

광 산란 측정을 통한 수직 공진 표면광 레이저 반사경의 계면 거칠기 분석

주영구 · 강명수 · 이용희

대전시 유성구 구성동 한국과학기술원 물리학과

신현국 · 김 일

수원시 팔달구 매탄 3동 416번지 삼성전자

(1998년 2월 12일 받음, 1998년 4월 8일 수정본 받음)

수직 공진 표면광 레이저에서 분산 브라그 반사경의 광 산란 손실을 자세히 분석하기 위하여, 광산란 실험을 수행하고 산란 효과를 고려한 투과 행렬 방법을 통하여 표면 거칠기에 대한 정보를 추출하였다. 산란 실험에는 수직 공진 표면광 레이저 제작에 사용된 다양한 종류의 웨이퍼가 이용되었다. 거울각 근처의 산란광 세기를 추정하기 위해서 fractal 표면을 가정하였다. 분석에 사용된 변형된 투과 행렬 방법은 각 경계 면에서 산란 손실을 고려하면서 반사율을 효과적이고 쉽게 계산할 수 있게 하였다. 실험 결과, 표면 거칠기는 4 Å에서 10 Å로 나타났고, 산란에 따른 반사율 감소는 거칠기가 10 Å 경우에 0.26 %에 해당하였다.

I. 서 론

수직공진표면광레이저(vertical-cavity surface-emitting laser; VCSEL)^[1]는 미세 공진기 구조를 채용하고 있어서 레이저 이득 물질의 두께가 빛의 한 파장 정도의 크기 근처에서 제작되고 있다. 이러한 미세 공진기는 능동 매질의 체적을 감소시킴으로 인해 레이저 임계 전류 값을 기존의 측면 발광(edge emitting) 레이저에 비해 크게 줄일 수 있었고 고속 동작에서도 유리한 점으로 작용하고 있다. 그러나, 상대적으로 이득 물질의 길이가 작아졌기 때문에 고 반사율 반사경을 요구한다. 보통 이 반사경은 분자선에피성장법(molecular beam epitaxy; MBE)이나 금속유기물화학적증착법(metal organic chemical vapor deposition; MOCVD)을 통하여 웨이퍼 상태에서 분산브라그반사경(distributed Bragg reflector; DBR)이란 구조로 구현이 된다. 이 분산브라그반사경은 III-V족 화합물의 조성에 변화를 주고, 이에 따른 굴절률에 주기적 변화를 주어 원하는 파장에서 99% 이상으로 반사율을 높일 수 있다. 분산브라그반사경의 반사율은 이론적으로는 그 층의 개수 증가와 함께 1에 근접시킬 수 있지만 반사경에서 일어나는 광 손실로 인해 한계 값을 가지게 된다. 광 손실에는 크게 자유 전하 흡수(free carrier absorption)와 광 산란(optical scattering)이 있으며 여기에서는 기존의 제작된 레이저의 광 산란에 대한 직접적인 측정과 분석에 대해 다루기로 한다. 지금까지 수직 공진 표면 광 레이저의 분산브라그반사경에 대한 광 산란 손실에 대해서 연구자들이 주로 Fabry-Perot의 반사율을 측정하거나 원자힘현미경(atomic force microscopy; AFM)을 통한 표면 굴곡 측정을 통하여 추정을 하여왔다.^[2,3] 이 논문에서는 몇 개의 수직공진표면광레이저 구조를 가진 웨이퍼에 빛을 입사시

켜 광 산란을 각도에 따라 측정하여 산란 분포 함수(SDF; scattering distribution function)를 구하고, 전체 산란량을 계산하였다. 이러한 실험 결과의 분석을 위해 기존의 분산브라그 반사경 반사율 계산에 사용된 투과 행렬 방법(transmission matrix method)에서 광 손실을 고려하도록 수정된 방법을 소개한다. 이 계산과 실험 결과의 비교를 통하여 표면 거칠기와 산란량 사이의 관계를 알아내고 웨이퍼 자체의 경계면 거칠기와 이에 따른 반사율 감소와 공진기 손실을 조사하였다.

II. 이 론

2.1. 광 산란 이론과 표면의 거칠기

수직공진표면광레이저 제작에 사용되는 웨이퍼는 분자선 에피성장법나 금속유기물화학적증착법로 성장되기 때문에 매우 정밀한 두께로 조절이 가능하고 따라서 그 경계면의 거칠기 또한 공진기 중심 파장에 비해 매우 작다. 이러한 조건에서의 광 산란량과 표면 거칠기 사이의 관계는 H. Davies^[4]가 거친 표면에서 전자기파의 반사에 대해 연구한 결과에 의하여 잘 표현되어질 수 있다. 이 이론은 바다 표면의 거칠기와 레이다 파의 산란량 사이의 관계를 기술하기 위하여 표면이 완전 도체일 것과, 표면 굴곡의 분포 함수와 자체공분산(autocovariance) 함수가 가우스 분포를 따를 것을 가정하고 있다. 그러나 그 결과는 일반적으로 전자기파에 관한 성질로서 레이다 파가 아닌 광파에서도 적용될 뿐더러,^[5] 거칠기 분포가 통계적으로 반드시 가우스 분포를 따르지 않아도 성립하는 것으로 알려졌다.^[6] 따라서 웨이퍼 경계면의 산란을 다루는 다른 연구들^[2,3]에서 그 관계식을 이용하고 있다. 산란 총량(total integrated scatterer; TIS)은 파장 에서 root mean

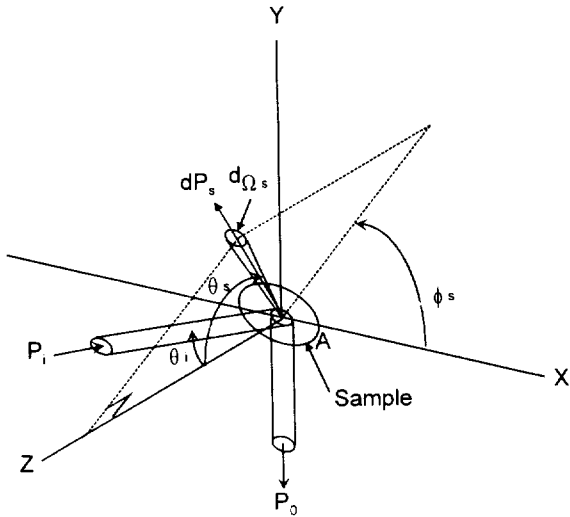


그림 1. Parameters for describing scattering.

square(RMS) 거칠기 에 의하여 다음과 같이 표현된다.

$$TIS \equiv \frac{P_s}{P_r} \approx \frac{P_s}{P_0} \approx \left(\frac{4 \pi \sigma \cos \theta_i}{\lambda} \right)^2 \quad (1)$$

여기서, P_s 와 P_r 는 산란광과 반사광의 출력을 표시한다. 두 번째 표현은 완전 반사체에 가까울 경우, 반사광 출력 P_r 이 입사광 출력 P_0 와 같아지는 것을 의미한다. 또한 θ_i 는 입사각을 나타낸다.

전체 산란량을 구하기 위해서 본 논문에서는 각도에 따른 산란 광의 분포를 직접 측정하여 각도에 따라 적분하는 방법을 취하였다. 이 광 산란 분포 함수는 양방향산란분포함수 (bidirectional scattering distribution function; BSDF)라고 부르며 단위 입체각으로 산란되는 입사광의 비율로 정의된다. 입사광과 산란광 사이의 기하학적 배치와 인수들은 그림 1에 기술되어 있다.

$$BSDF \equiv \frac{P_s / \Omega_s}{P_i} \quad (2)$$

여기서, P_s 와 P_i 는 각각 산란광 출력과 입사광 출력을 나타내며, Ω_s 는 관측 점에 측정하는 입체 각이다.

양방향산란분포함수 측정을 통해 각 각도로 산란되는 빛의 양을 알 수 있게 되는데, 이 분포함수는 표면의 굴곡 모양의 주파수 성분과 밀접한 연관을 가지게 된다. 이것은 격자의 주기에 따라 회절광의 각도가 바뀌는 것과 같은 원리로서, 더 자세한 결과의 유도는 Rayleigh-Rice의 벡터 섭동 이론^[7]에 의하여 이루어진다. 결국 양방향산란분포함수는 다음 식에서 표면 윤택의 power spectral density(PSD) 함수 $S(f_x, f_y)$ 로 다음과 같이 기술된다.

$$\frac{(dP_s/d\Omega_s) d\Omega_s}{P_i} = \left(\frac{16\pi^2}{\lambda^4} \right) \cos \theta_i \cos^2 \theta_s Q S(f_x, f_y) d\Omega_s \quad (3)$$

여기서 dP_s 와 $d\Omega_s$ 는 산란광과 산란 입체 각의 미분 량을 나타

내며, θ_i 와 ϕ_s 는 그림 1에서 볼 수 있듯이 웨이퍼 수직 방향으로 부터 측정된 구 좌표상의 각을 말한다. 그리고 공간 주파수 f_x 는 $(\sin \theta_s \sin \theta) / \lambda$ 로 정의되어 있다.

위의 식은 실험에서 웨이퍼의 반도체 윤택에 대한 정보를 주는 것과 동시에, 측정이 어려운 거울 각(specular angle) 근처, $\theta_s = \theta_i$, $\theta_s = 0$ 의 데이터를 외삽 하는데 이용된다. 보통 반도체의 경우, $S(f_x)$ 가 $(1/f_x)^2$ 에 비례하는 경향을 가지고 있어서, $S(f_x)$ 함수의 추출이 산란 총량을 추정하는데 사용된다.

식 (3)에 포함된 Q는 편광 인수로서, 입사광과 관측 점 사이의 상호 위치 관계에 따라 발생하는 편광 의존성을 기술한다. 입사광과 반사광을 포함하는 입사면($\phi_s=0$ 에서, s 편광과 p 편광에 대해 편광 인수는 다음과 같은 형태를 갖는다.^[6])

$$Q_{ss} = \left| \frac{(\epsilon - 1)}{(\cos \theta_i + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_i})(\cos \theta_s + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_s})} \right|^2 \quad (4)$$

$$Q_{pp} = \left| \frac{(\epsilon - 1)(\sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_s} \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_i} - \epsilon \sin \theta_i \sin \theta_s)}{(\epsilon \cos \theta_i + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_i})(\epsilon \cos \theta_s + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_s})} \right|^2 \quad (5)$$

여기서, ϵ 는 반사체의 유전율이다.

2.2. 경계면 거칠기와 분산브라그반사경의 반사율

앞에 서술된 광 산란 이론은 주로 단일 표면에서의 산란 현상을 기술하고 있다. 그러나 이 실험에서 측정하는 대상은 분산브라그반사경이라는 다층박막으로 구성되어 있어, 각 경계면의 산란이 모두 고려되어야 한다. 또한 실제 레이저 공진기가 느끼는 산란 손실은 밖에서 측정하는 산란 값이 아닌 내부에서 빛이 입사했을 때, 산란되는 빛의 양에 해당한다. 따라서 분산브라그반사경에서 광 산란 데이터의 분석은 경계면 거칠기에 따른 외부 산란 광량 크기와 거칠기에 따른 분산브라그반사경 반사율 사이의 관계를 파악하는 것으로 이루어진다.

분산브라그반사경 내의 전기장 분포나 반사율을 구한 것은 주로 전달 행렬법(transfer matrix method)^[8]을 통하여 수행되어 왔다. 그러나 이를 약간 변형시킨 투과 행렬법(transmission matrix method)^[9]을 사용하면, 다층 막의 전기장 세기를 더 효과적으로 알아낼 수 있다. 투과 행렬은 그림 2에서 볼 수 있듯이 산란 물질의 양단에 있는 통로에서 입출력되는 전기장의 크기를 연결시키고 있어서 다층박막의 경우 행렬의 곱으로 바로 나타나게 된다. 또한 각 행렬 요소는 다음 식에서와 같이 각 경계면에서의 투과율과 반사율로서 기술된다.

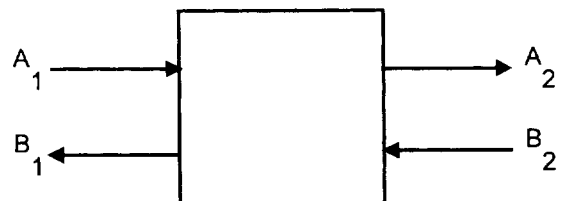


그림 2. Single two port network for transmission matrix.

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix} = T \begin{bmatrix} A_2 \\ B_2 \end{bmatrix} = \frac{1}{t_{12}} \begin{bmatrix} 1 & -r_{21} \\ r_{12} & t_{12}t_{21} - r_{12}r_{21} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_2 \\ B_2 \end{bmatrix} \quad (6)$$

산란 손실을 고려하는 방법은 참고 논문^[2]에서 사용한 방법을 적용하였다. 식 (1)에서 언급한 불 균일 면의 산란 손실 때문에 전기장의 유효 반사 계수 r_{eff} 는 계면 거칠기 σ 에 따라 다음과 같이 표현된다.

$$r_{eff} = r_0 \exp[-2(2\pi n/\lambda)^2 \sigma^2] \quad (7)$$

여기서 n 은 매질의 굴절률이고, r_0 는 이상적인 평면을 가지는 계면일 경우 반사 계수를 나타낸다. 이것을 이용하면 광 산란 손실 η 는

$$\eta = 1 - \frac{r_{eff}}{r_0} \quad (8)$$

로 표현된다. 결국, 식 (7)은 식 (1)에서 입사각이 0도 인 경우로서, 에너지 손실을 전기장의 크기 손실로 표현한 것이다. 이러한 산란 손실을 투과 행렬 법에서 고려해보면, 산란광이 반사파와 투과파 방향으로 진행하므로 이 두 방향 모두에서 산란 손실이 일어난다고 보아야 한다. 따라서 투과 행렬식 (6)의 반사 계수 r 과 투과 계수 t 에 $(1-\eta)$ 를 모두 곱해주면 광 산란 손실을 고려한 투과 행렬이 된다.

$$T = \frac{1}{t_{12}(1-\eta_{12})} \begin{bmatrix} 1 & -r_{21}(1-\eta_{21}) \\ r_{12}(1-\eta_{12}) & (t_{12}t_{21} - r_{12}r_{21})(1-\eta_{12})(1-\eta_{21}) \end{bmatrix} \quad (9)$$

이 결과는 [2]의 계산 결과와 일치하며, 투과 행렬 법을 이용함으로써 복잡한 분산브라그반사경 구조에 대해서도 간단히 계산할 수 있는 장점을 제공하고 있다.

III. 실험

실험에서 사용한 측정 시료 군은 수직공진표면광레이저 구조가 성장된 웨이퍼들과 실험의 정확도를 알기 위하여 기준면으로 사용한 Si 웨이퍼로 구성되었다. 수직공진표면광레이저 측정 시료 군은 A, B, C라 불리는 세 개의 웨이퍼로 구성되었다. 이들은 중심 파장이 780 nm에서 설계된 레이저 제작용 웨이퍼로서 기본적으로 동일한 구조이며 금속유기물화학적증착법 운용 때마다 약간씩 다른 조건하에서 성장되었다. 또한 이들 웨이퍼로 제작된 수직공진표면광레이저는 모두 전기 펌핑하에서 레이저 발진에 성공하였다. 실험에서는 특정 조건에 의한 광 산란 효과를 비교하려는 의도보다는 다양한 레이저용 웨이퍼의 표면 특성에 대한 데이터를 수집하고자 했기 때문에 시료의 선택에 있어 정확한 조건화는 적용되지 않았다. 레이저 웨이퍼 구조는 그림 3에 나온 것과 같다.

실험 장치는 그림 4에 보이는 것과 같은 구조로 되어있다. 광원으로 780 nm 측면 광(edge emitting) 레이저 다이오드를 사용하였다. 이것은 수직공진표면광레이저의 상 반사경 분산

540A	GaAs	x=0.0	Top DBR X25 pairs
180A	AlGaAs	x=0.3-0.9	
444A	AlGaAs	x=0.9	
180A	AlGaAs	x=0.3-0.9	
394A	AlGaAs	x=0.3	
180A	AlGaAs	x=0.3-0.9	
444A	AlGaAs	x=0.9	
950A	AlGaAs	x=0.3-0.9	
40A	AlGaAs	x=0.3	
80A	AlGaAs	x=0.3	
80A	AlGaAs	x=0.11	Active 4 QW
40A	AlGaAs	x=0.3	
950A	AlGaAs	x=0.3-0.9	
548A	AlGaAs	x=0.9	Bottom DBR X40 pairs
91A	AlGaAs	x=0.3-0.9	
486A	AlGaAs	x=0.3	
91A	AlGaAs	x=0.9-0.3	
548A	AlGaAs	x=0.9	
91A	AlGaAs	x=0.3-0.9	
3000A	GaAs	x=0.0	

2-degree-off (0 0 1) GaAs substrate

그림 3. Wafer structure of 4 QW, 780 nm VCSELs used for the measurements.

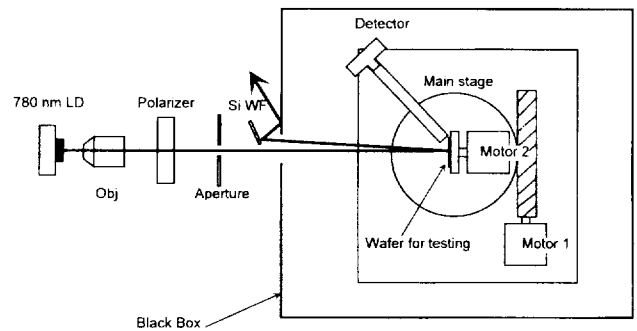


그림 4. Schematic diagram of experimental setup.

브라그반사경이 780 nm에서 가장 높은 반사율을 보이기 때문에 분산브라그반사경 내부에 의한 산란 효과를 같이 보기 위함이다. 입사광이 Fabry-Perot 공진 파장과 일치하는 것을 피하기 위해서, 웨이퍼의 반사율 곡선과 레이저의 파장의 측정이 먼저 이루어졌다. 레이저 다이오드에서 나온 빛은 대물 렌즈를 거쳐 평행광으로 된 후 편광기를 통과하여 수평 편광 또는 수직 편광으로 변한다. 이 빛은 원형 구멍을 통과해서 원형 빔으로 측정하는 웨이퍼로 입사한 뒤 대부분의 반사된다. 반사된 빛은 입사 경로 바로 옆을 지나 Si 웨이퍼에서 반사되어 버려진다. 이와 같은 실험 장치는 산란 총량 측정에 많이 사용되는 Coblentz 반구^[6]와 비슷하며 탈선광(stray light)에 의한 잡음을 줄이는데 효과적이다. Si 웨이퍼를 반사 빔 우회에 사용한 이유는 표면이 가장 평탄하기 때문에 광 산란이 적어 다시 상자 안으로 들어가는 것을 막는다. 산란광의 강도가 매우 작기 때문에 검은 상자를 사용하여 외부에서 오는 빛을 차단하였으며, 배경 잡음은 실험할 때마다 조금씩 차이가 있으나 3 pW 이하에서 유지되었다. 장치 표면에서 발생하는

반사를 막기 위해서 시료를 붙여 놓는 마운트와 광 검출기 등은 모두 검은 색 페인트를 칠하였다. 실험 장치는 두 개의 모터가 아래 스테이지와 시료 마운트를 회전하게 되어있다. 원형 스테이지에는 광 검출기가 금속 막대(arm)에 의해 연결되어 있어서 검출기가 원형 스테이지와 같이 회전하면서 시료를 향하게 되어있다. 시료가 위치한 마운트 또한 모터 장치가 있어서 자동으로 시료를 회전해 가며 광 산란 양을 측정할 수 있다. 이들 모터 제어와 광 검출기는 모두 컴퓨터에 연결되어 반복 측정과 신속한 데이터 처리를 할 수 있게 되어있다. 실험은 장치 정렬 후 원형 스테이지를 회전하여 각 각도에서의 광 검출기 값을 얻어냄으로써 이루어진다.

IV. 결과 및 분석

레이저 웨이퍼 A에 대해 측정한 결과는 그림 5에 양방향산란분포함수로 나타내었다. 여기서 수평축의 Θ 는 광 검출기가 웨이퍼 수직면으로부터 움직인 각도를 가리키며 이론에서 언급된 산란 각 θ_s 에 해당한다. 이 양방향산란분포함수 데이터에는 0 도에서 10 도 사이의 데이터가 없는데, 이것은 유한한 크기의 광 검출기와 레이저 빔 폭 때문이다. 정렬된 실험 장치에서 레이저 빔의 폭을 측정했을 때 -4 도에서 4 도 사이에서 산란광보다 훨씬 큰 출력을 보인다. 측정 결과는 그림 6에서 보여지고 있다. 레이저 빔 폭의 측정은 시료를 붙이는 마운트를 제거하여 직접 레이저 광이 $\Theta=180^\circ$ 근처에 있는 광

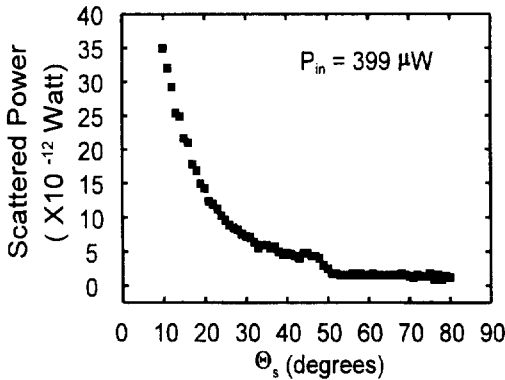


그림 5. Scattered light power from wafer A.

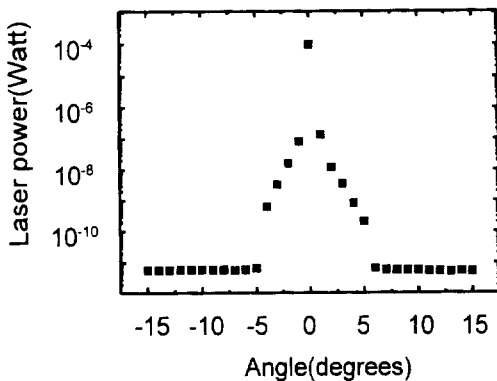


그림 6. Beam profile of incident laser light.

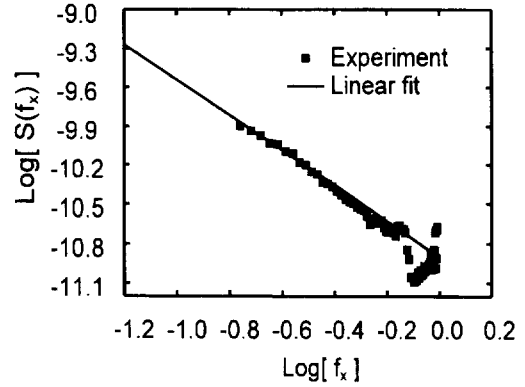


그림 7. $\text{Log}[S(f_s)]$ versus $\text{Log}[f_s]$.

검출기에 직접 입사시켜 얻어낸 것이다. 광 검출기의 가장자리가 레이저 빔에 닿게 되면 거기서 산란된 빛이 잡음으로 작용하므로, 이를 피하기 위해서 산란 각은 10 도 이상에서만 측정하였다. 참고로 Coblentz 반구를 이용한 산란 총량 측정법 또한 측정할 수 있는 최소 각에 한계가 있으며, 이를 보통 실험 결과에 표시해 주어야 다른 자료와 비교가 가능하다.

거울 반사각(specular angle) 근처의 값을 추정하기 위해서 fractal surface라는 가정과 외삽을 도입하였다. 식 (3)으로부터 power spectral density 함수 $S(f_s)$ 를 구할 수 있는데, 이것을 로그 로그 그래프에 그려보면 그림 7에 나오는 것처럼 직선 형태를 띄게 된다. 이러한 특징은 다른 반도체 웨이퍼에서도 관측되는 것으로,^[6] $S(f_s)$ 는 $(1/f_s)^n$ 에 비례하며, 이를 fractal surface라고 한다. 그림 7에서 큰 공간 주파수 영역에서 데이터 변화 폭이 크게 나타나는 것은 측정되는 광 산란 출력이 검출기의 한계에 가까워져 잡음에 많이 노출되기 때문이다. 10 도 이하에서의 값은 fractal surface의 가정 아래 로그 로그 관계에서 외삽을 통하여 얻어내고, 보정된 $S(f_s)$ 는 다시 $dP/d\Omega$ 로 환산하게 된다. 이것을 적분하면 산란 총량을 추정할 수 있는데, 웨이퍼 A의 경우 그 값은 1.1×10^3 이 된다. 웨이퍼 A의 산란 총량 값을 식 (1)에 대입하여 계산하면 20 Å의 거칠기에 해당한다. 그러나 이것은 단일 면을 가정했을 때의 결과이다. 다층박막의 경우를 다루려면 경계면에서의 산란 손실이 포함 된 투과 행렬법에 의한 분석을 필요로 한다.

산란 손실을 고려한 투과 행렬 계산은 크게 두 부분으로 나누어 진행되었다. 첫 번째는 거칠기에 따른 반사율의 변화를 계산하는 것이고, 두 번째는 에피 층 내의 장소에 따른 광 산란 정도를 조사하는 것이다. 거칠기에 따른 반사율의 계산 결과는 그림 8에 나온 바와 같다. 여기서는 외부에서 빛이 입사할 때와 내부에서 빛이 입사할 때의 반사율을 거칠기의 함수로 보이고 있다. 약 10 Å의 거칠기에서 각각 0.14%와 0.26%의 반사율 감소를 보이고 있다. 이 감소량은 광 산란 손실에 해당한다. 이처럼 내부에서 본 분산브라그반사경의 광 산란 손실이 더 큰 것은 반사가 일어나는 층의 굴절률이 에피 층 내부이기 때문에 평균적으로 큰 굴절률을 보기 때문이다. 굴절률이 커지면 빛이 보는 거칠기의 크기가 상대적으로 커져서 산란도 많이 일어나게 된다. 반면에 외부에서 입사된 빛은 첫 번째 층과 공기 경계면에서 반사가 일어나므로 굴절률의

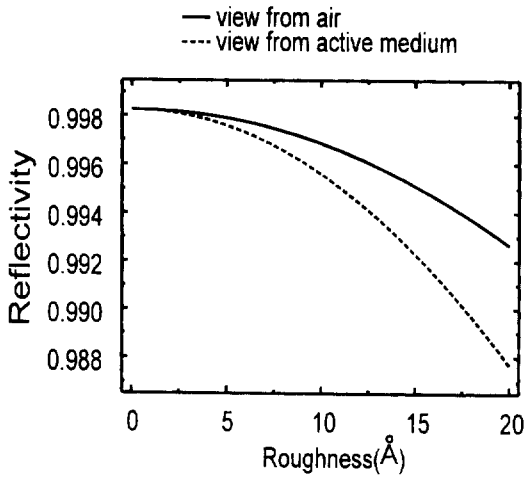


그림 8. Reflectivity of DBR with roughness of interfaces.

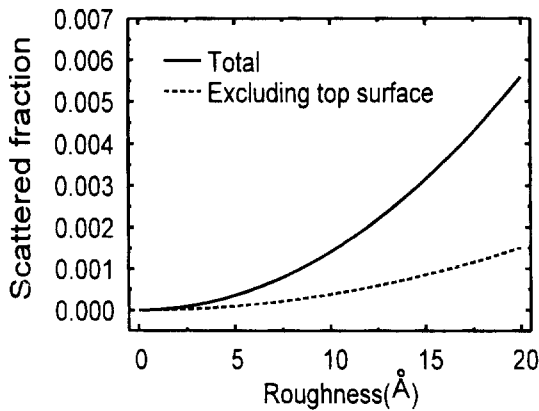


그림 9. Fraction of scattered light from DBR as a function of roughness and the contribution of top surface.

감소로 적은 산란 손실을 보이고 있다. 거칠기에 따른 반사율의 감소는 그 변화가 급격해서 17 Å 부근에서 이미 반사율이 99%로 감소하고 있다. 다음으로, 분산브라그반사경 내부에서 산란 손실의 분포를 알아보기 위해, 외부에서 빛이 입사할 때, 첫 번째 면에서 얼마나 반사가 되는지 알아보았다. 그림 9는 전체 산란 손실과 첫 번째 면을 제외한 다른 면에서의 광 산란 손실 합을 나타내고 있다. 결국 두 그래프 사이의 차이가 첫 번째 면에서 발생하는 산란 손실인 셈이다. 공기와 분산브라그반사경 첫째 층에서 일어나는 산란은 전체 손실의 2/3 정도임을 알 수 있는데, 그 이유는 공기와 AlGaAs 사이의 굴절률 차이가 크기 때문이다. 결국, 위의 결과는 광 산란 신호가 분산브라그반사경의 내부 경계면에 대한 정보를 많이 포함하고 있지 않다는 것을 말해준다. 투과 행렬 계산을 바탕으로 산란 총량이 반사율 손실과 같다고 보면, 웨이퍼 A에서 측정된 1.1×10^{-3} 해당하는 거칠기는 10 Å 내외인 것으로 보여진다. 이것은 공진기 내부에서 볼 때 0.26%의 반사율 손실과 같다.

마찬가지로 다른 수직공진표면광레이저 웨이퍼 B, C에 대해서 광 산란에서 산란 총량을 측정해보면 각각 2.9×10^{-4} 과 5.0×10^{-4} 이고, 이에 해당하는 거칠기는 4 Å, 6 Å이다. 수직공진표면광레이저 웨이퍼에 따라 거칠기는 상당히 다르며 이

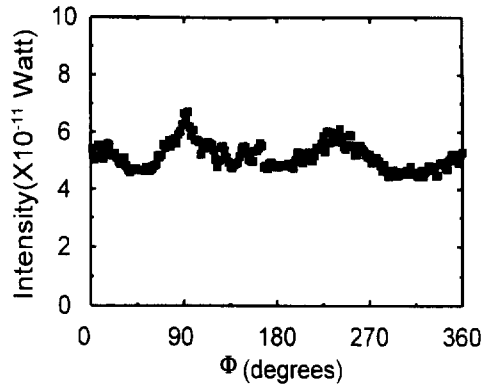


그림 10. Variation of scattering signal with rotation of wafer.

에 따른 공진기의 산란 손실 또한 차이가 있을 것으로 생각된다. 그러나 대부분이 10 Å 내의 거칠기를 가지고 있어서, 이에 따른 광 산란 손실은 15 cm^{-1} 이하이고 수직공진표면광레이저의 레이저 발진에 지장을 주는 정도의 반사율 손실에는 이르지 않고 있다.

산란 실험의 정확도를 추정하기 위해서 원자힘현미경 측정과 Si 웨이퍼의 광 산란 실험이 수행되었다. 원자힘현미경으로 측정된 표면의 RMS 거칠기는 A, B, Si에 대해서 각각 17 Å, 3 Å, 2 Å로 나타났다. Si의 산란광과 입사광의 비율은 2.5×10^{-4} 로 측정되었다. Si이 반사율이 0.33인 점을 감안한다면 산란 총량은 7.6×10^{-4} 이고, 이에 해당하는 거칠기는 단일 면에서의 공식을 그대로 적용할 때 17 Å에 달한다. 이 수치는 원자힘현미경 결과와 많은 차이를 보이고 있으며, Si 표면의 경우에 측정된 산란이 표면 자체의 거칠기에 의한 결과라기보다는 시스템 자체의 측정 한계로 보인다. 따라서, 이 실험에 의해 측정할 수 있는 수직공진표면광레이저 반사경의 산란 총량 최소 값은 2.5×10^{-4} 이고 거칠기는 4 Å 정도인 것으로 생각된다. 웨이퍼 B는 이 한계에 근접한 값을 보이고 있으며, 거칠기가 두 원자 층 이내일 것으로 예상된다. 또 하나의 측정 상 문제점은 시료를 회전했을 때 생기는 산란 광량의 변동이다. 그림 10은 시료 자체를 입사하는 빔의 수직인 평면 내에서 회전시키면서 측정된 산란 광 강도를 보여주고 있다. 이 모양이 웨이퍼의 종류와 장치 정렬 때마다 변하는 것으로 보아 빔의 조사 지점이나 장치 내에서의 산란과 관련이 있는 것으로 생각된다. 이러한 변화 폭에 의한 실험 오차는 시료 A의 경우 $\pm 20\%$ 정도이다. 그리고 나머지 오차들에는 외삽을 통한 추정과 실제 값과의 차이에서 오는 것과 투과 행렬법에 의한 반사율의 산란 손실과 실제 산란 광량의 차이에서 오는 것 등이 있다. 외삽에 의한 자료 분석 영역을 줄이기 위해서는 검출기와 시료 사이의 거리 증가와 검출기 크기 감소가 있다면 개선될 것으로 생각된다. 계산된 반사율 손실이 정확하게 측정된 산란 강도와 일치하지 않는 것은 경계면에서 투과 산란되거나, 반사 산란광의 내부 전반사 효과가 있기 때문이며, 이를 고려한다면 거칠기는 분석에 의한 값보다 약간 더 큰 값이 되어야 할 것으로 보인다. 이러한 오차 한계 내에서 산란 실험에 의한 수직공진표면광레이저 웨이퍼의 광 산란 측정은 전체적인 결과의 변동 없이 표면의 거칠기와 레이저

표 1. 입사 편광과 시료 방향의 변화에 따른 광 산란 변화

번호	입사 편광	시료 방향 $\Phi(^{\circ})$	TIS($\times 10^{-3}$)	TIS 비율
1	p	0	1.1	1.0
2	s	0	1.2	1.1
3	s	90	1.2	1.0
4	p	90	1.2	1.0

의 공진기 손실에 대한 정보를 준다.

마지막으로 경계면에서의 산란이 편광에 대한 의존성이 있는지 알아보기 위해서, 서로 수직인 두 편광의 입사와 시료의 회전에 따른 광 산란 량을 측정하였다. 표 1은 웨이퍼 A에 대한 측정 결과를 보여 주고 있다.

시료의 방향을 바꾸면 $\pm 20\%$ 내의 오차가 있는데 여기서는 우연히 일치하는 결과를 얻었다. 실제로, 이런 오차를 감안한다면 일정 Φ 에서의 두 편광 사이에 비율만이 의미가 있게 된다. 또한, Φ 가 90도 바뀔 때 편광도 바뀌어야 웨이퍼와 입사 편광 사이의 동일한 위치관계가 성립한다. 단 이때 관측하는 위치는 바뀌게 되어 표면에서 편광 빔에 의해 발생하는 쌍극자의 진동 방향에서 보느냐 수직에서 보느냐가 달라진다. 따라서 1, 3 번 평균값과 2, 4 번 평균값이 그 시료 방향과 편광 방향에 따른 산란 총량이라고 볼 수 있다. 시료 A의 결과는 별 다른 차이를 보이지 않고 있으며 다른 시료에서도 마찬가지이다. 이러한 편광 특성은 지금 상당 부분의 산란이 표면에 의한 것이므로 공기 중의 파장과 표면 구조 사이에 편광 의존성이 없다는 것을 말하고 있다. 그러나 실제로 공진기가 느끼는 편광 의존성을 말하기 위해서는 분산브라그반사경 내부에서 일어나는 산란에 대한 정보를 알아낼 수 있도록 실험상의 개선이 더 필요할 것으로 보인다.

감사의 글

이 논문에서 다룬 광 산란 손실 측정 문제에 대해 같이 토론해 주시고 도움 말씀을 주신 표준 연구소 길어실의 박병천 박사님께 감사드립니다.

5. 결 론

광 산란 실험을 통하여 수직공진표면광레이저 제작에 사용되는 웨이퍼의 경계면 거칠기와 공진기의 광 산란 손실이 측정되었다. 웨이퍼에 수직으로 입사한 광에 의하여 각 각도로 산란된 광량인 양방향산란분포함수를 얻어내고 이를 외삽과 적분을 통하여 산란 총량을 구하였다. 광 산란을 포함시킨 변형된 투과 행렬법을 통해 분산브라그반사경의 거칠기와 광 산란 사이의 관계를 알아내고 이를 측정된 데이터 분석에 사용하였다. 그 결과, 수직공진표면광레이저에 사용된 웨이퍼들의 거칠기는 $4 \text{ \AA} \sim 10 \text{ \AA}$ 이고, 이에 따른 반사율 감소는 0.3% 이하로서 레이저 발전에 적합한 값들을 유지하고 있음을 확인할 수 있었다. 그러나 웨이퍼의 편광 의존성과 같은 내부 경계면과 관련된 정보를 더 얻기 위해서는 측정 방식의 개선을 더 필요로 하고 있다.

참고문헌

- [1] Jack L. Jewell, J. P. Harbison, A. Scherer, Y. H. Lee and L. T. Florez, IEEE J. Quantum Electron., **27**(6), 1332-1346, (1991).
- [2] J. Faist, J. D. Ganiere, Ph. Buffat, S. Sampson and F. K. Reinhart, J. Appl. Phys., **66**(3), 1023-1032 (1989).
- [3] R. J. Ram, J. J. Dudley and J. E. Bowers, J. Appl. Phys., **78**(6), 4227-4237 (1995).
- [4] H. Davies, Proc. Inst. Elec. Engrs. **101**, 209-214 (1954).
- [5] H. E. Bennett and J. O. Porteus, J.O.S.A., **51**(2), 123-129 (1961).
- [6] John C. Stover, Optical Scattering : measurement and analysis 2nd Ed., (SPIE press, 1995)
- [7] E. L. Church and J. M. Zavada, Appl Opt., **14**, 1788, (1975).
- [8] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, (Pergamon Press, 1989), pp.55
- [9] L. A. Coldren, S. W. Corzine, *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*, (John Wiley and Sons, 1995), pp.65

Surface roughness analysis of distributed Bragg reflectors in vertical-cavity surface-emitting lasers by measuring the scattering distribution function

Young-Gu Ju, Myung-su Kang and Yong-Hee Lee

*Department of Physics, Korea Advanced Institute of Science and Technology(KAIST),
Taejon 305-701, Korea*

Hyun-Kuk Shin and Il Kim

samsung Electronic, Suwon, 442-742, Korea

(Received February 12, 1998, Revised manuscript received April 8, 1998)

For detailed characterization of scattering losses occurring in VCSEL's distributed Bragg reflectors, we performed scattering experiment and obtained the information about surface roughness through the analysis of a modified transmission matrix method. The various wafers grown for VCSELs were used for the scattering experiment. The fractal surface assumption and extrapolation is used to estimate the scattered intensity near specular angle. The modified transmission matrix method employed in the analysis considers the scattering loss at each interface and calculates the reflectivity efficiently and easily. As a result, the surface roughness ranges from 4 Å to 10 Å. The reduction of reflectivity due to the scattering amounts to 0.26% in case of 10 Å roughness.