

이중 패브리-페로 간섭계에 대한 분광학적 분석방법*

이 석 목

인하대학교 이과대학 물리학과

George I. Stegeman

CREOL, University of Central Florida, Orlando, U.S.A.

(1994년 4월 22일 받음)

이중 패브리-페로 간섭계의 구조분석에 대한 분광학적인 방법을 제시하였다. 수 십 GHz의 차이가 있는 두 가지의 진동수의 광선을 이용하여 각 간섭계의 공동거리와 간섭계간의 필요조건에 대한 정밀도 및 측정방법 등에 대하여 이론적으로 조사하였으며 그 결과를 실험으로 확인하였다.

I. 서 론

다경로 이중 패브리-페로 간섭계(multi-pass tandem Fabry-Perot interferometer)는 J. Sandercock이 1980년에 첫번째 시제품을 제작한^[1] 이래 브릴루앙 산란(Brillouin light scattering)의 실험장치로서 광범위하게 사용되어 왔다. 브릴루앙 산란 실험이란 액체나 고체 등의 장파장(long-wavelength)의 열적여기(thermal excitations) 상태를 조사하는 기술^[2]로서, 그 후 이 실험을 이용하여 물질의 구조 및 자기적 그리고 탄성적 특성에 관하여 많은 연구가 진행되고 있다.^[3]

이중 패브리-페로 간섭계는 두 개의 패브리-페로 간섭계로 이루어졌으며, 두 간섭계들의 동기주사(synchronized scanning)가 가능하기 위해서는 간섭계의 공동거리(cavity spacings)의 비(L_1/L_2)가 다음의 필요조건을 항상 유지되어야 한다.^[2]

$$\frac{L_1}{L_2} = \frac{\Delta L_1}{\Delta L_2} \quad (1)$$

여기서 ΔL_1 (ΔL_2)은 첫번째 (두번째) 공동거리의 변위이다. 초기에 사용된 간섭계로 각각의 패브리-페로 간섭계가 독립적으로 작동이 된 것도 있었으나, 동기주사를 유지하는 데 어려움이 많았다. 본 연구에서 사용한 이중

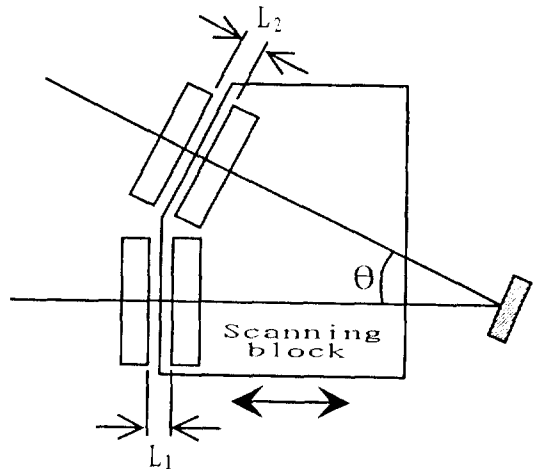


그림 1. 전형적인 이중 패브리-페로 간섭계의 구성도. 두 패브리-페로 간섭계는 공통의 주사받침대를 이용하여 동시에 공동거리 L_1 , L_2 가 변하도록 되어 있으며 두 간섭계의 축 사이의 θ 의 각도는 두 공동거리간의 비와 두 공동거리의 변위간의 비가 항상 동일하도록 하고 있다. 화살표는 공동받침대의 주사방향을 가리킨다.

패브리-페로 간섭계는 그림 1에서 보이는 것처럼 두 간섭계의 축사이에 θ 의 각도를 갖고 있으며 공동거리(cavity spacing)가 동시에 변하도록 되어있다. 그러면, 각 간섭계의 공동거리의 변위들에 대해서는

$$\Delta L_2 = \Delta L_1 \cos \theta \quad (2)$$

* 본 연구는 1993년도 한국학술진흥재단의 공모과제 연구비와 인하대학교 93년도 교내연구비에 의하여 수행되었음

의 관계식을 유지하게 되고, 식 (1)을 항상 만족하기 위해서는 두 공동거리가 초기에

$$L_2 = L_1 \cos\theta \tag{3}$$

의 관계식을 갖고 있어야 함을 알 수 있다. 이는 각 공동거리, 특히 두번째 공동거리를 초기에 정확하게 설치해야 함을 의미하고 있다. 그 동안 이중 패브리-페로 간섭계에 대한 제작 및 정렬에 관한 연구발표는 여러번^[4,5] 있었으나, 간섭계의 필요조건(식 1)의 실질적인 한계성과 그 조건의 실질적인 측정에 관해서는 아직 충분한 연구발표가 없었다.

본 연구에서는 브릴루앙 산란으로부터 얻은 수십 GHz의 차이의 두 가지 진동수의 광선에 대한 간섭계의 스펙트럼을 이론적으로 분석하여 두번째 공동거리의 실험적 오차가 미치는 영향과 오차에 대한 측정방법 등에 관하여 조사하였으며 실험적으로 확인하였다.

II. 간섭계의 이론적 분석

패브리-페로 간섭계는 반사막을 입힌 두 개의 유리면이 공기를 가운데 둔 장치로서, 유리면 사이의 공동거리를 변화시켜 특정한 입사광선의 파장만을 투과시키는 가변성 광학적 여파기(tunable optical filter)이다. 단일 파장 λ 의 광선은 간섭계의 공동거리 L 이 반파장의 정수배가 될 때만 최대로 투과되며 이 투과된 신호들 사이는 진동수 값으로 $c/2L$ 이며 이를 free spectral range(FSR)이라 한다.

간섭계에 입사하는 빛이 두가지의 파장들로 이루어져 있으며 그 중 파장이 λ (진동수: ν)인 빛의 세기(intensity)가 파장이 λ' (진동수: ν')인 빛의 세기보다 무척 크다고 하자. 여기서 세기가 작은 빛은 일반적으로 브릴루앙 산란실험에 대한 경우에 있어서 물질내의 음향포논에 의해 산란된 것으로 고려할 수 있다. $\lambda' = \lambda + \Delta\lambda$ 또는 $\nu' = \nu - \Delta\nu$ 일 때, 스펙트럼은 크고 작은 두 개의 신호로 이루어진 쌍들이 일정한 간격으로 나타나게 되며 간격은 마찬가지로 FSR이 된다. 그러므로, 스펙트럼상에서 세기가 큰 빛의 신호간의 간격을 $d(\text{FSR})$ 이라 하고 크고 작은 두 신호간의 간격을 $d(\text{peak})$ 라 하면, 이들 두 간격간의 비는 다음과 같이 썩여질 수 있다.

$$\frac{d(\text{peak})}{d(\text{FSR})} = \frac{\Delta\nu}{\text{FSR}} = \Delta\nu \times \frac{2L}{c} \tag{4}$$

이 식은 $d(\text{peak})$ 가 공동거리에서 선형적으로 비례함을 보

여주며, 만약 진동수 차 $\Delta\nu$ 를 미리 알고 있다면 한 번의 실험에서 구한 비례값으로부터 직접 공동거리를 계산할 수 있을 것이다. 진동수 차를 모르는 경우에 있어서는 여러가지의 공동거리에 대한 실험결과를 통계처리를 함으로서 공동거리 L 은 물론 진동수 차이 $\Delta\nu$ 도 선형제곱근 방법으로 구할 수 있다.

이러한 장점에도 불구하고 단일 패브리-페로 간섭계의 특징은 음향포논에 의해 산란된 빛의 진동수를 측정하는 실험에서는 심각한 문제를 야기시킨다. 예를 들어, 세기가 작고 진동수가 $\nu'' = \nu + \text{FSR} - \Delta\nu$ 인 빛을 세기가 크고 진동수가 ν 인 빛과 같이 한 간섭계로 분석한 스펙트럼을 보면, 결과는 ν 와 $\nu' (= \nu - \Delta\nu)$ 의 두 진동수의 빛에 대한 스펙트럼과 똑같아진다. 일반적으로, 스펙트럼만으로는 세기가 작은 광선의 진동수가 $\nu' = \nu + \Delta\nu + m(\text{FSR})$ 인지 $\nu'' = \nu + m(\text{FSR}) - \Delta\nu$ 인지 알 수가 없는 것이다 (여기서 m 은 정수이다.) 이 문제를 해결하기 위하여 공동거리가 거의 비슷한 두 개의 간섭계를 직렬로 연결한 이중 패브리-페로 간섭계를 사용하고 있다.

이중 패브리-페로 간섭계를 이해하기 위하여 단일 파장의 광선에 대한 스펙트럼을 고려해 보자. 공동거리 L_1 과 $L_2 (= L_1 \cos\theta)$ 모두 초기에 입사광선의 파장 λ 의 반의 정수배라고 가정하고 첫번째 공동이 $\lambda/2$ 만큼 변위했다고 하자. 입사광선은 첫번째 공동에 대하여 100% 투과하게 되지만 두번째 공동에 대해서는 아직 공동거리의 변화량이 $\lambda/2$ 에 미치지 못하기 때문에 투과할 수가 없게 된다. 두번째 공동의 공동거리가 $\lambda/2$ 만큼 변화하기 위해서는 첫번째 공동거리는 $\lambda/2$ 보다 커야하므로 이때는 입사광선이 첫번째 공동에서 100% 투과할 수가 없게 된다. 즉 비록 초기에는 입사광선이 두 간섭계를 동시에 투과할 수 있다(0-차)할 지라도 그 다음의 투과위치에 대해서는 초기에 값에 비해 수십 내지는 수백배 줄어든 double-peak 형태의 신호로 나타나게 된다. 이 첫번째로 줄어든 신호들을 일명 ghost peaks들이라 부른다. 그러므로, 이중 패브리-페로 간섭계는 0-차를 제외한 높은 차수의 투과신호들의 세기를 억제하는 특성이 있다.

이 특성은 두 패브리-페로 간섭계의 공동거리의 변위가 $\cos\theta$ 의 비례한다는 사실에 근거하며 비록 두번째 공동거리 L_2 가 $L_1 \cos\theta + \alpha$ 이라 해도 같은 결과를 도출함을 쉽게 이해할 수 있다. 여기서 α 는 첫번째 공동거리가 0일 때 두번째 공동거리의 값을 가리키며 필요조건 (식 1)으로부터의 편향치가 된다. 단일 파장의 광선에 대해서는 이중 패브리-페로 간섭계의 스펙트럼이 α 와는 무관함을 가리킨다.

1. 입의의 두번째 공동거리에 의한 영향

이제 단일 파장의 빛과 음향포논에 의한 산란된 작은 세기의 빛에 대한 이중 패브리-페로 간섭계의 스펙트럼을 고려해 보자. 다음에 기술될 내용은 Lindsay 등^[4]이 연구한 결과를 토대로하였다. 하지만, 그들이 연구한 것은 주로 정렬에 관한 한계점들을 다룬 반면, 본 논문에서는 이중 패브리-페로 간섭계의 두번째 공동거리의 편향치 α 가 미치는 영향에 대한 분석을 보다 완전하게 소개하고자 한다.

이중 패브리-페로 간섭계가 초기에 다음의 투과조건에 있다고 가정하자.

$$L_1 = n \times \frac{\lambda_0}{2} \tag{5}$$

$$L_2 = L_1 \cos\theta + \alpha = m \times \frac{\lambda_0}{2} \tag{6}$$

여기서 n, m 은 정수들이며 λ_0 은 입사광선의 파장이다. 아울러, 첫번째 공동의 공동거리가 ϵ 만큼 변하였을 때의 각각의 공동거리와 투과할 수 있는 파장 λ_1, λ_2 들과의 관계는

$$L_1 + \epsilon = n \times \frac{\lambda_1}{2} \tag{7}$$

$$(L_1 + \epsilon) \cos\theta + \alpha = m \times \frac{\lambda_2}{2} \tag{8}$$

으로 주어지며, 두 진동수간의 비, $\nu_2/\nu_1 (= \lambda_1/\lambda_2)$ 는 식 (5), (6), (7)과 (8)를 이용하면 다음과 같이 구해질 수 있다.

$$\frac{\nu_2}{\nu_1} = 1 + \frac{\epsilon \times \alpha}{L_1 [(L_1 + \epsilon) \times \cos\theta + \alpha]} \tag{9}$$

그리고 ϵ 이 $\lambda/2$ 만큼 변할 때, $(\nu_1 - \nu_0)$ 는 FSR의 값과 같아지는 관계식으로부터 거리 ϵ 는 다음과 같이 진동수들로 썩여질 수 있다.

$$\epsilon = \frac{\nu_1 - \nu_0}{\nu_0} \times L_1 \tag{10}$$

식 (10)을 식 (9)에 대입하고 약간의 대수계산으로 식 (9)를 다음의 유용한 식으로 쓸 수 있다.

$$\frac{\nu_2 - \nu_1}{\nu_1 - \nu_0} = \frac{\alpha \nu_1}{\nu_1 L_1 \cos\theta + \nu_0 \alpha} \approx \frac{\alpha}{L_1 \cos\theta + \alpha} \tag{11}$$

위의 맨 오른쪽 식은 ν_0 와 ν_1 모두 수 십만 GHz이면서 단지 수 십 GHz의 진동수 차이밖에 나지 않기 때문에

근사식으로 취해진 것이다.

식 (11)은 첫번째 공동이 ϵ 만큼 변위하여 그 공동거리가 ν_1 의 진동수의 빛에 대한 투과조건을 갖고 있을 때 두번째 공동은 진동수 ν_2 의 빛에 대한 투과조건을 갖고 있지 않으므로 첫번째 공동을 투과한 모든 빛이 두번째 공동을 투과하지 못함을 보여주고 있다. 마찬가지로, 두번째 공동에서 ν_1 의 진동수의 빛이 투과되기 위해서는 첫번째 공동이 좀 더 변위되어야 하기 때문에 진동수 ν_1 의 빛은 첫번째 공동을 제대로 투과할 수 없게 된다. 그래서 ν_1 의 진동수의 신호는 앞에서 언급한 double-peak의 형태로 나타나게 된다. 일반적으로 α 의 값이 L_1 에 비해 작기 때문에 $(\nu_2 - \nu_1)$ 의 값 역시 $\nu_1 - \nu_0 (= \Delta\nu)$ 보다 작게 되고 $(\nu_2 - \nu_1)$ 은 바로 $\Delta\nu$ 의 오차가 되는 것이다. 브릴루앙 산란 실험에서는 $\Delta\nu$ 를 진동수이동(frequency shifts)라 부르며 이 값이 바로 물질 내의 음향포논의 진동수와 일치하게 되어 중요한 물리적 의미를 갖고 있다. $(\nu_2 - \nu_1)$ 을 $\delta\nu$ 으로 표현하고 식 (11)의 근사식을 다시 쓰면,

$$\frac{\delta\nu}{\Delta\nu} = 1 - \frac{\cos\theta}{\frac{\alpha}{L_1} + \cos\theta} \tag{12}$$

으로 유용한 형태로 된다. $\cos\theta$ 의 항은 두 개의 패브리-

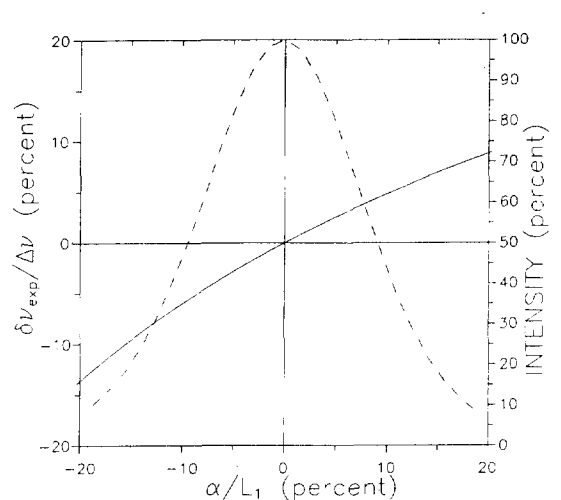


그림 2. 브릴루앙 산란신호의 실험적 오차의 퍼센트의 이중 패브리-페로 간섭계의 두번째 공동거리의 필요조건 (식 1)으로부터의 편향치의 첫번째 공동거리에 대한 비율의 퍼센트와의 이론적 함수 관계가 실선으로 나타나 있다. 점선은 산란신호의 세기가 편향치에 따라 감소함을 보여주고 있다.

페로 간섭계를 설치할 때 정해진 값으로서 거의 바꿀 수가 없는 점을 감안하면 그 값은 상수로 취급될 수 있으며, 오차인 δv 를 결정하는 것은 α 의 절대적인 값이 아니라 첫번째 공동거리 L_1 에 상대적으로 비교된 크기인 것이다. 만약 v_2 와 v_1 에 해당하는 두 개의 신호가 충분히 가까이 있어 하나의 신호로 나타난다면 그 신호의 진동수는 $(v_2 - v_1)/2$ 가 되어 실질적인 실험 오차 δv_{exp} 은 오차 δv 의 반밖에 되지 않는다. 그림 2는 $\delta v_{exp}/\Delta v$ 과 α/L_1 의 함수관계를 도식적으로 보여주고 있다. 대략 Δv 의 퍼센트 오차는 α 의 L_1 에 대한 퍼센트 오차의 반이 됨을 볼 수 있다. 예를 들어 $L_1=5\text{ mm}$ 인 경우 α 는 0.25 mm (L_1 의 5%)가 되어도 Δv 의 측정에는 단지 2.5%의 오차만이 있을 뿐이다. 그림 2에서 함께 보여주는 것은 α 의 값이 v_1 의 신호의 세기를 감소시키는 것이다. 줄여 쓰면, α 의 첫번째 공동거리의 상대적 비율은 브릴루앙 산란 실험에서의 진동수 이동에 대한 오차와 신호의 세기의 감소에 선형적으로 비례한다.

2. 임의의 두번째 공동거리의 판별

앞에서 열거한 결과를 검증하기 위하여 다경로 이중 페브리-페로 간섭계에 대한 컴퓨터 본뜨기를 실행하였다. 그림 3은 일련의 계산된 스펙트럼들로서 $v_1 - v_0 (= \Delta v)$ 에 대한 빛의 세기를 보여주고 있다. $\Delta v=0$ 의 양쪽이 대칭적으로 나타나는 것은 브릴루앙 스펙트럼의 특성이며 이는 Stokes와 anti-Stokes 산란을 의미한다. L_1 은 1.0 mm에 고정되었으며 α 는 -0.1 mm (a), 0 mm (b), $+0.1\text{ mm}$ (c)의 세가지 값을 갖도록 하였으며 첫번째 공동의 공동거리는 $L_1 + 0.35\lambda$ 에서 $L_1 - 0.35\lambda$ 까지 변화시켰다. 사용된 빛의 파장 λ 은 514.5 nm 이었으며 35.3 GHz 의 진동수를 갖는 음향포논에 의한 산란된 세기가 작은 빛이 함께 간섭계에 입사하였다고 가정하였다. 빛의 세기는 로그 값을 사용하였으며 세 개의 도표 모두 동일하게 최대치는 1이다. 기대한 바와 같이 그림 3(a)와 3(c)에서의 브릴루앙 신호($\pm 35.3\text{ GHz}$ 의 진동수이동에 위치한 세기가 작은 신호들)의 세기는 그림 3(b)에서의 값에 비해 명백한 감소를 보여주고 있다. 아울러, 약 150 GHz 근방에 있는 double-peaks는 파장 λ 의 광선에 대한 ghost peak들로서 기대한 대로 α 의 값이 변하여도 모습에 전혀 변함이 없다.

그림 3은 기대하지 않았던 한 가지 사항을 더 보여주고 있다. 약 $\pm 180\text{ GHz}$ 와 약 $\pm 120\text{ GHz}$ 에 있는 double-peaks의 세기가 α 의 값에 따라 달라짐을 보여주고 있다. 이들 신호들은 바로 브릴루앙 신호들의 ghost peak들이며 α 가 0일 때는 양쪽($+180\text{ GHz}$ 와 $+120\text{ GHz}$, 또는

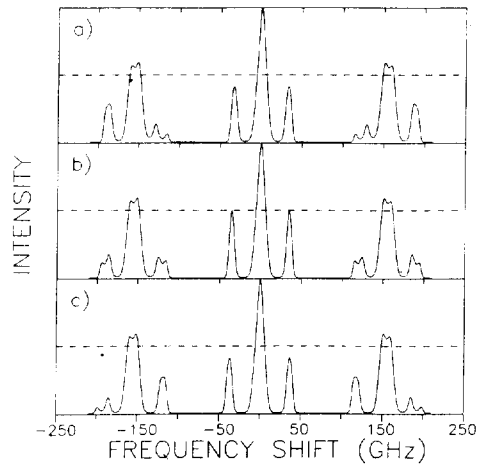


그림 3. 이중 페브리-페로 간섭계의 일련의 이론적인 스펙트럼들로서 브릴루앙 산란 신호의 진동수는 35.3 GHz 이다. $L_1=1.0\text{ mm}$. $\theta=20.9^\circ$. 편향치는 각각 $\alpha = -0.1\text{ mm}$ (a), 0 mm (b) 그리고 $+0.1\text{ mm}$ (c). 각 스펙트럼의 빛의 세기는 로그값으로 주어져 있으며 최대치는 모두 동일하게 1이다. 점선은 그림 (b)의 브릴루앙 신호의 세기가 α 의 값이 0.1 mm 증감에 따라 감소함을 쉽게 이해 되도록 그려졌다.

-120 GHz 와 -180 GHz)의 double-peak들의 세기가 대칭적으로 거의 비슷하나 α 가 -0.1 mm ($+0.1\text{ mm}$)인 경우는 약 $\pm 180\text{ GHz}$ 의 신호의 세기가 약 $\pm 120\text{ GHz}$ 의 신호의 세기보다 커짐 (작아짐)을 보여주고 있다. 이 결과는 양쪽의 신호 약 $\pm 180\text{ GHz}$ 와 약 $\pm 120\text{ GHz}$ 에 있는 double-peaks 중 어느 쪽의 세기가 커지느냐에 따라 α 의 부호를 나타냄을 보여주고 있다.

컴퓨터 본뜨기 실험 결과 우리는 α 의 값을 측정할 수 있는 물리량이 두 가지 있음을 알게 되었다. 하나는 브릴루앙 신호의 세기이고 또 하나는 브릴루앙 신호의 ghost peaks들의 세기이다. 그러나 한 스펙트럼에서 브릴루앙 신호의 세기의 감소를 알 수는 없으나 브릴루앙 신호의 양쪽의 ghost peak들의 세기의 비대칭성은 α 의 값이 0인지 아닌지에 대해서 뿐만 아니라 α 의 부호까지도 파악할 수 있다는 것이다.

III. 실험결과 및 논의

이론적인 결과들을 확인하기 위하여 브릴루앙 산란 실험을 실행하였다. p-편광된 빛 ($\lambda=514.5\text{ nm}$)이 BK-7 유리판 바로 안쪽에 초점이 맞도록 집속시켰으며 유리

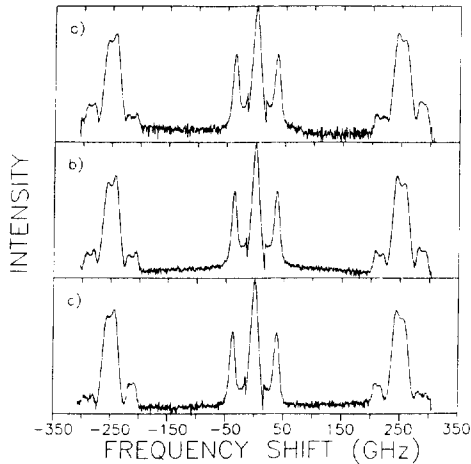


그림 4. 일련의 실험적인 스펙트럼들이다. 실험적인 편향치 α 는 $-8 \mu\text{m}$ (a), $0 \mu\text{m}$ (b) and $+8 \mu\text{m}$ (c)이다. $L_1=0.64 \text{ mm}$. 브릴루앙 신호 (약 35 GHz)의 세기의 α 의 값에 대한 의존도는 알아보기 어려우나, 브릴루앙 신호의 ghost peak들의 세기가 α 에 따라 변하는 것은 쉽게 느낄 수 있다.

판에서 약하게 산란된 빛은 (3+3)-경로의 이중 패브리-페로 간섭계를 이용하여 분석되었다. BK-7 유리판은 본 실험에 필요한 여러가지 물리적인 특성들을 손쉽게 구할 수 있다는 장점을 갖고 있다.^[6] 실온에서의 유리의 종파 음향포논의 진동수는 35.3 GHz이며, 보다 중요하게도 그 음향포논과 빛간의 산란단면적이 무척 커서(1 mW의 입사광선의 출력당 1 msec당 약 10광자) 적은 레이저 광원 (0.5 mW)을 이용하여도 짧은 시간안에 그 음향포논의 의한 산란된 빛의 ghost peaks들의 세기가 충분하다. 간섭계의 첫번째 공동의 공동거리는 1 mm보다 약간 적은 값으로 정하였다(현 단계에서는 이 값을 알아야 할 필요는 없다.) 이 정도의 적은 공동거리는 FSR 값이 충분히 크기 때문에 주어진 주사영역내에서 유리의 음향포논에 의한 브릴루앙 신호 뿐만 아니라 그 신호의 ghost peaks들까지도 관측할 수 있다. 두번째 공동거리는 적당한 값으로 정하였으며, 맨처음 얻은 실험적인 스펙트럼은 그림 4(a)와 비슷하였다. 점차적으로 두번째 공동거리를 변화시키면서 스펙트럼을 측정하였다. 두번째 공동거리를 변화시킬 때는 브릴루앙 신호의 ghost peaks들의 양쪽의 세기가 대칭적이 되도록 하였다.

그림 4에서 보여주는 3개의 스펙트럼은 수 차에 걸쳐 얻은 스펙트럼 중 그림 3에 이론적인 계산치와 비슷하고 α 의 값이 0부근에서 고른 것들이다. 그림 4(a)와 4(c)는 4(b)에 비해 α 의 값이 각각 $-8 \mu\text{m}$, $+8 \mu\text{m}$ 에 해당된다.

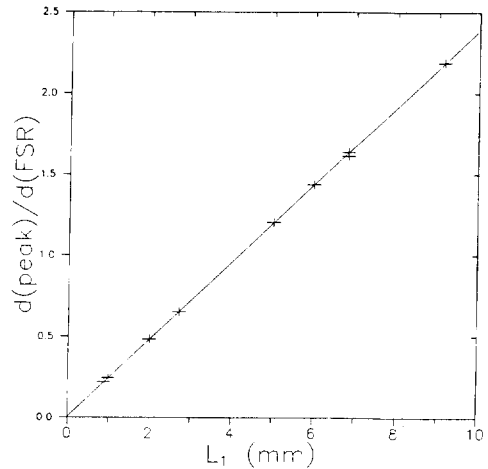


그림 5. 식 (4)에 대한 실험 결과. 실선은 선형제곱근 방식으로 결과에 맞춘 것이며 결과는 $y=0.2385x+0.0051$ 이다.

전체적으로 L_2 는 7% 이상 변화되었으나 기준 광선에 대한 ghost peak들의 모양이나 위치에는 기대한 바대로 아무런 변화가 없음을 실험적으로 확인하였다. α 의 값이 $16 \mu\text{m}$ 만큼 변하는 동안 브릴루앙 신호의 세기의 증감은 거의 측정이 불가능하나 브릴루앙 신호의 ghost peak들의 세기는 분명한 차이를 보여주고 있다. 최종적으로, 이렇게 정한 두 번째 공동의 공동거리를 검증하기 위하여, Lindsay 등이 제안한 바와 같이 $\pm 500 \text{ GHz}$ 이상의 진동수 영역내에서의 진동봉에 의한 브릴루앙 산란 실험을 실행하였다. 그 결과, 필요조건 (식 1)을 만족하는 이중 패브리-페로 간섭계의 특징적인 본질적으로 편평한 스펙트럼을 얻었으며, 이는 본 연구에서 제시한 분광학적 방법이 두 번째 공동거리를 측정 및 설치하는 데 유용함을 다시 한번 확인해 주었다.

이 모든 과정들은 이중 패브리-페로 간섭계를 정렬하는 데 새로운 방법을 제시하고 있다. 각각의 공동을 처음부터 정확히 맞추는 필요가 없는 것이다. 단지 BK-7 유리판과 같은 시료에 대하여 첫번째 공동의 가능한 한 작은 공동거리를 갖고 브릴루앙 스펙트럼을 측정하고, 앞에서 묘사한 바와 같이 브릴루앙 신호의 ghost peaks들을 가능한 대칭적으로 만듦으로서 두번째 공동거리를 정하는 것이다. 마지막으로, 첫번째 공동의 공동거리를 맞추는 것이다. 이것은 식 (3)에 있는 $d(\text{peak})$ 값들을 측정함으로써 구해질 수 있다. 본 실험에서도 여러 개의 다른 값들을 측정하였으며 그림 5는 $d(\text{peak})/d(\text{FSR})$ 대 공동거리에 대한 데이터들을 보여주고 있다.

그림상의 실선은 데이터들에 맞춘 것으로서 기울기는 BK-7 유리판의 종파의 음향포논의 진동수를 가리키고 있으며 선형제곱근 방법에 의하면 이 기울기는 35.8 GHz를 나타내고 있으며 이 값은 실제의 값인 35.3 GHz와 거의 일치함을 보여주고 있다. 실선이 x-축과 만나는 점이 바로 공동거리의 실제의 오차를 가리키고 있으며 그림 4들을 얻는 동안에 사용된 공동거리가 0.64 mm이었음이 이 방법에 의해 밝혀졌다. 이 값은 또한 이동 현미경(travelling microscope)을 이용한 방법으로 얻은 결과인 0.63 ± 0.01 mm와 거의 일치함을 보여주고 있다.

끝맺는 말로서 우리가 취한 한 가지 가정을 재검토해 보고자 한다. 이론적인 투과 스펙트럼을 본뜨기 하였을 때, 두 공동의 공동거리가 초기에 각각 파장의 빛의 반파장의 정수 배가 됨을 가정하였다. J. Bell이 그의 박사학위논문^[7]에서 진술한 바와 같이 초기의 L_2 의 편향치는 수 nm만 되어도 간섭계 전체를 상하게 한다. 여기서 수 nm의 초기 편향치는 본 논문에서 다루어 온 α 의 값이 수 십 혹은 수 백 μm 에 달하는 실험오차임을 감안할 때 거의 무시할 수 있는 변수이다. 하지만, 이 수 nm의 초기의 편향치는 공동거리가 반 파장의 정수 배가 되어야 하는 투과조건에 위배되기 때문에 앞에서 기술한 조건을 만족하지 못하는 것이다. 실제의 실험에 있어서, 실험장치의 구동 정밀도는 5 Å 미만으로서 초기의 공동거리의 위치제어는 전혀 어려움이 없기 때문에 사용된 가정은 적당하며 꼭 필요한 사항인 것이다.

IV. 결 론

이중 패브리-페로 간섭계에서 두번째 공동거리의 필요조건 (식 1)으로부터의 편향된 값이 브릴루앙 산란 신호의 진동수와 세기에 미치는 영향에 관한 해석적인 표현을 분광학적 방법으로 구하였다. 이 결과에 의하면, 그 편향된 값의 절대적인 수치보다는 첫번째 공동거리에 대한 상대적인 비율이 산란 신호의 진동수의 오차와 세기의 감소에 선형적으로 비례하였다. 편향치 α 를 측정하는 방법으로는 산란 신호의 세기의 감소보다는 산란

신호의 ghost peaks들의 비대칭성이 더욱 효과적이었으며 이를 이용하여 두번째 공동거리의 편향치 α 를 $L_1 = 0.65$ mm인 경우에 있어서 1%까지 줄일 수 있었다.

감사의 글

John R. Dutcher교수, Ray Zanoni교수 그리고 John Bell 박사 등에게 유용한 토론에 대해 감사드린다.

참 고 문 헌

- [1] J. R. Sandercock, "Light scattering from thermally excited surface phonons and magnons," *Proc. VII Int. Conf. on Raman Spectroscopy*, edited by W.F. Murphy (1980).
- [2] J. R. Sandercock, "Trends in Brillouin scattering: Studies of opaque materials, supported films, and central modes," *Light Scattering in Solids III*, edited by M. Cardona and G. Guntherodt, Topics in Applied Physics 51 (Springer-Verlag, Berlin, 1982).
- [3] For example, see the paper by F. Nizzoli and J. R. Sandercock, "Surface Brillouin scattering from phonons," *Dynamical Properties of Solids*, edited by G.K. Horton and A.A. Maradudin, chap. 5, (1990).
- [4] S. M. Lindsay, M. W. Anderson and J. R. Sandercock, "A high-contrast multipass Fabry-Perot spectrometer," *Rev. Sci. Instrum.* 52, 1478(1978).
- [5] R. Moch, B. Hillebrands and J. R. Sandercock, "Construction and performance of a Brillouin scattering set-up using a triple-pass tandem Fabry-Perot interferometer," *J. Phys. E: Sci. Instrum.* 20, 656(1987).
- [6] Structural parameters for BK-7 glass: $c_{11} = 90.28$ GPa, $c_{44} = 33.09$ GPa, $\rho = 2.53$ g/cm³ and $n = 1.52$. The longitudinal sound velocity is 5974 m/sec.
- [7] J. Bell, "Brillouin scattering from metal superlattices," Ph.D. dissertation, University of Arizona, Tucson, Arizona, U.S.A. (1987).

Spectroscopic Methods for the Analysis of Tandem Fabry-Perot Interferometer

Sukmock Lee

Department of Physics, Inha University, Incheon 402-751, Korea

George I. Stegeman

CREOL, University of Central Florida, Orlando, FL 32826, U.S.A.

(Received: April 22, 1994)

We present spectroscopic methods to analyze the structural parameters of tandem Fabry-Perot interferometers. By using laser beams of two different frequencies by several tens of GHz, we investigated the cavity spacings of the two interferometers and ways to measure and to find the limitation of the necessary conditions between the two interferometers. All of the theoretical results has been also confirmed experimentally.