

회전하는 거친금속표면에서 후방산란되어 형성된 레이저 스펙클의 세기의 시간상관함수 $g_s^{(2)}(\tau)$ 의 측정

안성준 · 이상수

한국과학기술원 물리학과

(1992년 5월 19일 받음)

회전하는 거친금속표면에 s-편극된 레이저광을 -30° 로 입시시켜 생긴 후방산란과중 입사광과 동일한 편극을 가지는 후방산란파에 대하여 세기의 시간상관함수 $g_s^{(2)}(\tau)$ 를 측정하였다. 이 과정에서 광전신호로부터 $g_s^{(2)}(0)$ 의 측정을 할 때 수반되는 shot noise의 영향을 제하여 줌으로써 정확한 $g_s^{(2)}(0)$ 값을 얻었다. 각 산란각 θ 에서 $g_s^{(2)}(\tau)$ 는 $\{1 + \exp(-\tau/\tau_c)\}$ 함수와 거의 일치하였는데, 이는 등속으로 회전하는 간유리를 통과하여 형성된 레이저 스펙클의 경우와 같은 결과이다. 또한, 산란각에 따른 τ_c 의 분포에서는 $\theta=34^\circ$ 에서 예리하게 최대값을 가지는 것이 관찰되었다. 이 연구에서, 다중산란이 10%를 넘는 금속판산란과 다중산란이 무시될 수 있는 간유리판산란이 같은 함수물의 세기의 시간상관함수를 갖는다는 사실이 확인되었다.

I. 서 론

공간상의 어느 고정된 한 관측점에서 광의 세기(cycle-averaged intensity)를 $I(t)$ 라고 하자. t 는 관측하는 순간의 시간을 의미한다. 이 경우 관측점에서의 세기의 시간상관함수(the degree of second order temporal coherence) $g^{(2)}(\tau)$ 는 다음과 같이 정의된다.¹⁾

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I(t)I(t+\tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle^2} \quad (1.1)$$

(1.1)식에서 $\langle \quad \rangle$ 는 시간평균을 의미한다. 이러한 세기의 시간상관함수 $g^{(2)}(\tau)$ 는 여러가지 광원으로부터 나오는 광 또는 산란체로부터 산란되어 나오는 광의 성질을 통계적으로 연구하는 통계광학에서 중요한 양이며 광산란입자의 크기 및 속도 측정, 움직이는 위상산란판의 속도 측정, intensity interferometry 등에 널리 이용되고 있다.²⁻⁴⁾

본 논문에서는 회전하는 거친금속표면에서 s-편극된 레이저광을 산란(scattering)시켜 입사면내에서 산란각(scattering angle)을 변화시켜가며 세기의 시간상관함수를 측정하였다. 그런데, 거친금속표면에서 광이 산란되는 경우에는 표면에서 단일산란(single scattering) 뿐만 아니라 다중산란(multiple scattering)이 일어난다.

다중산란에 의한 산란광은 입사면(incidence plane) 내에서 입사광과 같은 편극(s-편극)을 지닌 성분도 있으나, 단일산란의 경우와 달리 입사광의 편극에 대하여 수직인 편극(p-편극)을 가진 성분도 함께 있다.⁵⁻⁸⁾ 이 현상을 depolarization이라고 하며, 다중산란이 거의 없는 간유리표면에서의 산란과 같은 경우에는 그 양이 전체 산란광에 비하여 매우 적어서 무시할 수 있다. 그러나, depolarization을 무시할 수 없는 거친금속표면에서의 산란광의 세기의 시간상관함수는 (1.1)식에서 정의된 $g^{(2)}(\tau)$ 뿐만 아니라 아래의 (1.2), (1.3)식과 같이 정의된 각각의 편극에 대한 세기의 시간상관함수 $g_s^{(2)}(\tau)$ 와 $g_p^{(2)}(\tau)$ 함께 연구되어야 한다.

$$g_s^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I_s(t)I_s(t+\tau) \rangle}{\langle I_s(t) \rangle^2} \quad (1.2)$$

$$g_p^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I_p(t)I_p(t+\tau) \rangle}{\langle I_p(t) \rangle^2} \quad (1.3)$$

이 때, $\langle I_s(t) \rangle$ 와 $\langle I_p(t) \rangle$ 는 각각 산란광의 s-성분과 p-성분의 평균세기를 나타낸다. 이러한 $g^{(2)}(\tau)$ 는 $g_s^{(2)}(\tau)$ 및 $g_p^{(2)}(\tau)$ 와 통계광학적인 관계를 갖고 있다. 최근 depolarization을 고려하여 이론적으로 그 표현이 유도되고 실험적으로 검증되었으므로⁹⁾ 다루지 않기로 하고, 본 논문에서는

산란광 중에서 입사광과 동일한 편극인 s-편극된 성분에 대하여 τ 를 광범위에 걸쳐서(0에서 7.0 msec까지) 세기의 시간상관함수 $g_s^{(2)}(\tau)$ 를 측정하고 그 결과를 분석하였다. 앞에서 언급한 바와 같이, s-편극된 성분에는 단일산란에 의한 산란파와 다중산란에 의한 산란파가 동시에 존재하며, 본 실험에서는 다중산란에 의한 산란파가 s-편극된 산란파 전체에서 10%가 넘는 것이 확인되었다. 이 s-편극된 산란파의 세기가 p-편극된 산란파에 비하여 일반적으로 수 배 이상(본 실험에서는 5~10) 크기 때문에 산란파의 세기의 상관연구에서 1차적인 중요성을 가지고 있다.

II. $g_s^{(2)}(\tau)$ 의 측정

1. 실험 방법

실험에 쓰인 산란판으로는 알루미늄의 거친표면을 사용하였다. 표면을 기칠게 만들기 위해 매끈한 알루미늄의 표면을 연마제로 갈았다. 연마제로는 Al_2O_3 (mesh number 120)를 사용하였다. 이렇게 제작한 거친표면을 스타일러스형 profilometer로 측정된 결과 기칠기(roughness)가 $4.4 \mu m$, 측면상관길이(lateral correlation length)가 $30 \mu m$ 였다. 거친표면에서 측면상관길이는 측면길이에 대한 표면 높이의 상관값이 $1/c$ 로 떨어지는 측면길이로 정하였다.

전체적인 실험 장치가 그림 1에 나타나 있다. 거친 표면에 입사하는 가간섭성 광원으로는 Ar ion laser광을 사용하였다. 형모드는 TEM_{00} 이고, 중심 파장은 $514.5 nm$ 이다. 이 Ar ion laser광은 Glan-Taylor polarizer를

거쳐 s-편극되어 거친표면의 회전 중심으로부터 $2.0 cm$ 떨어진 곳에 입력 $20 mW$ 로 입사되었다. Knife edge method를 써서 측정한 거친 표면위에서의 입사광의 반지름은 $194 \mu m$ 였다. 입사각은 -30° 로 하였고 입사면 내에서 -80° 부터 80° 의 산란각을 scanning arm을 이용하여 2° 간격으로 이동하면서 $g_s^{(2)}(\tau)$ 를 측정하였다.

한 산란각에서의 측정과정은 다음과 같다. 거친표면으로부터 산란된 광을 검출하기 위하여 산란 지점에서 $80 cm$ 떨어진 곳에 반지름 $65 \mu m$ 의 검출 개구가 있다. 이 때 주위의 잡음광(거친 표면으로부터 산란되지 않은 광)을 차단하기 위하여 반지름 $2.5 mm$ 의 다이아프램 두 개를 검출개구 앞에 설치하였다. 두 개의 다이아프램 사이에는 검광기를 두어 산란광의 s-편극을 가지는 성분만 통과하도록 하였다. 이렇게 검출개구를 지난 산란광은 바로뒤에 놓인 플라스틱 광섬유(core 직경: $1 mm$)를 거쳐 광전자증배관(PMT)까지 전달된다. 이 플라스틱 광섬유도 주위의 잡음광이 광섬유의 굽어진 부분이나 cladding의 상저난 부분을 통하여 PMT로 들어가는 것을 막기 위해 검은 jacket을 입혔다. 검출기 PMT (RCA Model 8575)는 $100 k\Omega$ 의 출력저항을 붙여 $-1250 volts$ 의 전압에서 사용하였다. PMT의 출력시향에 걸리는 전압은 증폭기를 사용하여 50배 증폭시킨 후 그 값을 A/D converter(12 bit resolution)로써 $100 \mu sec$ 간격으로 계수화 시켜 computer memory에 저장하였다. 따라서, 데이터로 저장되는 것들은 증폭기의 출력전압 $v(t)$ 를 시각 t_1, t_2, \dots, t_n 에 측정화한 전압 $v(t_1), v(t_2), \dots, v(t_n)$ 이다. ($t_{i+1} - t_i = 100 \mu sec$.) 데이터 수 n 은 20,000으로 하였고, 나중에 correlation 값의 계산을 위해 $v(t_{n-1}), v(t_{n-2}), \dots, v(t_{n-70})$ 도 데이터로 저장시켰다.

2. $g_s^{(2)}(\tau)$ 의 계산

(1.2)식의 $g_s^{(2)}(\tau)$ 는 $v(t)$ 를 사용하여 나타내면 다음과 같다.

$$g_s^{(2)}(\tau) = \frac{\langle v(t)v(t+\tau) \rangle}{\langle v(t) \rangle^2} \quad (2.1)$$

다만, $\tau=0$ 인 경우에는 shot noise의 영향때문에 (2.1)식을 적용하면 실제의 $g_s^{(2)}(0)$ 보다 더 큰 값 $g_s^{(2)'}(0)$ 를 얻게 된다.^{[1][3] 즉,}

$$g_s^{(2)'}(0) = \frac{\langle v^2(t) \rangle}{\langle v(t) \rangle^2} \quad (2.2)$$

shot noise에 의한 영향을 제거하여 준 $g_s^{(2)}(0)$ 는 다음과 같다.^{[1][3]}

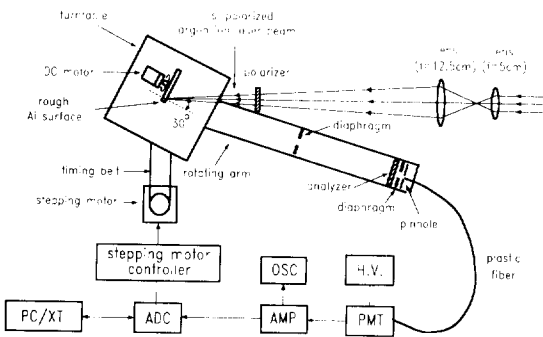


그림 1. Experimental setup for the measurement of the mean intensity and $g_s^{(2)}(\tau)$ of the dynamic speckle backscattered from a rotating rough metal surface. (OSC: oscilloscope, ADC: A/D converter, H.V.: high voltage power supply).

$$g_s^{(2)}(0) = \frac{\langle I^2(t) \rangle}{\langle I(t) \rangle^2} = g_s^{(2)'}(0) - \frac{\kappa}{\langle v(t) \rangle} \quad (2.3)$$

(2.3)식에서 κ 는 광전자증배관의 양자효율(quantum efficiency), 증폭율(gain), amplifier의 증폭율 등에 의해 결정되는 상수인데, 본 실험에서는 2.79였다.¹⁴⁾ 그림 2에는 $g_s^{(2)'}(0)$ 값들이 나타나 있다. 산란각 $\theta_s = -32^\circ, -30^\circ, -28^\circ$ 에서의 데이터는 얻을 수 없었는데 그 이유는 이 위치에서는 scanning arm위에 있는 측정장치들이 입사광을 가리기 때문이다. 그림 2에서 알 수 있듯이 산란광의 평균세기 $\langle I_s(t) \rangle$ 가 작을수록 $g_s^{(2)'}(0)$ 와 $g_s^{(2)}(0)$ 의 차이가 크게 된다. 따라서, 모든 산란각에서 정확한 $g_s^{(2)}(\tau)$ 의 모양을 얻기 위해서는 반드시 shot noise의 영향을 제거한 $g_s^{(2)}(0)$ 값을 얻어야 한다.

II-1장에서 언급한 바와 같이 실험에서 데이터로 저장되는 것은 연속적인 $v(t)$ 가 아닌 $v(t_1), v(t_2), \dots, v(t_n)$ 이므로 실제 계산에서

$$\langle v(t) \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n v(t_i),$$

$$\langle v(t)v(t+\tau) \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n v(t_i)v(t_i+\tau) \quad (2.4)$$

가 된다.

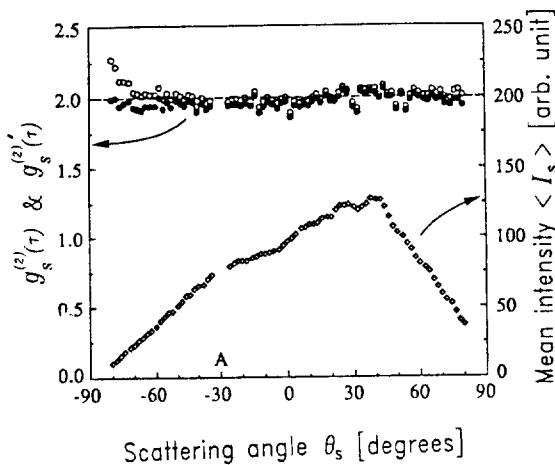


그림 2. The angular distributions of the mean intensity, $g_s^{(2)}(0)$ (dot) and $g_s^{(2)'}(0)$ (circle) for the dynamic speckle. A is the angle of incidence.

III. 실험 결과

그림 3은 산란각 $\theta_s = -60^\circ, -10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 50^\circ, 80^\circ$ 에서의 $g_s^{(2)}(\tau)$ 값들을 보여주고 있다. $g_s^{(2)}(\tau)$ 의 모양을 서로 비교하기 위하여 횡축을 모두 $\tau = 7.0$ msec로 통일하였고, 그림에서 검은 점들이 실험에서 측정된 $g_s^{(2)}(\tau)$ 값이고, 실선은 fitting curve를 나타낸다. 그림 3의 (a)부터 (f)까지를 살펴보면, 각 산란각마다 fitting parameter인 τ 값만이 다를 뿐 $g_s^{(2)}(\tau)$ 의 모양은 모두 $\{1 + \exp(-\tau^2/\tau_c)\}$ 꼴과 5%의 오차내에서 잘 일치하고 있음을 알 수 있다. 이러한 오차는 시간평균을 할 때 무한히 긴 시간동안 평균을 하지 못하는 데에 기인하는 오차(error due to the finite time average)로 설명할 수 있다.¹¹⁾

여기서 한 가지 언급해야 할 것은 $\{1 + \exp(-\tau^2/\tau_c)\}$ 의 함수로써 curve fitting을 한 것은 어떤 이론적인 근거가 있는 것은 아니라는 점이다. 세기의 시간상관함수가 $\{1 + \exp(-\tau^2/\tau_c)\}$ 꼴이 되는 대표적인 경우로는 등속으로 운동하는 간유리를 통과하여 형성된 레이저 스펙클을 들 수 있다. 이 경우는 거친유리 표면위에서의 전자기장을 쉽게 구할 수 있기 때문에 Kirchhoff의 회절공식을 사용하여 far field 관측점에서의 광의 세기 또는 세기의 시간상관함수에 관한 이론적인 유도가 가능하고, τ_c 를 측정함으로써 간유리의 운동속도도 알아낼 수 있다.¹⁵⁾ 그러나, 거친금속표면에서 후방산란된 광의 경우에는 표면에서의 전자기장을 구하는 것이 원리적으로만 가능할 뿐 실제로는 아직까지 불가능한 상황이다. 그 이유는, 입사광이 표면에서 단일산란뿐 아니라 다중산란을 하고, 이러한 다중산란을 완벽히 고려하여 표면에서의 전자기장을 구해 내기가 매우 어려운 문제이기 때문이다.^{16,17)} 따라서, 본 실험에서 측정된 $g_s^{(2)}(\tau)$ 를 curve fitting함에 있어서, 측정된 $g_s^{(2)}(\tau)$ 의 모양을 잘 설명하면서도 τ_c 라는 parameter 한 개만을 사용하는 $\{1 + \exp(-\tau^2/\tau_c)\}$ 을 채택하였다.

그림 3에서 τ_c 의 값이 큰 $\tau_c = 30^\circ$ 인 경우는 τ 가 증가함에 따라 다른 산란각들에서의 $g_s^{(2)}(\tau)$ 에 비하여 상대적으로 값이 천천히 감소하고 있다. 이것은 $\tau_c = 30^\circ$ 인 경우는 산란각에서 보다 산란광의 세기변화가 더 느리다는 것을 의미한다. 이렇게 산란각마다 달라지는 τ_c 의 값을 그림 4에 나타내었다. τ_c 에 관해서도 아직은 이론적인 취급은 할 수 없는 단계이지만, 그림 4에서 다음과 같은 사실을 주목할 만하다. 첫째, τ_c 의 값이 산란각 $20^\circ \sim 50^\circ$ 사이에서 급격한 증가와 감소를 보인다는 것과 둘째, τ_c 의 최대값이 입사각 -30° 에 대한 대칭이 되는 $\theta_s = 34^\circ$ 가 아닌 $\theta_s =$

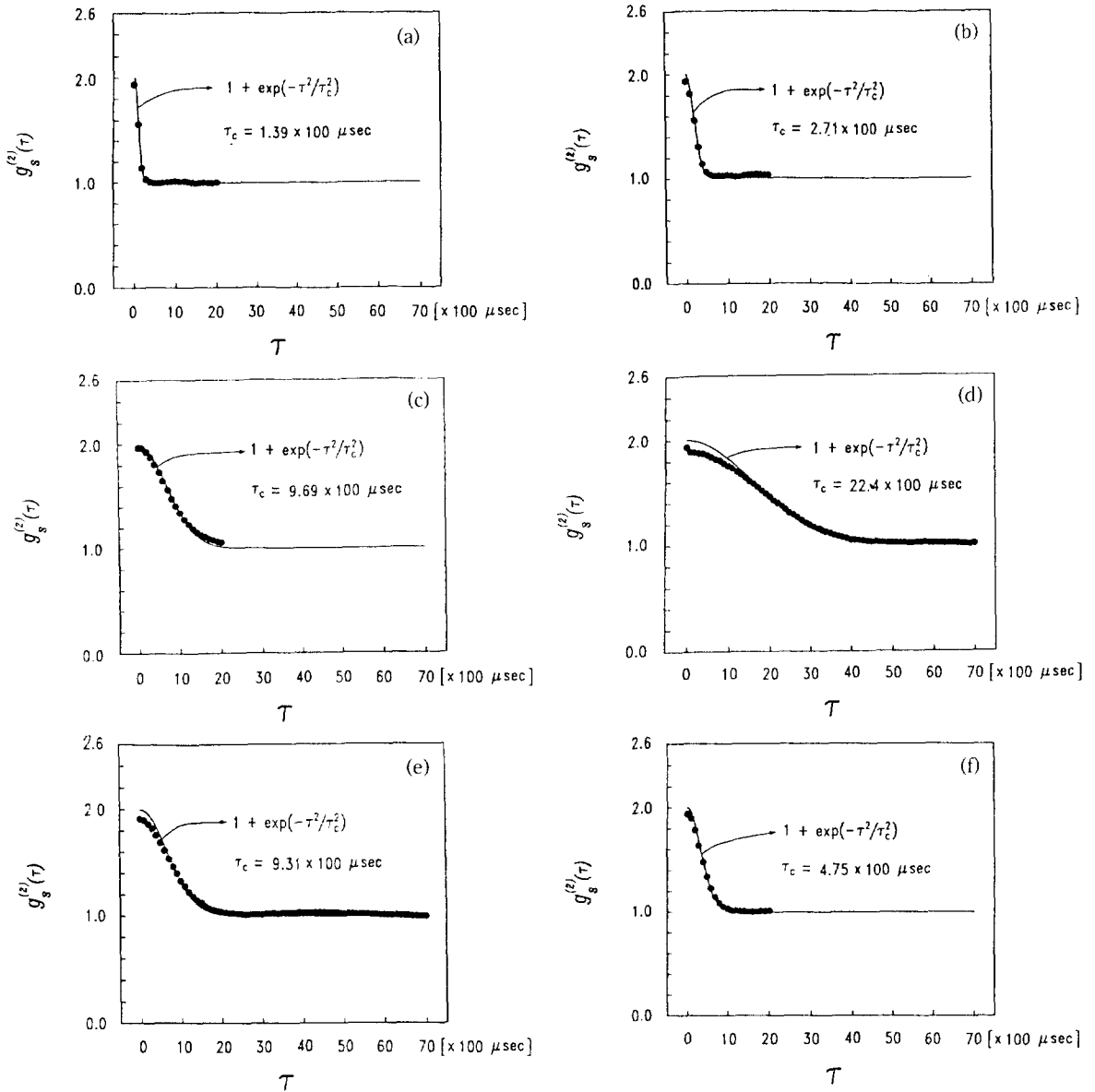


그림 3. $g_s^{(2)}(\tau)$ as the function of τ at several scattering angles, (a) $\theta = -60^\circ$, (b) $\theta = -10^\circ$, (c) $\theta = 20^\circ$, (d) $\theta = 30^\circ$, (e) $\theta = 50^\circ$, (f) $\theta = 80^\circ$. The black dot and the solid line represent the experimentally measured data and the fitting curve, respectively.

43°인 지점에 나타난다는 것이다. 이러한 τ 의 특성들은 본 실험에 사용된 거친금 속표면의 특성들(거칠기, 측면상관길이 등)과 관련이 있을 것이므로 여러가지 다른

거친 표면들에 대해서도 그림 4와 같은 τ 의 분포를 조사함으로써, 거친표면의 특성들과의 연관성을 찾을 수 있을 것으로 판단된다.

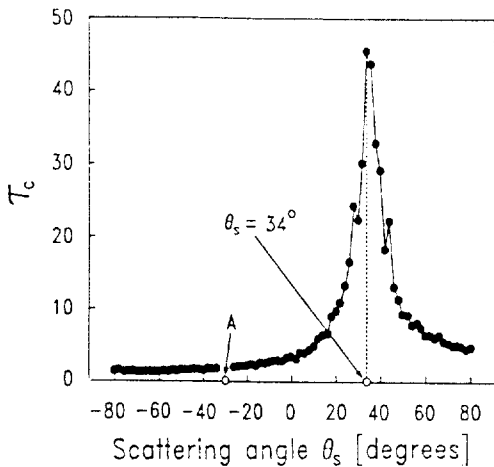


그림 4. Angular distribution of τ_c . The maximum value appears at $\theta_s=34^\circ$ in the peak. A is the angle of incidence.

IV. 결 론

회전하는 거친 금속표면에 s-편광된 레이저광을 산란시켜 형성된 laser speckle 중 입사광과 동일한 편극을 가지는 후방산란파에 대하여 세기의 시간상관함수 $g_s^{(2)}(\tau)$ 를 측정하였다. 이 과정에서 $g_s^{(2)}(0)$ 측정시 수반되는 shot noise의 영향을 보정하여 줌으로써 정확한 $g_s^{(2)}(0)$ 값을 얻었다. 다중산란을 고려한 거친표면의 특성과 관련된 $g_s^{(2)}(\tau)$ 의 이론적인 표현은 구하지 못하였으나 측정된 $g_s^{(2)}(\tau)$ 의 모양이, 등속으로 회전하는 간유리를 투과산란하여 형성된 laser speckle의 세기의 시간상관함수와 같은 함수모양인 $\{1 + \exp(-\tau^2/\tau_c^2)\}$ 임을 보였다. 앞으로 다중산란을 고려한 $g_s^{(2)}(\tau)$ 의 표현이 이루어져야 하겠고 한편, 다중산란에 의해서만 생기는, 입사광에 대하여 수직인 편극을 가지는 산란파의 세기의 시간상관함수 $g_p^{(2)}(\tau)$ 에 관한 실험이 추진되고 있다.

참 고 문 헌

- [1] R. Loudon, *The Quantum Theory of Light* 2nd ed. (Oxford University, New York, 1985) pp. 105-119.
- [2] B. J. Berne and R. Pecora, *Dynamic Light Scattering* (John Wiley & Sons, New York, 1976).
- [3] G. R. Fowles, *Introduction to Modern Optics*, 2nd ed. (Holt, Rinehart and Winston Inc., Chicago, 1975) pp. 79-82.
- [4] T. Asakura and N. Takai, *Appl. Phys.* **25**, 179 (1981).
- [5] A. K. Fung and H. J. Eom, *IEEE Trans. Antennas Propag.* **29**, 463 (1981).
- [6] E. R. Mendez and K. A. O'Donnel, *Opt. Commun.* **61**, 91 (1987).
- [7] K. A. O'Donnel and E. R. Mendez, *J. Opt. Soc. Am.* **A4**, 1194 (1987).
- [8] M-J. Kim, Thesis, University of London (1989).
- [9] B. C. Park and S. S. Lee, *Opt. Lett.* **15**, 159 (1990).
- [10] 박병천, KAIST 박사학위 청구논문, (1987).
- [11] 이상수, 양자 광학(민음사, 서울, 1988) pp. 239-244.
- [12] A. Yariv, *Optical Electronics* 3rd ed. (CBS College Publishing, New York, 1985) pp. 315-317.
- [13] C. L. Metha, *Progress in Optics*, vol. 8, E. Wolf ed. (North-Holland, Amsterdam, 1970) pp. 382-383.
- [14] S. J. Ahn, B. Y. Kim, and S. S. Lee, *Opt. Lett.* (1992).
- [15] 박병천, KAIST 석사학위 청구논문, (1987).
- [16] G. S. Brown, *Wave Motion* **7**, 195 (1985).
- [17] J. A. DeSanto and G. S. Brown, *Progress in Optics*, vol. 23, E. Wolf ed. (North-Holland, Amsterdam, 1986).

**Measurement of the degree of second order temporal coherence
 $g_s^{(2)}(\tau)$ of a laser speckle backscattered from a rotating
randomly rough metal surface**

Seong-Joon Ahn and Sang-Soo Lee
*Department of Physics, Korea Advanced Institute of Science and
Technology, Taejon 305-701, Korea*

(Received: May 19, 1992)

The s-polarized laser beam is incident with an angle $\sim 30^\circ$ to a uniformly rotating rough metal surface and the degree of second order temporal coherence $g_s^{(2)}(\tau)$ of the backscattered wave, which has the same polarization with the incident laser beam, is measured. The contribution of shot noise involved in the measurement of $g_s^{(2)}(0)$ is subtracted from the photoelectric signal to obtain the accurate value of $g_s^{(2)}(0)$. At each scattering angle θ_s , $g_s^{(2)}(\tau)$ is almost consistent with the function $\{1 + \exp(-\tau^2/\tau_c^2)\}$, which is the same result with the case of the laser speckle formed by scattering on the rotating ground glass surface. In addition, a peak in the angular distribution of τ is observed with the maximum at $\theta_s = 34^\circ$. It is found that the rough metallic scattering with multiple scattering over than 10% has the same function of the degree of second order temporal coherence with that of the ground glass surface scattering where the multiple scattering is ignorably small.