270.0270.

I. 서 론

최근의 빠른 정보 처리에 따른 양자 컴퓨터에 관한 연구와 정보의 보안성에 따른 양자 암호화에 관한 연구가 활성화되어졌다. 이러한 연구수행에 있어서, 빛의 양자역학적 성질의 특징을 정확하게 측정하는 것이 필요하게 된다. 즉, 빛의 양자역학적 성질을 이해한다는 것은 양자 컴퓨터나 양자 암호화 등 빛의 양자적 성질을 이용하는 연구의 기반이 된다.

빛의 양자역학적 특성은 밀도 행렬이나 위상공간에서 위그너 함수와 같은 분포함수가 주어지면 완벽하게 결정되어진다. 즉 빛을 소멸하거나 생성시키는 연산자의 곱으로 이루어진 임의의 양자역학적 연산자의 기대치는 밀도행렬이나 특성함수를 포함한 위그너 함수와 같은 준 분포함수에 의해 결정된다.^[1,2] 위그너 함수를 구하는 방법으로는 광자 수셈하는 방법과, Balanced Homodyne Detection에 의한 방법이 있다. 광자 수셈은 광전자증배관이나 사태 광다이오드를 사용한다. 광전자증배관 중에 광음극 기반의 검출기의 경우 광자수가 $n \leq 10$ 인 경우에 대해 하나의 광자를 구별할 수 있지만, 최고 양자 효율이 0.1~0.2의 적은 영역이라는 단점이 있다. 또 가이거 방식으로 작동하는 사태 광다이오드는 높은 양자 효율을 갖지만, 하나의 광자에 의해 포화 상태에 이를 단점이 있다.^[3] 그러나, 이 경우 측정된 광자수가 한 개인지, 한 개 이상인지를 구별할 수 있는 해상도와 양자 효율이 서로 대립적인 관계를 갖는 한계가 있다.^[3] 그러나 Balanced Homodyne Detection에 의한 Optical Homodyne Tomography는 빛의 양자역학적 특성을 완벽하게 기술할 수 있는 위그너 함수와 밀도 행렬을 얻어낼 수 있다.^[4] 여기에서 위그너 함수를 알고 있으면 밀도 행렬을 유도할 수 있지만, 측정한 값 이외의 범위에서의 일련의 손질하는 과정이 필요하게 된다. 이 과정으로 인하여 작지만 경우에 따라서 양자역학적 상태를 완벽하게 구현해 낼 수 없

는 경우가 생긴다. 이러한 단점을 보완하여 최근에 Balanced Homodyne Detection으로부터 바로 밀도 행렬을 구하는 과정이 발견되었다.^[5]

본 연구에서는 II장에서 미리 가정된 함수 형태인 위그너 함수로부터 몬테카를로 기법을 사용하여 Balanced Homodyne Detection을 하였을 때 나타날 수 있는 결과를 전산시늉하였다. 그 결과로부터 확률 밀도 함수를 구한 다음, 이것을 이용하여 푸리에 변환과 Filtered Back Projection을 통하여 위그너 함수를 다시 구하였다. III장에서는 전산시늉된 Balanced Homodyne Detection 결과로부터 바로 조화 진동자의 규격화된 해와 비규격화된 해를 이용한 Pattern 함수를 이용하여 밀도행렬을 구하였다.

II. 위그너 함수의 전산 시늉

빛의 양자역학적 상태를 기술하는데 유용한 관계식은 매개 변수 s 를 이용한 특성함수와 밀도 연산자 ρ 와의 관계식으로 다음과 같이 일반적으로 표현된다.^[1]

$$\tilde{w}(\xi, s) = Tr[\exp(\xi \hat{a}^\dagger - \xi^* \hat{a} + s|\xi|^2/2)\rho] \quad (1)$$

그러면, 준 분포함수 $W(\alpha, s)$ 는

$$W(\alpha, s) = \frac{1}{\pi^2} \int \tilde{w}(\xi, s) \exp(\alpha \xi^* - \alpha^* \xi) d^2 \xi \quad (2)$$

로 주어지며, s 가 1이면, Glauber-Sudarshan P 함수이고, s 에 0을 대입한 $W(\alpha, 0)$ 은 위그너 함수이며, 마지막으로 s 에 -1을 대입하면 Q 함수가 된다.^[2]

준 분포함수 중에 위그너 함수를 구하는 방법으로써 광자 수셈은 위그너 함수와의 관계식

$$W(\alpha) = \langle \alpha | \left[\frac{2}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \hat{D}(\alpha) |n\rangle \langle n| \hat{D}^\dagger(\alpha) \right] \alpha \rangle \quad (3)$$

[†]E-mail: sunyoun@chonnam.ac.kr

을 이용하여 구할 수 있다.^[5] 여기에서 $\hat{D}(\alpha) = \exp(\alpha\hat{a}^\dagger - \alpha^*\hat{a})$ 는 빛의 연산자이며, \hat{a} 와 \hat{a}^\dagger 는 각각 기술하고자 하는 모드에 빛을 소멸시키거나 생성시키는 연산자를 의미한다. 그러나 이렇게 직접적으로 광자 수셈을 하는 방법보다는 Balanced Homodyne Detection을 사용하는데 이 방법에 의하면 위상에 따른

$$\hat{\chi}(\theta) = \hat{\chi}^\dagger(\theta) = (\hat{a}^\dagger e^{i\theta} + \hat{a} e^{-i\theta}) \quad (4)$$

의 분포함수를 측정하여 위그너 함수를 구할 수 있다.^[5,6]

이 방법에 의하면 $\chi(\theta)$ 의 확률 밀도 함수가 $w(\chi, \theta)$ 로 주어지면 분포함수 $W(\alpha_R, \alpha_I, s)$ 은

$$W(\alpha_R, \alpha_I, s) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\pi} w(\chi, \theta) |\eta| d\chi d\eta d\theta \\ \exp[s\eta^2/8 + i\eta(\chi - \alpha_R \cos \theta - \alpha_I \sin \theta)] | \eta | d\chi d\eta d\theta \quad (5)$$

로 유일하게 주어진다. 여기서 $\alpha_R = ((\hat{a} + \hat{a}^\dagger)/2)$ 이고 $\alpha_I = \langle i(\hat{a}^\dagger - \hat{a})/2 \rangle$ 를 의미한다. $w(\chi, \theta)$ 로부터 위그너 함수를 얻기 위해 흔히 병원 등에서 단층 촬영을 통하여 2차원 영상 이미지를 얻는 방법인 라돈 역변환을 이용한다. 주어진 영상에 대한 2차원 정보 $f(x, y)$ 를 $l = x \cos \phi + y \sin \phi$ 인 직선을 따라 투사되는 정보를 얻어내어 분포함수 $g(\phi, s)$ 를 구하면, 라돈 변환 형태인

$$g(\phi, l) = \iint f(x, y) \delta(l - x \sin \phi - y \cos \phi) dx dy \quad (6)$$

가 된다. 여기서 $g(\phi, l)$ 을 1차원 푸리에 변환하면,

$$G(\phi, \omega) = \iint f(x, y) e^{-i\omega(x \cos \phi + y \sin \phi)} dx dy \quad (7)$$

가 된다. 그런데 마지막 식을 2차원 푸리에 변환과 연관시켜 생각하면,

$$f(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \iint G(\phi, \omega) e^{i\omega(x \cos \phi + y \sin \phi)} |\omega| d\omega d\phi \quad (8)$$

을 얻어낼 수 있다.^[7]

위의 식과 그림 1과 같은 Balanced Homodyne Detection에 의한 전류차를 이용하면, 확률 밀도 함수 $w(\chi, \theta)$ 는 다음과 같은 과정으로 얻어진다. 그림 1에서 보여진 바와 같이 신호와 국소 진동자에 의한 빛은 첫 번째 편광 선속분할기(PBS1)에 의하여 합해진 후, 반파장판(HWP)과 두 번째 편광 선속분할기(PBS2)에 의하여 두 광다이오드에 같은 크기의 광전류를 발생시킨다.^[9,10] 국소 진동자에 의해 $|\alpha_L\rangle$ 인 결맞는 상태가 입사되고, 검출기의 양자효율이 η 이라면, 측정되는 전류차는

$$\langle \hat{\chi}(\theta) \rangle = \frac{1}{2} \eta |\alpha_L| \langle e^{i\theta} \hat{a}^\dagger + e^{-i\theta} \hat{a} \rangle \quad (9)$$

로 주어져 신호 빛의 측정량을 국소 진동자에 입사시킨 빛의 크기 $|\alpha_L|$ 만큼 증폭시켜 보는 효과가 있다. 결국 Balanced Homodyne Detection 방법으로 국소 진동자의 위상을 조절해 주면서, 각 위상에 대하여 광전류를 측정하여 적당한 간격을 갖는 도수 분포표, 즉 확률 분포 함수 $w(\chi, \theta)$ 를 구한다. 이것으로 각각의 투사각에 따른 분포 함수를 구한 다음, 푸리에

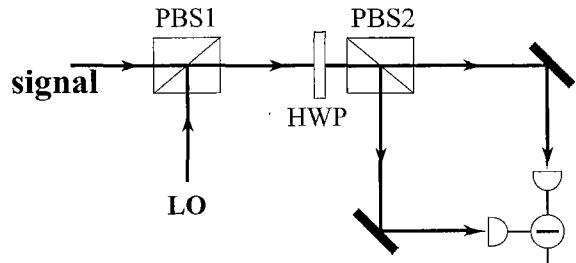


그림 1. 반파장판(HWP)과 두 번째 편광 선속분할기(PBS2)에 의하여 두 광다이오드에 흐르는 광전류는 균형이 이루어진다.

변환과 Filtered Back Projection을 이용하여 최종적으로 위그너 함수를 구한다.

본 연구에서는 위상 공간에서의 위그너 함수를 여러 함수의 형태로 가정하여, 이것으로부터 Balanced Homodyne Detection을 몬테카를로 기법에 의하여 전산시늉을 하였다.

그림 2-(a)은 x축과 y축 평균이 각각 0이고, 표준편차가 각각 2와 1/2인 Squeeze된 진공 상태를 위상공간에서 표현한 그림이다. 그림 2-(b)은 입력이 Squeeze된 진공 상태일 때 Balanced Homodyne Detection을 하였을 경우 측정될 수 있는 결과를 전산시늉한 것이다. 신호와 국소 진동자 사이의 위상은 0으로 고정했을 때, 시간에 따른 광전류 세기를 1000개 결과에 대해 나타내었다. 입력이 Squeeze된 진공 상태이므로 평균은 0이되고 진폭 변화는 시간에 따라 진동하는 잡음형태로 표시된다. Balanced Homodyne Detection방법으로 검출기에 측정되는 결과를 신호와 국소 진동자 사이의 위상(θ)을 변화시켜가며 주어진 위상에서 측정되는 광전류세기분포 $w(\chi, \theta)$ 를 구하였는데, 본 연구에서는 위상을 0에서 2π 까지 70등분하고 χ 의 값도 최대값과 최소값 사이를 70등분하였으며, 5000번의 반복 연산을 통하여 광전류 세기 분포를 얻었다. 그림 2-(c)는 각각의 θ 에 대하여 그림 2-(b)와 같은 전산시늉을 하여 그 결과들이 나타내는 확률 밀도함수를 나타낸 것이다. 그림 2-(d)에서는 2-(c)에서 얻은 확률 밀도함수로부터 푸리에 변환과 Filtered Back Projection을 통해 최종적으로 계산한 위그너 함수이다. 이 때의 위그너 함수는 처음 위상공간에서 가정했던 위그너 함수를 45° 회전한 것과 같게 되는데, 그 이유는 식 (9)에서 $\theta = \phi_L - \pi/4$ 을 사용하였기 때문이다.

원래 입력으로 가정했던 상태 $W_I(\alpha_R, \alpha_I)$ 와 최종적으로 얻은 위그너 함수 $W_F(\alpha_R, \alpha_I)$ 의 오차를 계산하기 위해 연속함수로 주어졌던 $W_I(\alpha_R, \alpha_I)$ 로부터 α_R 와 α_I 를 각각 최소값과 최대값 사이를 70등분하여, $W_F(\alpha_R, \alpha_I)$ 와 동일한 크기의 행렬을 구성한 다음, 오차 $\sum_{i=1}^{70} \sum_{j=1}^{70} |W_F(i, j) - W_I(i, j)|^2$ 을 계산하였다. 이 때 원래의 위그너 함수와 최종적으로 얻은 위그너 함수는 오차한계 0.3% 이내에서 일치하였다.

몇 가지 상태를 가정하여 그림 3에서부터 그림 6에 나타내었다. 그림 3는 $\langle \alpha_R \rangle = 0, \langle \alpha_I \rangle = 0^\circ$ 이고, $\sqrt{\langle (\Delta \alpha_R)^2 \rangle} = \sqrt{\langle (\Delta \alpha_I)^2 \rangle} = 1$ 인 진공 상태를 입력상태로 가정해 Balanced Homodyne Detection을 통해 검출되는 신호를 전산시늉하여 $w(\chi, \theta)$ 를 그림 2에서와 같은 방법으로 70개로 나눈 각 위상에 대하여

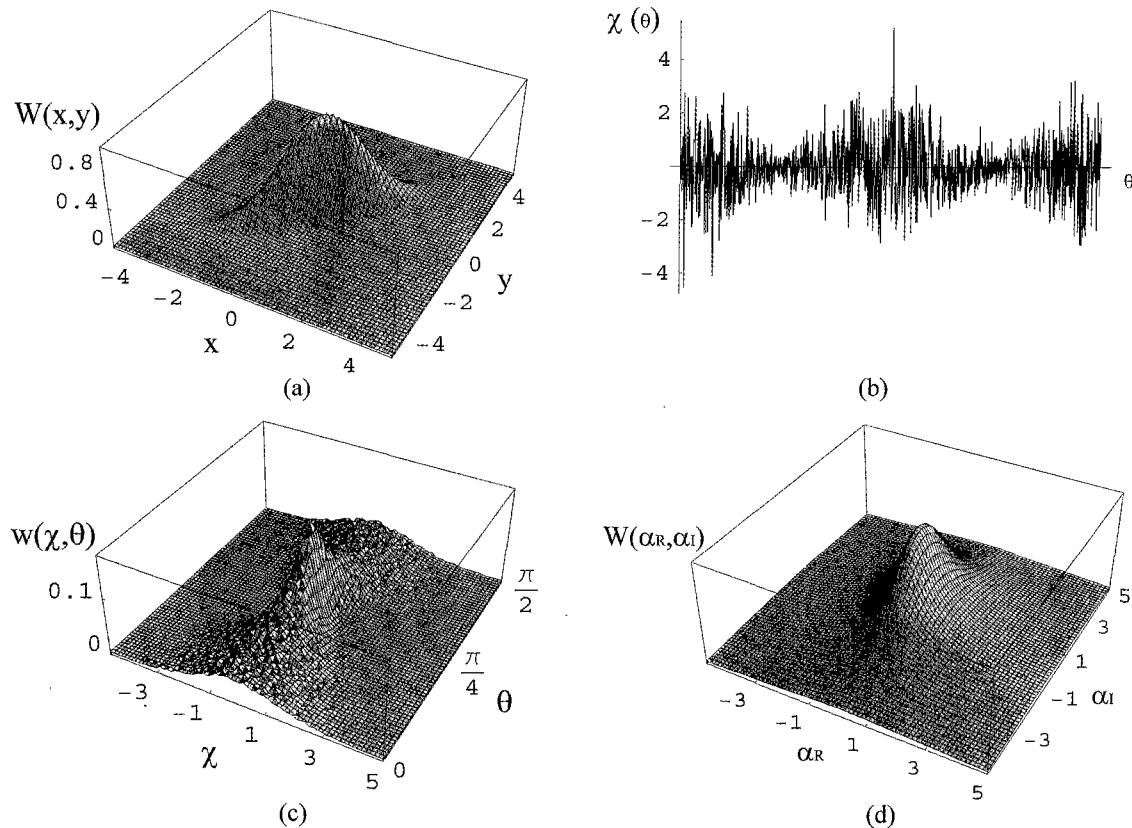


그림 2. (a) α_R 과 α_I 의 평균이 각각 0이고, 표준편차가 2와 1/2인 Squeeze된 진공 상태의 위그너 함수를 위상공간에서 표현하였다. (b) Squeeze된 진공 상태를 Balanced Homodyne Detection한 경우, 측정될 수 있는 결과를 전산시늉한 결과이다. (c) 2-(b)의 결과로부터 위상에 따른 확률분포 즉 확률 밀도함수를 전산시늉한 결과이다. (d) 2-(c)에서 얻은 확률 밀도함수로부터 푸리에 변환과 Filtered Back Projection을 통하여 최종적으로 얻은 위그너 함수이다.

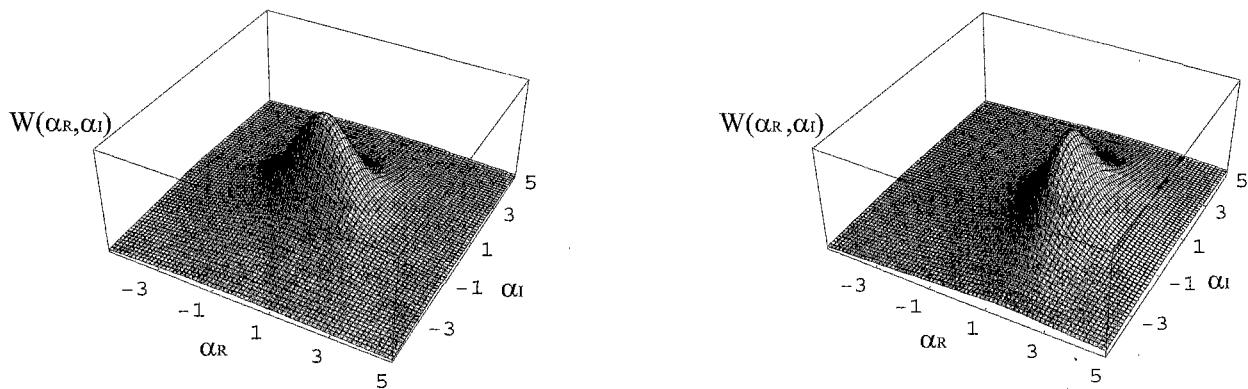


그림 3. α_R 과 α_I 평균이 각각 0이고, 표준편차가 각각 1인 진공 상태의 위그너 함수를 전산시늉한 결과이다.

5000번의 반복 연산을 통해 얻었다. 그 결과로부터 푸리에 변환과 Filtered Back Projection방법을 통해 원래의 상태가 갖는 위그너 함수모양을 도출하여 그림으로 나타낸 것이다. 반면에 그림 4는 α 평면에서 $\langle \alpha_R \rangle = 2$, $\langle \alpha_I \rangle = 0$ 인 결맞는 상태를 가정하여 $\sqrt{\langle (\Delta \alpha_R)^2 \rangle} = 2$, $\sqrt{\langle (\Delta \alpha_I)^2 \rangle} = 1/2$ 인 상태를 입력으로하여 Balanced Homodyne Detection을 통해 검출되는 신호를 전산시늉하여 $w(\chi, \theta)$ 를 얻었다. 이 값으로부터 원래의 Squeeze된 결맞는 상태에 해당하는 위그너 함수모양을

그림 4. α_R 과 α_I 평균이 각각 2와 0이고, 표준편차가 각각 2와 1/2인 Squeeze된 결맞는 상태의 위그너 함수를 전산시늉한 결과이다.

계산해서 나타내었다. 또 그림 5와 6에서 α 를 극좌표로 나타냈을 때 α 의 절대치 r 의 표준편차와 θ 의 표준편차를 변화시켜가면서 만들어 낸 가상적인 상태에 대한 전산시늉 결과이다. 그림 5는 r 의 평균이 2이고 표준편차가 1/2인 상태를 가정하여 계산한 결과이고, 그림 6은 r 의 평균은 그림 5와 같고 표준편차가 그림 5의 4배인 $\sqrt{\langle (\Delta r)^2 \rangle} = 2$ 로 바뀌고 대신 θ 의 표준편자는 그림 5의 1/4배로 줄어든 상태를 가정하여 전

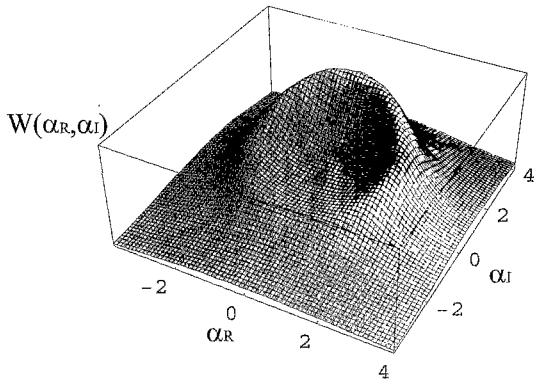


그림 5. 극좌표계에서 r 평균이 2° 이고, r 과 θ 의 표준편차가 $1/2$ 과 2 인 수상태로 근접한 상태의 위그너 함수를 전산시늉한 결과이다.

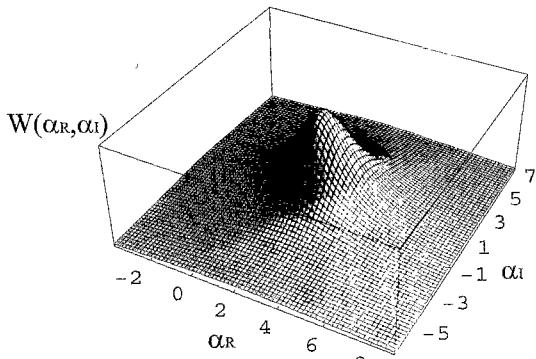


그림 6. 극좌표계에서 r 평균이 2° 이고, r 과 θ 의 표준편차가 2 와 $1/2$ 인 위상이 Squeeze된 상태의 위그너 함수를 전산시늉한 결과이다.

산시늉한 결과이다. 그림 5는 흔히 말하는 수상태로 근접한 상태를 보여주고, 그림 6은 수상태와 달리 위상이 Squeeze된 상태를 근사적으로 나타내 주고 있다.

III. 밀도 행렬의 전산 시늉

II장에서 구한 위그너 함수를 이용하여 밀도행렬을 계산할 수도 있으나, 이 경우 측정값이 아닌 정보를 대량적으로 이용하여 구해야하는 과정이 포함되어 있어 양자역학적 상태를 완벽하게 기술하는 밀도행렬을 구하기는 어렵다. 이런 난점을 극복하기 위해 측정된 분포함수 $w(\chi, \theta)$ 로부터 직접 밀도행렬을 구하는 방법이 연구되었다.^[3,6,8]

Fock상태를 기저로 하는 밀도행렬 표현은

$$\rho_{nm} = \int_0^\pi \int_{-\infty}^\infty w(\chi, \theta) F_{nm}(\chi, \theta) d\chi d\theta \quad (10)$$

$$f_{nm}(y) = 2y\psi_n(y)\phi_m(y) - \sqrt{2(n+1)}\psi_{n+1}(y)\phi_m(y) \quad m \geq n \quad (11)$$

$$= -\sqrt{2(n+1)}\psi_n(y)\phi_{m+1}(y)$$

$$f_{nm}(y) = f_{mn}(y) \quad m < n \quad (12)$$

가 된다. 여기서 $\psi_n(y)$ 과 $\phi_n(y)$ 은 각각

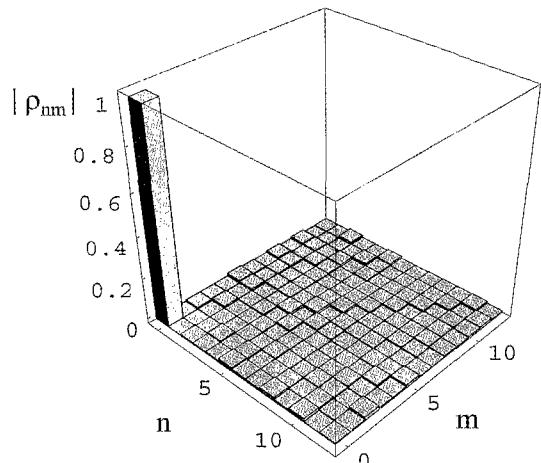


그림 7. α_R 과 α_I 평균이 각각 0° 이고, 표준편차가 각각 1° 인 진공 상태의 밀도행렬을 전산시늉한 결과이다.

$$\left(-\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial y^2} + \frac{y^2}{2} - \left(n + \frac{1}{2} \right) \right) \Psi(y) = 0 \quad (13)$$

의 규격화된 해와 비 규격화된 해를 나타낸다. 규격화 된 해 $\psi_n(y)$ 은 잘 알려진 $\psi_0(y)$ 와 $\psi_1(y)$ 을 이용하여

$$\psi_n(y) = \frac{1}{\sqrt{n}} [\sqrt{2}y\psi_{n-1}(y) - \sqrt{n-1}\psi_{n-2}(y)] \quad (14)$$

의 관계식으로부터 쉽게 계산할 수 있다. 그러나 비 규격화된 해의 경우 규격화된 해와 같은 관계식은 초기값에 너무 예민하게 값이 변하므로 아주 큰 m 에 대하여 $\phi_m(y)$ 를 고전적 근사에 의하여 구하고 그 값으로부터

$$\phi_m(y) = \frac{1}{\sqrt{m+1}} [\sqrt{2}y\phi_{m+1}(y) - \sqrt{m+2}\phi_{m+2}(y)] \quad (15)$$

의 관계식을 이용하여 구하였다.^[3] 이 과정에서 계산상 많은 시간이 소요되었다.

II장에서와 같은 방법으로 적당한 입력상태를 가정하여 그 경우 Balanced Homodyne Detection 방법에 의해 측정될 수 있는 결과를 전산시늉하여 이 값으로부터 $w(\chi, \theta)$ 을 구한 다음 식 (10)에 그 값을 대입하여 밀도행렬을 구하였다. 그림 7은 $\langle \alpha_R \rangle = 0$, $\langle \alpha_I \rangle = 0^{\circ}$ 인 진공상태의 밀도행렬을 구해본 것인데 이론적으로 $\rho_{00} = 1$ 이고, 나머지는 모두 0이어야하는데 오차한계 0.05%내에서 이론치와 같은 결과를 보여주고 있다. 또 그림 8은 $\langle \alpha_R \rangle = 0$, $\langle \alpha_I \rangle = 0^{\circ}$ 이고, $\sqrt{\langle (\Delta \alpha_R)^2 \rangle} = 2$, $\sqrt{\langle (\Delta \alpha_I)^2 \rangle} = 1/2$ 인 Squeeze된 진공 상태에 대한 밀도행렬을 구해 본 것으로 잘 알려진 대로 n, m 이 짹수일 때만 값을 나타내는 결과를 잘 보여주고 있고, 그림 9는 $\langle \alpha_R \rangle = 2$, $\langle \alpha_I \rangle = 0^{\circ}$ 이고, $\sqrt{\langle (\Delta \alpha_R)^2 \rangle} = 1$, $\sqrt{\langle (\Delta \alpha_I)^2 \rangle} = 1$ 인 결맞는 상태를 나타내고 있다. 이때 물론 ρ_{nn} 은 잘 알려진 대로 오차한계 0.06%내에서 이론치인 푸아송 분포와 일치하였다. 그림 10과 그림 11에는 II장에서와 마찬가지로 $\alpha = r \exp[i\theta]$ 로 나타내어 그림 10에는 $\langle r \rangle = 2$, $\sqrt{\langle (\Delta r)^2 \rangle} = 1/2$ 인 상태를 가정하여 수상태에 가까운 입력상태에 대한 ρ_{nn} 을 구해본 것이다. 그림 9보다 ρ_{nn} 값이 특정한 값에 집중되어 있어 sub-Poissonian분포가 되어감을 확인할

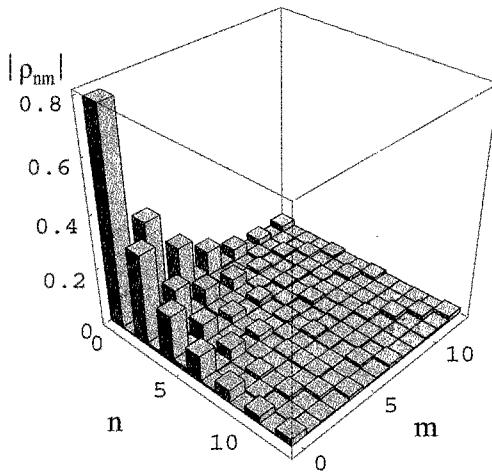


그림 8. α_R 과 α_I 평균이 각각 0이고, 표준편차가 각각 2와 1/2인 Squeeze된 진공 상태의 밀도행렬을 전산시늉한 결과이다.

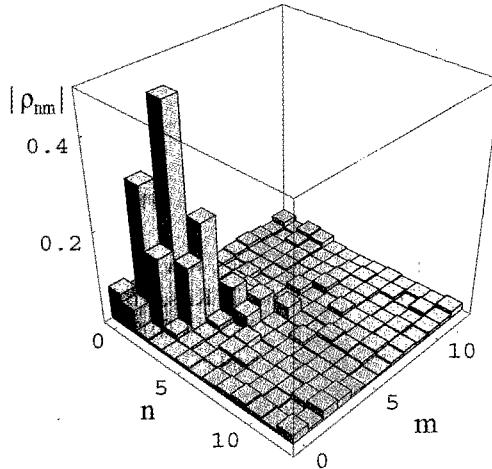


그림 10. 극좌표계에서 r평균이 2이고, r과 θ의 표준편차가 1/2과 2인 수상태로 근접한 상태의 밀도행렬을 전산시늉한 결과이다.

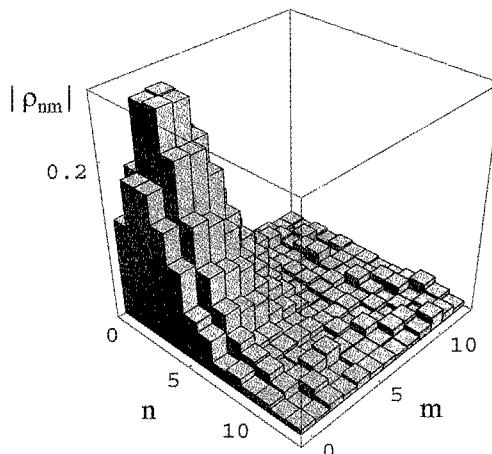


그림 9. α_R 과 α_I 평균이 각각 2와 0이고, 표준편차가 각각 1인 결맞는 상태의 밀도행렬을 전산시늉한 결과이다.

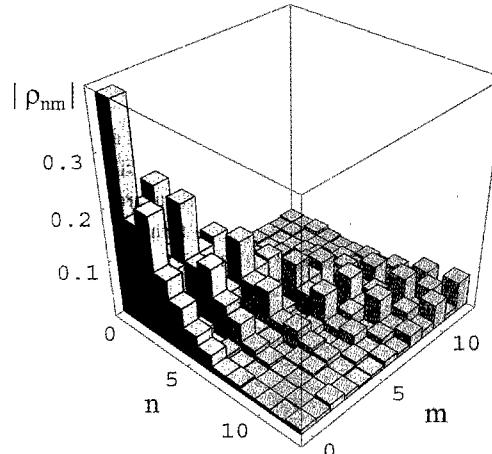


그림 11. 극좌표계에서 r평균이 2이고, r과 θ의 표준편차가 2와 1/2인 위상이 Squeeze된 상태의 밀도행렬을 전산시늉한 결과이다.

수 있다. 또 그림 10에는 그림 10과는 달리 $\sqrt{\langle (\Delta r)^2 \rangle} = 2$ 가 되고, $\sqrt{\langle (\Delta \theta)^2 \rangle}$ 은 그림 10보다 4배 작게하여 위상에 관한 Squeeze된 상태를 가정하여 ρ_{nm} 을 구해본 결과를 나타냈다.

IV. 결 론

빛의 양자 역학적 특성은 위그너 함수나 밀도행렬로써 완벽하게 기술되어지며, 이것을 얻는 방법으로 광자 수셈과 Balanced Homodyne Detection이 있다. 광자 수셈 하는 방법은 한계를 갖고 있는 반면, Balanced Homodyne Detection은 훨씬 간편하고, 정확하게 빛의 양자역학적 특성을 측정할 수 있다. 즉, Balanced Homodyne Detection 방법으로 국소 진동자의 위상을 조절해 주면서, 각 위상에 대하여 광 전류를 측정하여 적당한 간격을 갖는 도수 분포표, 즉 분포함수 $w(\chi, \theta)$ 를 구하여 이 값을 라돈 역변환을 포함한 Filtered Back Projection 방법을 통해 빛의 양자역학적 상태를 규정하는 위그너 함수 $W(\alpha, a^\dagger)$ 와 밀도 행렬을 구할 수 있다. 그런데 위

와 같이 측정된 분포함수 $w(\chi, \theta)$ 에서 위그너 함수를 구하여 밀도 행렬을 구하는 과정에서는 위그너 함수를 측정한 값 이외의 곳에서 적당히 손질하는 과정이 필요하게 된다. 따라서 작으나마 경우에 따라서 양자역학적 상태를 완벽하게 구현해 낼 수 없는 경우가 생긴다. 이와 같은 난점을 극복하기 위해 측정된 분포 함수 $w(\chi, \theta)$ 에서 바로 측정된 값만을 이용하여 밀도 행렬을 구하는 방법이 최근 밝혀졌다. 이 방법은 국소 진동자의 모든 위상에 대한 평균을 취하기 때문에 국소 진동자와 신호 빛과의 위상을 고정할 필요도 없어 훨씬 실험적으로 간단하게 밀도 행렬을 구할 수 있다.

본 연구에서는 진공상태, Squeeze된 진공 상태, Squeeze된 결맞는 상태, 수상태, 수상태와 달리 위상이 Squeeze된 상태에 대해 몬테카를로 기법으로 Homodyne Detection을 한 것을 이용하여 각각의 투사각에 따른 확률 밀도 함수를 구한 다음, 푸리에 변환과 Filtered Back Projection을 이용하여 위그너 함수를 전산 시늉하였다. 또한 Homodyne Detection으로부

터 바로 Pattern 함수를 이용하여 위그너 함수를 구했던 각각의 상태에 대한 밀도 행렬을 전산 시능하였다.

참고문헌

- [1] K. E. Cahill and R. J. Glauber, Phys. Rev. **177**, 1882 (1969).
- [2] K. Vogel and H. Risken, Phys. Rev. **A40**, 2847 (1989).
- [3] U. Leonhardt, M. Munroe, T. Kiss, Th. Richter, and M.G. Raymer, Opt. Commun. **127**, 144 (1996).
- [4] G. Breitenbach and S. Schiller, J. Mod. Opt. **44**, 2207 (1997).
- [5] K. Banaszek and K. Wdkiewicz, Phys. Rev. Lett. **76**, 4344 (1996).
- [6] J. Mlynek, G. Breitenbach, and S. Shiller, Physica Scripta **T76**, 98 (1998).
- [7] B. Gustafsson, Physica Scripta **T61**, 38 (1996).
- [8] TH. Richter, J. Mod. Opt. **45**, 1736 (1998).
- [9] D. T. Smithey, M. Beck, M. Bealsley, and M. G. Raymer, Phys. Rev. Lett. **69**, 2650 (1992).
- [10] D. T. Smithey, M. Beck, and M. G. Raymer, Phys. Rev. Lett. **70**, 1244 (1993).

The description of wigner function and density matrix by computer tomograph

Jangwon Kang, Kihyun Cho and Sun-Hyun Youn[†]

Department of physics, Chonnam National University, Kwangju 500-757, KOREA

[†]E-mail: sunyoun@chonnam.ac.kr

(Received May 16, 2000 ; Revised manuscript received November 29, 2000)

Wigner functions and density matrices are computer simulated for various quantum mechanical states of light. Wigner function and density matrices are evaluated by filtered back projection which includes inverse Radon transform from the distribution function of the photocurrents, which are calculated in the balanced homodyne detection scheme. The density matrix is also directly obtained by using the pattern function from the simulated phase independent photocurrent distribution function.

OCIS codes : 030.0030, 270.0270.