

碩士學位論文

표면 플라즈몬 공명조건에서의
금속 회절격자에 대한 연구



濟州大學校 大學院

物 理 學 科

金 아 름

2003 年 12 月

표면 플라즈몬 공명조건에서의 금속 회절격자에 대한 연구

指導教授 劉 榮 勳

金 아 름

이 論文을 理學 碩士學位 論文으로 提出함

2003 年 12 月



제주대학교 중앙도서관
JEJU NATIONAL UNIVERSITY LIBRARY

金아름의 理學 碩士學位 論文을 認准함

審査委員長

委 員

委 員

濟州大學校 大學院

2003 年 12 月

A Study On the Metallic Reflection Grating under Surface Plasmon Resonance Condition

A-Reum Kim

(Supervised by Professor Young-Hun Yu)

A thesis submitted in partial fulfillment of the requirement for the degree of
Master of Natural Science



This thesis has been examined and approved.

.....
.....
.....

2003. . . .
.....

Department of Physics
GRADUATE SCHOOL
CHEJU NATIONAL UNIVERSITY

목 차

SUMMARY	1
I. 서론	2
II. 이론	4
1. 표면 플라즈몬	4
2. Flat surface에서의 표면 플라즈몬 공명	8
3. 금속 회절격자에서의 표면 플라즈몬 공명	12
4. 금속 회절격자에서의 광 밴드 갭	14
III. 실험 방법 및 장치	20
1. 실험장치	20
IV. 결과 및 논의	22
V. 결론	26
VI.참 고 문 헌	27

SUMMARY

We have studied the dispersion relation of two different metal grating, which are sinusoidal and rectangular grating.

We have observed the surface resonance condition and photonic band gap. The resonance condition is followed well with theoretical calculation. The photonic band gap of sinusoidal grating is about 5nm, which result is similar to the theoretical calculation. However, the photonic band gap of rectangular grating is about 5nm, which result is different with theoretical calculation. We think this result is cause by the higher component of rectangular grating profile.



I. 서론

20세기 초 Wood에 의해서 금속 회절격자에서 비정상적인 회절 실험 결과를 얻은 이후(Wood, 1902) 이 비정상적인 회절 실험 결과를 설명하기 위하여 많은 연구자들이 노력하여 왔다(Boardman, 1982). 현재는 이 비정상적인 회절 결과가 표면 플라즈몬에 의한 것이라는 것이 잘 알려져 있다(Ritchie, 1957).

그리고 최근에 와서는 플라즈몬과 빛과의 상호작용에 의해 형성되는 SPP(Surface Plasmon Polariton)에 관하여 많은 연구가 이루어지고 있다. SPP가 많이 연구 되고 있는 이유는 흥미로운 과학적 사실 이외에도 이에 대한 응용성이 많기 때문이다. SPP에 대한 연구는 크게 두 가지 분야에서 많이 연구되고 있다. 그 중 하나는 표면 플라즈몬과 빛과의 공명현상인 표면 플라즈몬 공명(Surface Plasmon Resonance, SPR)이다. 이는 1980년대부터 많은 연구자가 연구하였고 이를 이용한 광학 센서가 많이 발견되었으며, 표면 플라즈몬 공명은 현재 라만 분광학(Raman spectroscopy), 생화학 센서(Biology Chemical sensor)등 많은 분야에서 이용되고 있다(Guo 등(1999), Shipper 등(1999)). 그리고 다른 하나는 광 에너지 밴드 갭(Photonics Band Gap, PBG) 연구 분야이다. 표면 플라즈몬이 금속 표면 구조 및 물성의 불균일성에 의하여 산란이 일어나고 이와 빛의 상호 작용으로 일정한 모드만이 존재하게 되어 광 에너지 밴드 갭이 형성된다. 최근에 급속히 발달한 반도체 제조기술의 도움으로 표면 및 물성을 변형시켜서 광 에너지 밴드 갭에 대한 연구가 활발히 진행되고 있다. 이러한 광 에너지 밴드 갭에 대한 연구는 국소화 된 에너지에 대한 연구 분야(Barnes 등(2003)) 뿐만 아니라 이를 이용한 광 컴퓨터 연구, 효율이 뛰어난 광원 연구, 원자 광 분광학(Atomic Optic Spectroscopy)과 새로운 광 물질(Photonics Crystal) 개발 연구가 활발히 진행되고 있다(Krenn 등 (2001), Krenn, 2003). 특히 광 에너지 밴드 갭 연구 결과와 MEMS(Micro-Electro-Mechanical System) 기술을 접목하여 작은 크기의 광학 장치를 개발하거나 원자크기정도 내에서의 광학적 성질을 연구하는데 많이 이용되고 있지만(Barnes, 2003) 광 에너지 밴드 갭에 대한 연구는 아직도 많이 필요한 실정이다. 특히 금속 회절격자에서의 광 에너지 밴드 갭에 대한 연구가 활발히 연구 되어지고

있다. 이는 금속 회절격자의 표면 구조가 주기적이어서 이론적으로 접근하기 쉽고 제작하기 편리하다는 장점이 있어 많이 연구 되어지고 있다. 금속 회절격자에서의 광 에너지 밴드 갭은 금속 회절격자의 주기성에 의해서 표면에서의 하전입자가 운동의 제한을 받아 전하들의 분포가 변화하고 이 변화에 의해서 일정한 모드만이 형성되어 광 에너지 밴드 갭이 형성된다는 것이다(Barnes, 2003). 그러나 회절격자의 모양과 광 에너지 밴드 갭의 직접적인 관계에 대한 정확한 이론은 현재 알려져 있지 않고 이에 대한 실험 결과들이 미흡한 실정이다.

따라서 본 논문에서는 금속 회절격자에서 표면 플라즈몬 공명조건에 대하여 이론적, 실험적으로 연구하였으며 또한 금속 회절격자의 표면 구조와 광 에너지 밴드 갭의 관계를 실험적으로 조사하였다.



II. 이론

1. 표면 플라즈몬

표면 플라즈몬은 금속과 유전체의 경계면에 국한되어 진행되는 전하밀도의 진동파이다. 전하밀도 진동을 일으키기 위해서는 입사하는 광파의 전기장 성분이 경계면에 수직한 성분을 가져야만 한다. 즉 TM(Transverse-magnetic) 모드만 표면 플라즈몬을 여기 시킬 수 있다.

유전상수가 각각 ϵ_1 , ϵ_2 인 두 매질이 평행하게 접해있는 Fig. 1 과 같은 구조에서 표면에서의 전기장 \vec{E} 와 자기장 \vec{H} 는 다음과 같이 주어진다.(Boardman, 1982)

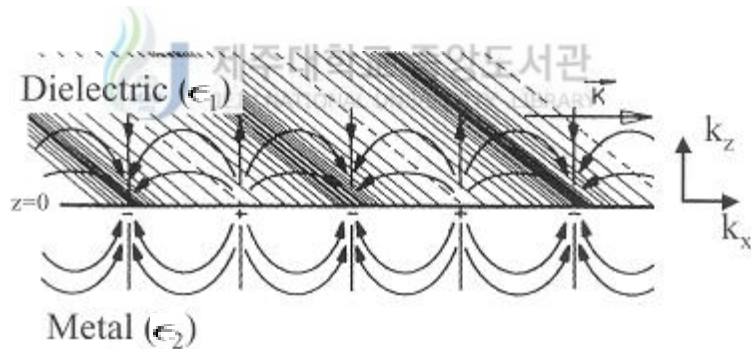


Fig. 1 Oscillation of surface charge density

$$\begin{aligned}
\vec{E}_1 &= \vec{E}_{10} \exp [i(k_{x1}x + k_{z1}z - wt)] \\
\vec{H}_1 &= \vec{H}_{10} \exp [i(k_{x1}x + k_{z1}z - wt)] \\
\vec{E}_2 &= \vec{E}_{20} \exp [i(k_{x2}x - k_{z2}z - wt)] \\
\vec{H}_2 &= \vec{H}_{20} \exp [i(k_{x2}x - k_{z2}z - wt)]
\end{aligned}
\tag{1}$$

여기서, $E = (E_x, 0, E_z)$, $H = (0, H_y, 0)$

여기서, k_{x1} 와 k_{x2} 는 x -방향의 파수벡터 성분이고 k_{z1} 와 k_{z2} 는 z -방향의 파수벡터 성분이다. \vec{E} 와 \vec{H} 는 다음과 같은 Maxwell 방정식을 만족시켜야 한다.

$$\begin{aligned}
\vec{\nabla} \cdot \vec{D} &= \rho_f \\
\vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\
\vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0 \\
\vec{\nabla} \times \vec{H} &= \vec{J}_f + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}
\end{aligned}
\tag{2}$$

여기서, TM 모드만을 고려하는 것이므로 (2)식을 정리하면 다음과 같이 주어진다.

$$\begin{aligned}
\frac{\partial E_x}{\partial z} - ik_x E_z &= iw B_y \\
\frac{\partial B_y}{\partial z} &= \frac{iw}{c^2} \epsilon_2 E_x \\
ik_x E_x + \frac{\partial E_z}{\partial z} &= 0 \\
k_x B_y &= -\frac{iw}{c^2} \epsilon_2 E_z
\end{aligned}
\tag{3}$$

(1)식, (3)식 그리고 파동방정식을 이용하면 유전체 내와 금속에서의 전기장, 자기장이 (4)식과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned}
 E_x &= A_1 \exp(-\alpha_1 z) \exp[i(k_x x - wt)] \\
 \text{유전체 : } E_z &= \frac{ik_x}{\alpha_1} A_1 \exp(-\alpha_1 z) \exp[i(k_x x - wt)] \\
 B_y &= \frac{-iw\epsilon_1}{c^2 \alpha_1} A_1 \exp(-\alpha_1 z) \exp[i(k_x x - wt)]
 \end{aligned} \tag{4-a}$$

$$\begin{aligned}
 E_x &= A_2 \exp(\alpha_2 z) \exp[i(k_x x - wt)] \\
 \text{금 속 : } E_z &= \frac{-ik_x}{\alpha_2} A_2 \exp(\alpha_2 z) \exp[i(k_x x - wt)] \\
 B_y &= \frac{iw\epsilon(w)}{\alpha_2 c^2} A_2 \exp(\alpha_2 z) \exp[i(k_x x - wt)]
 \end{aligned} \tag{4-b}$$

경계면에서 전기장과 자기장의 수평성분은 연속이므로 다음과 같이 주어진다.

$$\begin{aligned}
 E_{1x} &= E_{2x} \\
 H_{1y} &= H_{2y} \\
 \epsilon_1 E_{1z} &= \epsilon_2 E_{2z}
 \end{aligned} \tag{5}$$

(4)식과 (5)식을 이용하면 표면 플라즈몬에서의 분산관계를 (6)식과 같이 구할 수 있다.

$$k_x = \frac{w}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}} \tag{6}$$

여기서, 파수 k_x 는 실수이어야 한다. 그리고 금속의 유전상수 ϵ_2 는 음수이고 유전체의

유전상수 ϵ_1 은 양수이므로 , $\epsilon_1 \epsilon_2 < 0$ 이다. 그러므로 (6)식을 만족시키기 위해서는 $\epsilon_1 + \epsilon_2 < 0$ 이어야 한다. TM 모드가 존재하기 위해서는 ϵ_2 의 부호에 관계없이 $\epsilon_1 > 0$ 이어야한다. 광학주파수 영역에서 금속은 $(1 - \frac{w_p^2}{w^2}) < 0$ 을 항상 만족하므로 $\epsilon_2 < 0$ 이다.

Fig. 2 는 빛($w = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_1}}k$)과 금속표면 하전 입자의 분산관계를 나타낸 것이다.

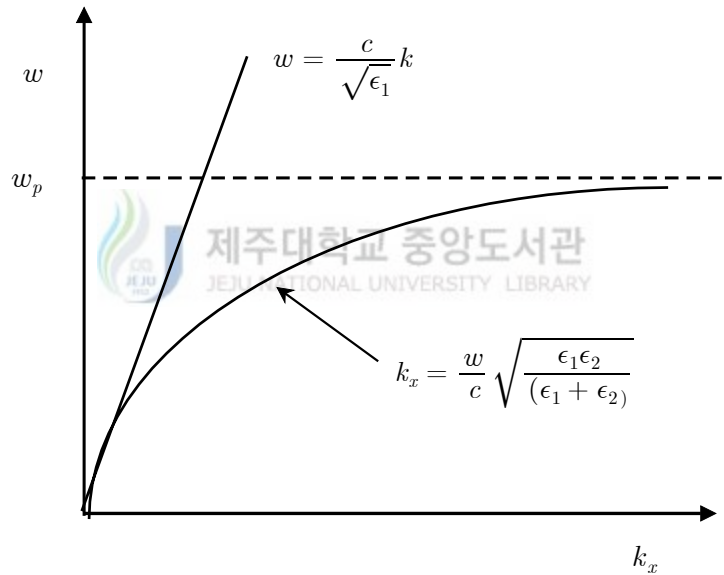


Fig. 2 Dispersion curve between the surface of metal and light.

일반적으로 표면 전하의 운동량이 빛의 운동량 보다 작기 때문에 일반적으로 서로 상호작용을 하지 않는다. 이들 간에 상호작용을 일으키기 위해서는 특별한 방법을 사용해야 된다.

2. Flat surface의 표면 플라즈몬 공명

포톤의 운동량과 표면 플라즈몬의 운동량이 일치할 때 공명이 일어나게 되고 이때에 표면 플라즈몬-폴라리톤이 발생하게 되는데 이 조건을 표면 플라즈몬 공명이라고 한다.

Fig. 3 과 같이 유전체와 금속으로 이루어진 광학계에 주파수가 w 인 TM 파가 입사하는 경우를 고려하자.

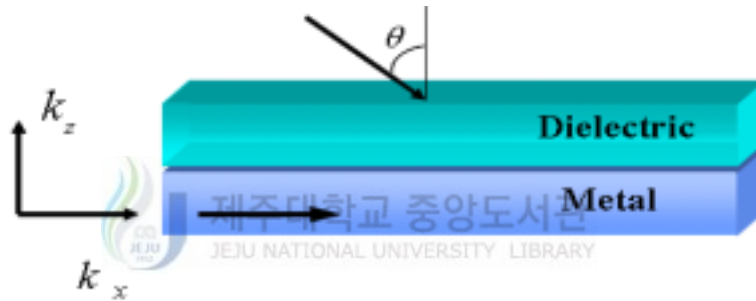


Fig. 3 Surface plasmons on flat surface

$$k_x = \frac{w}{c} \sqrt{\epsilon_1} \sin\theta = k_0 \sin\theta = \frac{w}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}} \sin\theta \quad (7)$$

Fig. 4에서 보는 바와 같이 표면 전하의 운동량이 빛의 운동량 보다 작다. 즉, 표면 플라즈몬이 여기가 되지 않아 표면 플라즈몬-폴라리톤 역시 여기 되지 않는다. 표면 플라즈몬-폴라리톤의 여기를 위해서 입사하는 광파의 운동량과 표면 플라즈몬의 운동량이 일치해야 되는데, 이를 위해서는 입사하는 광파의 운동량을 특별한 방법으로 작게 해 주어야 한다. 이를 위하여 입사하는 빛이 큰 유전상수를 통하여 금속에 입사하게 되면 입사광의 파수가 공기를 통해 금속에 입사하는 경우 보다 작아져 공명을 일으킬 수 있다. 이러한 방법으로 표면 플라즈몬 공명조건을 만족시켜 주는 방법을 감

최전반사방법(Attenuated Total Reflection, ATR) 이라고 한다. ATR 구조에는 Otto 구조와 Kretschmann 구조 두 가지가 있다(Yang 등(1988)). Otto 방법은 Fig. 5와 같은 프리즘/유전체/금속의 구조를 가지며 프리즘과 유전체의 경계면에서 내부전반사가 일어난다. 프리즘과 유전체의 경계면에 생긴 소멸파에 의해 금속과 유전체의 경계면에 표면 플라즈몬-폴라리톤이 여기된다. Kretschmann 방법은 Fig. 6과 같은 프리즘/금속/유전체의 구조를 가지며 프리즘과 금속의 경계면에서 내부 전반사가 일어나며 프리즘과 금속의 경계면에 생긴 소멸파에 의해 금속과 유전체의 경계면에 표면 플라즈몬-폴라리톤이 여기된다. 즉 Fig. 7에서 보는 것과 같이 입사광의 입사각도가 변화하면 입사광의 표면에 대한 파수 (k_x)가 변화하게 되어 일정한 입사각도에서 공명이 일어나 입사광의 에너지가 표면 전하의 에너지로 전이된다. 공명이 생기면 입사광의 에너지가 표면 전하로 이동되어 반사되는 광이 거의 없게 되며 반사율이 최소가 된다.

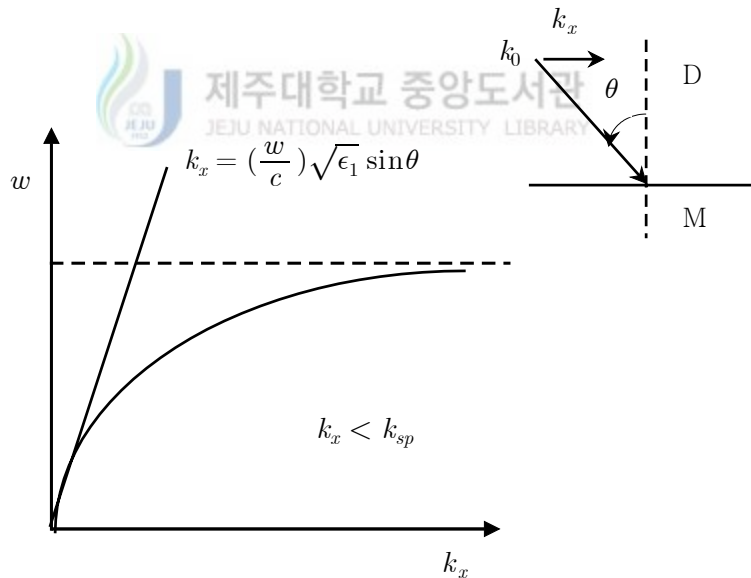


Fig. 4 A depiction of the regions of dispersion curve for a surface plasmon-polariton at a flat dielectric-metal interface.

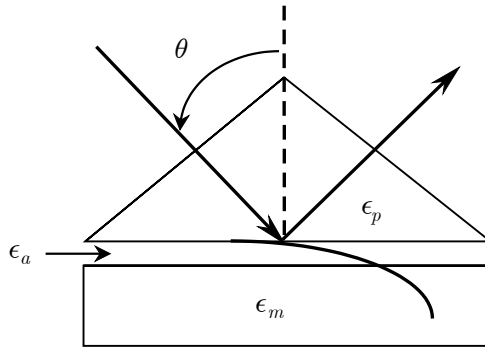


Fig. 5 Otto 구조

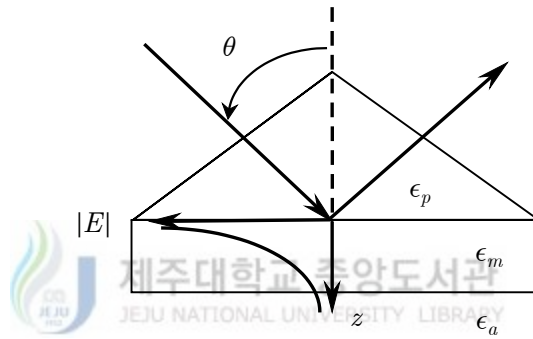


Fig. 6 Kretschmann 구조

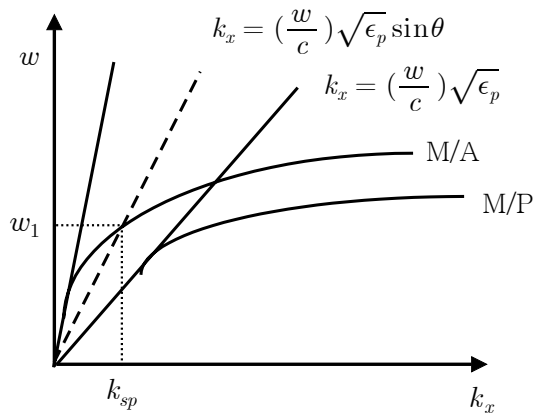


Fig. 7 A depiction of the regions of dispersion curve for a surface plasmon-polariton at dielectric-metal interface.

Kretschmann구조에서 금속으로 은(Ag)을 이용하고 다른 유전체가 공기($\epsilon_1 = 1$)인 경우와 공기와 다른 물질인 경우($\epsilon_1 = 1.1$) 인 경우 입사각도에 따라 반사율을 구해보면 Fig. 8과 같다.

반사율이 최소가 되는 지점이 표면 플라즈몬 공명이 일어나는 조건이다. 즉 입사각도에 따라 빛의 운동량이 변화하고 이 운동량이 표면전하의 운동량과 일치할 때 공명이 일어나 반사율이 최소가 된다. 이러한 공명조건은 금속물질과 경계면을 이루는 물질의 성질에 의해서 결정된다. Fig. 8에서 보면 아주 작은 유전율 변화에 의해서 공명조건이 매우 많이 변화함을 알 수 있다. 이를 이용하여 물질의 광학적 성질을 측정하는데 ATR을 이용한 표면 플라즈몬 공명이 많이 이용되고 있다. 그리고 표면 플라즈몬 공명이 주변 환경조건에 매우 민감한 것을 이용하여 표면 플라즈몬 공명을 이용한 센서 연구가 매우 광범위한 영역에서 이루어지고 있다.

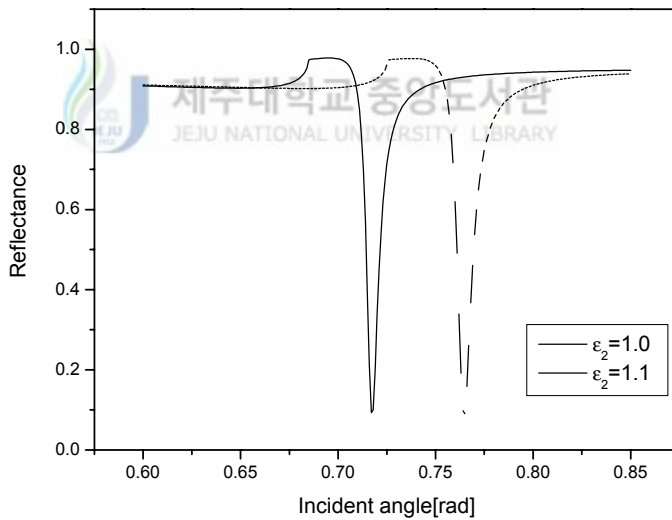


Fig. 8 Plot of reflectance as a function of incident angle.

3. 금속 회절격자에서의 표면 플라즈몬 공명

ATR을 이용하지 않고 표면 플라즈몬 공명을 일으킬 수 있는 방법으로는 회절격자를 이용하는 방법이다. Fig. 9 와 같은 구조의 금속 회절격자에서 표면 플라즈몬과 회절 된 입사광과의 상호작용이 가능하다. 회절 된 입사광의 파수벡터가 표면 플라즈몬의 파수벡터와 일치하면 입사광의 에너지는 표면 플라즈몬을 여기시키므로 반사되는 광의 반사율은 최소값이 된다. 이 경우 빛의 운동량은 입사각도와 회절차수에 의해서 변화된다. 반사율이 최소가 되는 입사각은 회절격자의 주기, 모양 등에 영향을 받는다.

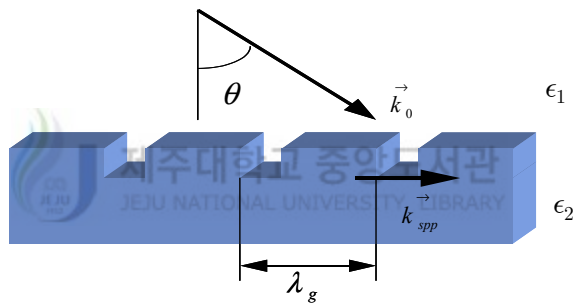


Fig. 9 Surface plasmons on metal grating

Fig. 9 와 같은 금속 회절격자에 빛이 입사하는 경우 공명 조건은 다음과 같이 주어진다.

$$k_x = k_0 \sin\theta + n \frac{2\pi}{\lambda_g} = \frac{w}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}} \pm n \frac{2\pi}{\lambda_g} \quad (8)$$

여기서 n 은 회절 차수 이고, λ_g 는 회절격자의 주기 이다. (8)식으로부터 프리즘을 이용한 분산 관계식과 매우 비슷함을 볼 수 있다. 단, 회절격자를 이용한 경우에는 회절에 의해서 회절 된 빛의 파수가 표면 플라즈몬 파수가 일치할 때 공명이 일어남

을 볼 수 있다. Fig. 10 은 금속 회절격자에서의 분산 관계를 나타낸 것이다.

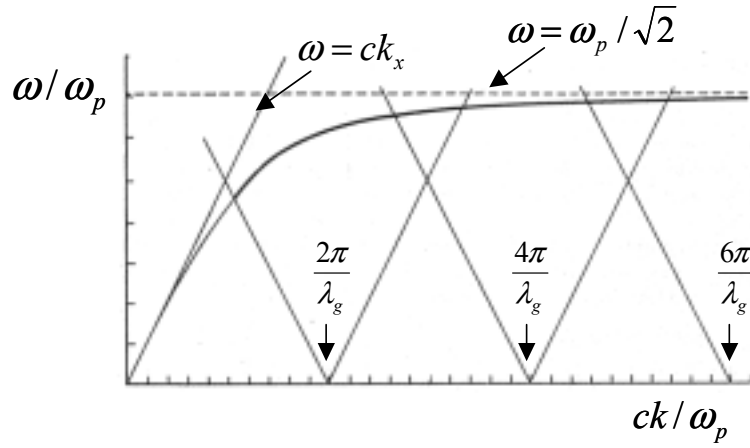


Fig. 10 A depiction of the regions of the dispersion curve for a surface plasmon-polariton at a dielectric-metallic grating interface.

위 그림에서 보면 회절 차수에 따라 공명 조건이 달라짐을 볼 수 있다.



4. 금속 회절격자에서의 광 밴드 갭

앞에서는 금속 회절격자의 주기만을 고려하여 플라즈몬 공명 현상을 살펴보았다. 그러나 금속 회절격자의 표면 구조에 의해서 금속 표면의 하전 입자들의 운동이 변화될 수 있고, 경계조건에 의해서 일정한 모드만이 존재할 수 있게 된다. 이를 그림으로 표현하면 Fig. 11 과 같다.

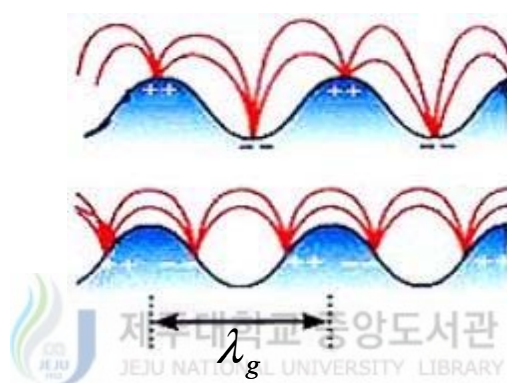


Fig. 11 SP modes with frequencies between the two edges.

회절격자 표면 구조에 의해서 하전 입자들의 운동이 제한되고 그로 인해서 경계조건을 만족하는 모드들만 존재하게 된다. 이와 같이 특별한 모드만 존재하게 되므로 금속 회절격자에 존재하는 하전 입자모드의 에너지도 연속적이지 않고 불연속이 되어 에너지 갭이 존재하게 된다. 이를 알아보기 위하여 Fig. 12와 같은 구조의 금속 회절격자의 분산관계식을 계산하였다.

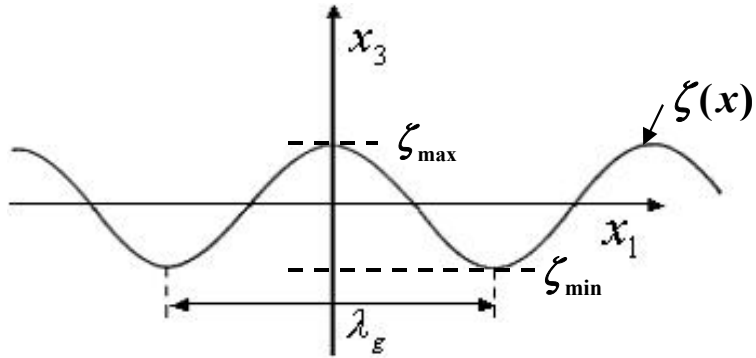


Fig. 12 A typical grating profile

금속 회절격자 표면은 주기가 λ_g 이고 반복적이다. 즉 회절격자의 표면함수 $\zeta(x_1)$ 은 $\zeta(x_1) = \zeta(x_1 + \lambda_g)$ 이고 표면함수는 다음과 같이 푸리에 전개로 표현한다.

$$\zeta(x_1) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \vec{\zeta}(n) \exp\left(i \frac{2\pi n}{\lambda_g} x_1\right) \quad (9)$$

여기서 푸리에 계수 $\vec{\zeta}(n)$ 은

$$\vec{\zeta}(n) = \frac{1}{\lambda_g} \int_0^{\lambda_g} dx_1 \zeta(x_1) \exp\left(-i \frac{2\pi n}{\lambda_g} x_1\right) \quad (10)$$

과 같이 주어진다.

위와 같은 구조의 회절격자에 TM 파가 입사하고 경계조건을 만족하는 자기장은 Maxwell 방정식에 의해서 다음과 같이 주어진다.

$$\begin{aligned}
H_2(x_1, x_3, w) &= \sum_{p=-\infty}^{\infty} A_p(kw) \exp \left[i \left(k + \frac{2\pi p}{\lambda_g} \right) x_1 \right] \exp \left[-\alpha_p(kw) x_3 \right], \quad x_3 > \zeta_{\max} \\
&= \sum_{p=-\infty}^{\infty} B_p(kw) \exp \left[i \left(k + \frac{2\pi p}{\lambda_g} \right) x_1 \right] \exp \left[\beta_p(kw) x_3 \right], \quad x_3 > \zeta_{\min}
\end{aligned} \tag{11}$$

여기서, k 는 표면 플라리톤의 파수이고 $\alpha_p(kw)$ 와 $\beta_p(kw)$ 는 다음과 같다 (Agranovich 등(1982)).

$$\begin{aligned}
\alpha_p(kw) &= \left[\left(k + \frac{2\pi p}{\lambda_g} \right)^2 - \frac{w^2}{c^2} \right]^{1/2} ; \quad \left(k + \frac{2\pi p}{\lambda_g} \right)^2 > \frac{w^2}{c^2} , \\
&= -i \left[\frac{w^2}{c^2} + \left(k + \frac{2\pi p}{\lambda_g} \right)^2 \right]^{1/2} ; \quad \left(k + \frac{2\pi p}{\lambda_g} \right)^2 > w^2
\end{aligned} \tag{12}$$

그리고 자기장 H_2 는 Bloch 성질에 의해서 $H_2 = (x_1 + \lambda_g, x_3, w) = \exp(ik\lambda_g)H_2(x_w, x_3, w)$ 과 같이 표현된다. 임의의 지점에서 정확한 자기장 세기를 구하기 위해서는 $A_p(kw)$ 와 $B_p(kw)$ 를 알아야 한다. 그러나 이 장에서는 자기장의 세기보다는 플라리톤의 분산관계식을 구하여 회절격자에 의해 형성되는 광 에너지 밴드 갭(Photonic Energy Band Gap)을 구하고자 한다. 이를 위해 (9)식을 경계조건에 대입하면 (13)식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned}
\sum_{p=-\infty}^{\infty} \left[-\exp \left[-\alpha_p(kw)\zeta(x_1) \right] \exp \left[ik_p x_1 \right] A_p(kw) \right. \\
\left. + \exp \left[\beta_p(kw)\zeta(x_1) \right] \exp \left[ik_p x_1 \right] B_p(kw) \right] = 0
\end{aligned} \tag{13-a}$$

$$\sum_{p=-\infty}^{\infty} \left[\alpha_p(kw) + ik_p \frac{\partial \zeta}{\partial x_1} \right] \exp[-\alpha_p(kw)\zeta(x_1)] \exp[ik_p x_1] A_p(kw) \quad (13-b)$$

$$+ \frac{1}{\epsilon(w)} \left[\beta_p(kw) - ik_p \frac{\partial \zeta}{\partial x_1} \right] \exp[\beta_p(kw)\zeta(x_1)] \exp[ik_p x_1] B_p(kw) = 0$$

여기서, k_p 는 $k_p \equiv k + 2\pi p/\lambda_g$ 이다. (13)식은 A_p, B_p 에 대한 행렬식으로 나타낼 수 있으며, 분산관계식은 이 행렬식이 영(0)이 되는 조건이며 (14)식과 같다(Agranovich 등(1982)).

$$\epsilon(w)\alpha_0(kw) + \beta_0(kw) = (1 - \epsilon(w))^2 \sum_{p \neq 0} |\vec{\zeta}(p)|^2 \quad (14)$$

$$\times \frac{(kk_p - \beta_0(kw)\alpha_p(kw))(kk_p - \beta_p(kw)\alpha_0(kw))}{\epsilon(w)\alpha_p(kw) + \beta_p(kw)}$$

(14)식을 이용하여 금속 회절격자에서의 표면 플라즈몬과 빛의 분산 관계식을 보여주는 것이 Fig. 14 와 같다.

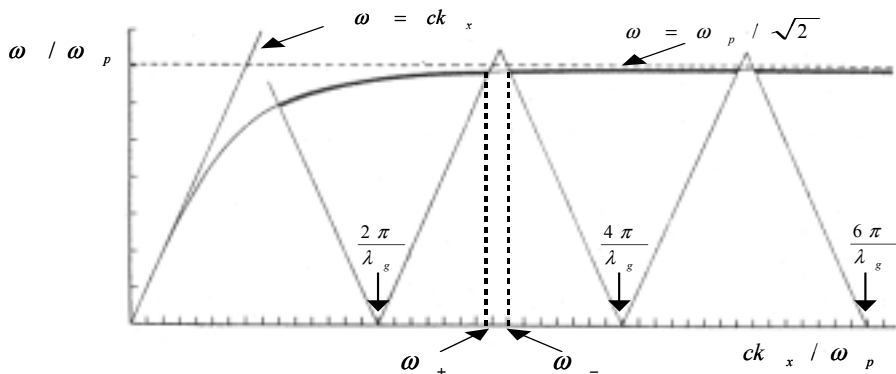


Fig. 14 Dispersion curve between the surface of metallic grating and light.

이 그림에서 직선의 실선은 빛의 분산관계를 나타낸 것이고, 곡선은 회절격자에 의한 빛의 분산관계를 나타낸 것이다. $\frac{2\pi}{\lambda_g} < \frac{ck_x}{w_p} < \frac{4\pi}{\lambda_g}$ 영역을 보면, 공명이 일어나는 두 지점(w_+ , w_-)이 있고 이들 사이에는 공명이 일어나지 않는 영역이 있다. 즉 이 영역에서는 플라즈몬과 입사한 빛이 상호작용을 하지 않는 영역이다. 즉, 입사한 파가 표면 플라즈몬과 상호 작용하지 않고 모두 회절격자를 투과하거나 반사하는 에너지 영역이다. Fig. 14에서 보는 것과 같이 회절격자에 의해서 광 에너지 밴드 갭이 존재하는 것을 알 수 있다. (14)식을 에너지 갭으로 표현하면 (15)식과 같다.

$$w(k) = w_0 (\pi p / \lambda_g) \pm \frac{1}{2} w_G(p) \quad (15)$$

여기서 광 에너지 갭 w_G 는 다음식과 같다.

$$w_G(p) = 4 \left| \vec{\zeta}(p) \right| \frac{w^2}{c} \frac{|\epsilon(w)|}{(|\epsilon(w)| - 1)^{3/2}} \times \left[1 + \frac{w\epsilon(w)}{2|\epsilon(w)|(|\epsilon(w)| - 1)} \right]^{-1} \Big|_{w = w_0(\pi p / \lambda_g)} \quad (16)$$

회절격자에 의한 에너지 갭은 $|\vec{\zeta}(p)|$, $\epsilon(w)$ 의 함수이다. (10)식에서 본 것과 같이 $|\vec{\zeta}(p)|$ 는 회절격자 표면 구조에 의존하는 함수이고, $\epsilon(w)$ 는 금속 회절격자 물질에 대한 유전 상수이다. 그러므로 회절격자에 의한 광 에너지 갭은 회절격자 표면 구조, 주기 그리고 회절격자 물질에 의해서 영향을 받는 것을 알 수 있다. Fig. 15는 회절격자 물질이 은(Ag)이고, 회절격자의 깊이가 입사파장의 0.2배인 경우 (16)식으로부터 구한 주기에 따른 에너지 갭의 변화이다.

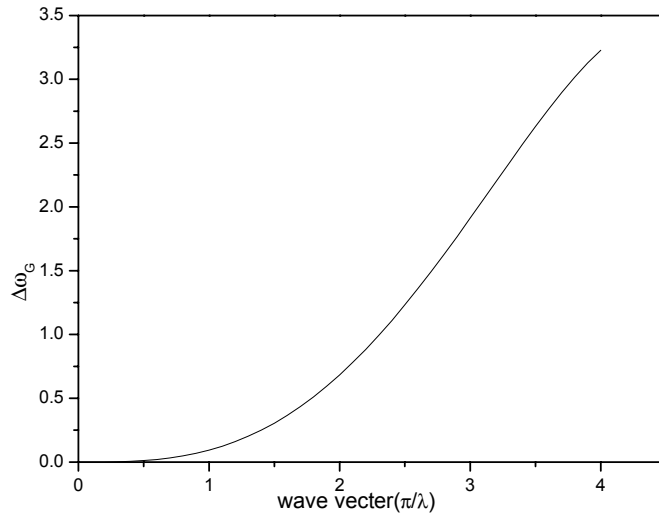


Fig. 15 Plot of photonics band gap as a function of wave vector.

그러나 이 이론은 회절격자의 깊이가 입사 파장보다 매우 작은 경우만을 고려 한 것이므로 회절격자의 깊이가 입사파장에 근접하는 경우에는 위의 이론을 적용하기 곤란하다. 따라서 이에 대한 이론적 · 실험적 연구가 앞으로도 많이 필요하다.

Ⅲ. 실험 방법 및 장치

1. 실험장치

금속 회절격자에서의 공명현상과 광 에너지 밴드 갭을 측정하기 위하여 본 연구에서는 금속 회절격자의 반사율을 입사각도의 함수와 입사파장의 함수로 측정하였다. 입사 각도와 입사파장의 함수로 반사율을 측정하기 위한 실험 개략도는 Fig. 16 이다. 실험장치는 금속 회절격자, He-Ne 레이저(Mellis Griot 10 mW), 백색광원(Tugsten Quartz Halloid), 분광기(McPherson 275) 그리고 0.02° 의 정밀도를 갖는 Rotating stage로 이루어져 있다. He-Ne 레이저를 이용하여 표면 플라즈몬 공명을 측정하였고 백색광원을 이용하여 광 에너지 밴드 갭을 측정하였다. 그리고 회절격자의 모양은 Fig. 17 과 같이 주기와 진폭이 다른 2개의 금속(은)으로 코팅된 회절격자를 사용하였다. 사인형 회절격자(Sinusoidal grating)는 주기와 진폭이 각각 830nm와 70nm, 직각형 회절격자(Rectangular grating)는 주기와 진폭이 각각 2000nm와 200nm이다.

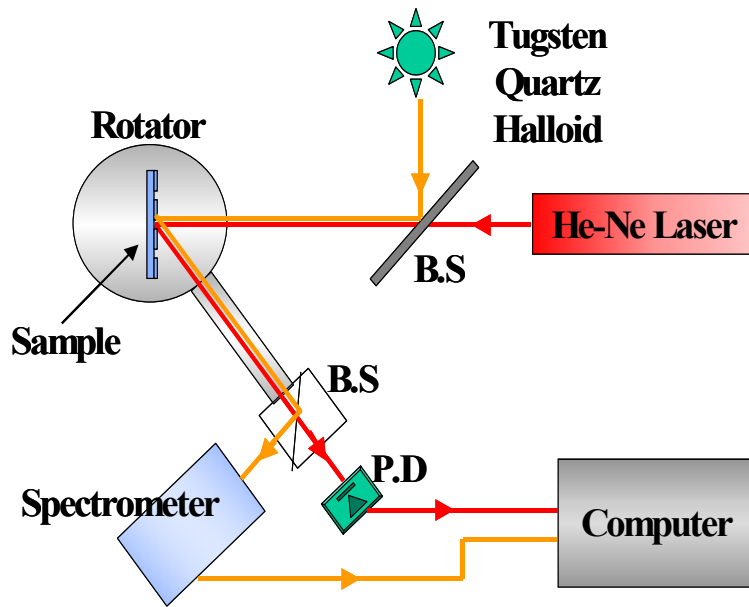


Fig. 16 Schematic diagram of experimental set-up to measure the reflectance

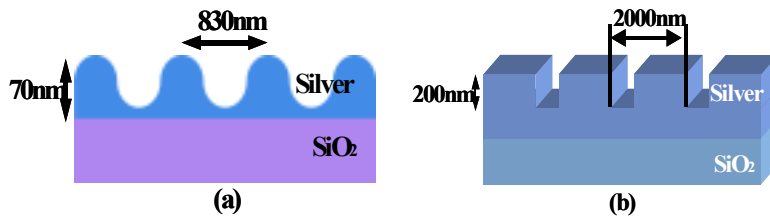


Fig. 17 Metallic grating (a) Sinusoidal grating, (b) Rectangular grating

IV. 결과 및 논의

1. 표면 플라즈몬 공명조건 측정

표면 플라즈몬 공명조건을 측정하기 위하여 입사각 함수로 반사율을 측정하였으며 그 결과가 Fig. 18과 Fig. 19 이다. Fig. 18에서 Sinusoidal 회절격자의 반사율은 입사각이 24° 일 때 최소가 되는 것을 알 수 있다. 이 사실로부터 이론에서 살펴본 것과 같이 공명이 $\sin\theta = \sqrt{\epsilon_m/\epsilon_m + 1} \pm n\lambda/\lambda_g$ 을 만족할 때 일어나는 것을 확인 할 수 있다. 즉 $n=1$ 일 때 이론적 계산값은 입사각도 $\theta=20^\circ$ 일 때 공명 현상이 생기지만 실험에서의 측정값은 $\theta=24^\circ$ 로 매우 유사하나 일치하지는 않는다. 이 값이 일치 하지 않는 것은 회절격자의 표면 전하의 운동과 구조에 의해서 공명조건이 이동 한 것으로 볼 수 있다. 즉, 매우 작은 금속 입자의 경우 공명 조건이 입자 크기의 함수가 되는데, 크기가 입사파장보다 매우 작은 경우에는 그 이동이 매우 크고, 입자의 크기가 입사파장보다 큰 경우에는 이동이 거의 없는 것으로 알려져 있다(H. Raether(1988)). 본 실험의 조건에서는 회절격자의 주기가 파장과 유사하기 때문에 공명 조건이 이동한 것으로 볼 수 있다. 그러나 회절격자인 경우에는 공명조건 이동도가 회절격자의 주기와 금속의 성질, 표면 구조 및 표면 거칠기 등의 함수가 되어 매우 복잡하게 된다. 따라서 이에 대한 조사는 많은 연구대상이 되고 있다.

Fig. 19에서 Rectangular 회절격자의 반사율은 입사각이 10° , 18° , 28° 일 때 최소가 되는 것을 알 수 있다. 이 값은 $\sin\theta = \sqrt{\epsilon_m/\epsilon_m + 1} \pm n\lambda/\lambda_g$ 로부터 $n=1, 2, 3$ 일 때 계산된 이론값 9.8° , 18° , 27° 와 일치하는 것을 볼 수 있다. 이 결과는 회절격자의 주기가 입사파장보다 크기 때문에 공명 이동도가 매우 작기 때문이다. 두 실험 결과로부터 금속 회절격자에 의해서 표면 플라즈몬 공명이 일어남을 확인 할 수 있었고, 공명 조건이 회절격자의 주기와 물성에 의해서 주어짐을 확인 할 수 있었다.

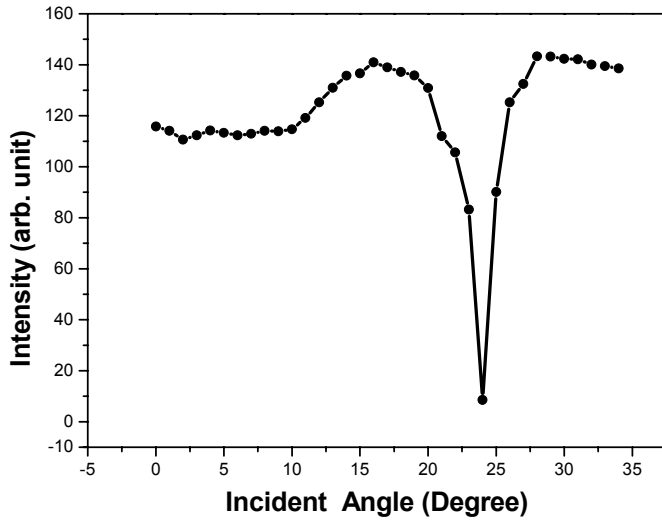


Fig. 18 Plot of reflectance as a function of incident angle.

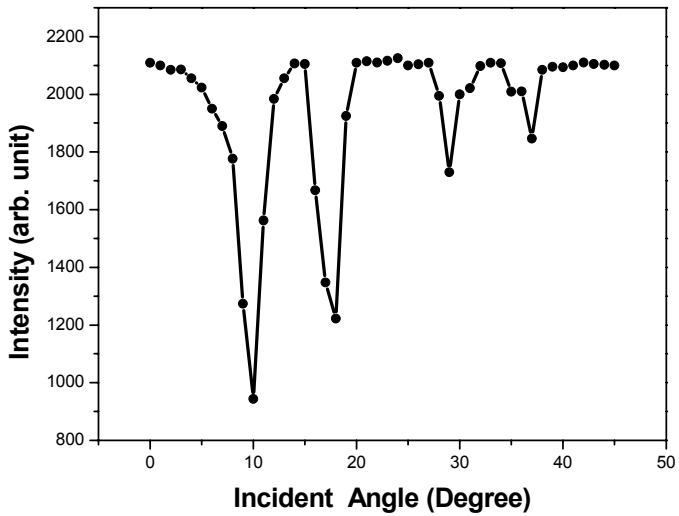


Fig. 19 Plot of reflectance as a function of incident angle.

(rectangular silver grating)

2. 광 에너지 밴드 갭 측정

같은 회절격자에 대해 광 밴드 갭을 측정하였다. 광 밴드 갭 측정을 위해서 각각의 회절격자에서 공명이 일어난 입사각도인 24° 와 10° 로 백색광원을 입사하여 반사율을 측정하였다. 그 결과는 Fig. 20, Fig. 21 과 같다. Fig. 20은 Sinusoidal 회절격자의 파장에 따른 반사율 변화를 나타낸 것이다. 이 그림에서 파장 650 nm 와 655.6 nm에서 반사율이 최소가 되었다. 반사율이 최소가 되는 두 파장에서 공명이 일어난 것이고 이 파장 사이의 입사 파장에서는 공명이 일어나지 않은 것으로 볼 수 있다. 이 결과는 이론에서 살펴본 것과 같이 광 에너지 밴드 갭이 회절격자에 의해서 형성된다는 것을 보여주고 있다. 그리고 공명이 일어나는 두 파장 간격은 약 5.6 nm 인데, 이 값은 이론적으로 계산한 4.8 nm 와 거의 일치함을 알 수 있다. 이 결과로부터 입사광과 회절격자 구조 및 성질에 의해서 제한된 금속 표면 전하의 운동에 의해서 일정한 모드가 생기고, 이 모드가 갖는 에너지에 의해서 광 에너지 밴드 갭이 형성 된다는 것을 알 수 있다.

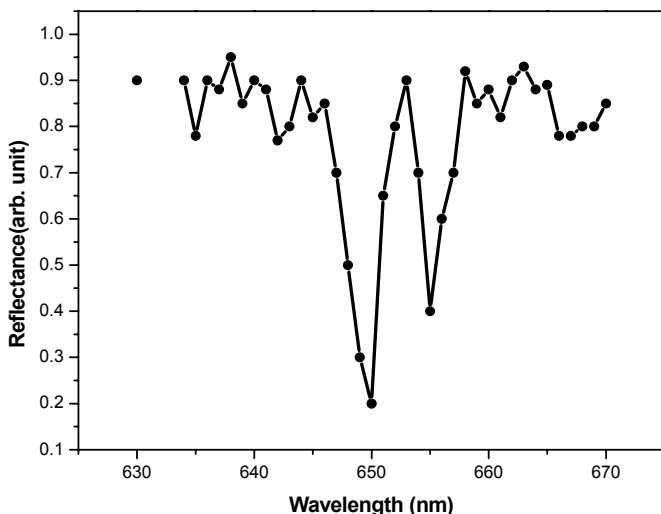


Fig. 20 Plot of reflectance as a function of wavelength.
(sinusoidal silver grating)

Fig. 21 은 Rectangular 회절격자의 파장에 따른 반사율 변화를 나타낸 것이다. 이 결과로부터 Fig. 20의 결과와 유사한 것을 볼 수 있다. Rectangular 회절격자에 대해서는 밴드 갭이 확실하게 분리 되지 않는 것을 알 수 있으나 광 에너지 밴드 갭이 약 5nm 임을 확인 할 수 있다. 그리고 Rectangular 회절격자에서의 밴드 갭이 주기와 진폭이 완전히 다른 Sinusoidal 회절격자에서의 밴드 갭과 매우 비슷한 것을 볼 수 있는데 이러한 결과는 Rectangular 회절격자의 profile에서 고차의 푸리에 성분에 의한 것이라고 생각 되어진다. 즉 표면 구조에 의해서 금속 표면 전하의 운동이 제한을 받는데, Rectangular 회절격자의 경우에는 Sinusoidal 회절격자에 비하여 구조가 좀 더 복잡하여, 고차의 푸리에 성분들을 갖게 되고 이 고차의 푸리에 성분들이 금속표면의 하전 입자의 운동에 섭동을 가하여 광 에너지 밴드 갭이 형성되는 것으로 볼 수 있다. 또한 고차의 푸리에 성분들 때문에 공명조건이 복잡해져 Sinusoidal의 경우와는 달리 공명선폭이 넓어져 공명곡선이 확연히 분리 되지 않은 것으로 생각된다. 따라서 이에 대한 연구는 더 진행하여 규명해야 할 과제이다.

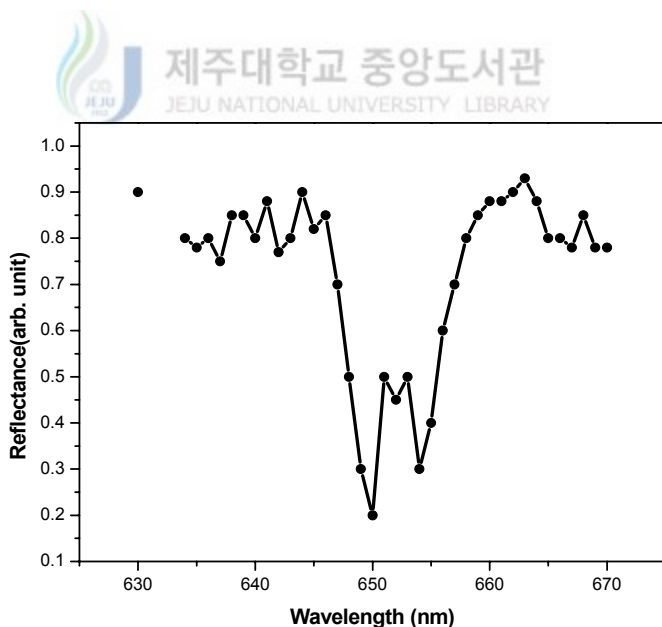


Fig. 20 Plot of reflectance as a function of wavelength.
(rectangular silver grating)

V. 결론

본 논문에서는 유전체 물질과 금속 회절격자 경계면에서 일어나는 표면 플라즈몬의 공명현상과 광 에너지 밴드 갭에 대하여 연구하였다.

금속 회절격자인 경우 입사하는 빛의 운동량이 회절격자에 의해서 섭동을 받아 변화하게 되고 이 변화된 빛의 운동량과 표면 하전입자의 운동량이 일치하여 표면 플라즈몬 공명이 일어나는 것을 입사각도에 따른 반사율을 측정함으로써 확인하였다. 사인형 회절격자의 경우 입사각도 $\theta=24^\circ$ 일 때 직각형 회절격자의 경우 $\theta=10^\circ, 18^\circ, 28^\circ$ 일 때 반사율이 최소가 되는 것을 확인하였다. 그리고 공명 조건이 입사광에 섭동을 주는 회절격자의 주기와 금속의 물성에 의해서 결정되는 것을 확인 하였다. 또한 공명조건이 섭동항, 즉 회절격자의 주기에 의해서 이동하는 현상이 있는데, 사인형 회절격자의 경우 이론적 계산값과 실험에서의 측정값이 일치하지 않는 것으로부터 이 이동도가 회절격자의 주기와 입사 빛의 파장의 크기에 따라 변화함을 알 수 있었다.

그리고 회절격자 표면 구조에 의해서 표면 전하의 운동이 제한되어 형성되는 광 에너지 밴드 갭을 표면구조의 함수로 측정하였다. 광 에너지 밴드 갭이 표면 전하의 운동 모드에 의해서 형성되는 것을 확인할 수 있었으며, 표면 구조가 좀더 복잡한 경우, 즉 고차의 푸리에 상수를 가지고 있는 경우 하전 입자의 운동이 받는 섭동항이 좀더 복잡해져 공명조건이 변화하는 것을 확인하였다. 그러나 고차의 푸리에 섭동항이 광 에너지 밴드 갭에 미치는 영향에 대해서는 좀 더 많은 연구가 필요하다.

VI. 참고문헌

A. D. Boardman, 1982. Electromagnetic Surface Modes ,John Wiley & Sons.

Agranovich, V. M., D. L. Mills, 1988. Surface Polaritons North-Holland publishing company.

Barnes, W. L., Alain Dereux and Thomas W. Ebbesen, 2003, Nature. V. 424, 824~830.

Barnes, W. L., T. W. Preist, S. C. Kiston and J. R. Sambles, 1996. Phys. Rev. B 54, 6227.

E. Ablonovitch, 1993. J. Opt. Am. 10, 283.

E. F. Shipper et al. 1999, The critical sensor, Biosensor and bioelectronics, V.11, No. 3.

Guo, J., Z. Xhu and W. Deng, 1999. Appl. Opt. 48, 6550.

Hecht, B., Bielefeldt. H, Novotny. L, Inouye. Y and Phol. D. W, 1996, Local interference of surface plasmons, Phys. Rev. Lett, 77, 1889-1892.

H. Ditlebacher et al. 2003, Fluorescence imaging of surface plasmon fields, Appl. Phys. Lett. 80, 404~406.

J. Mod. Opt. 41 (2), 1994, Special issue on Photonics Bandgap.

J. Opt. Soc. Am. B 10 (2), 1993 Special issue on Photonics Bandgap.

J. R. Krenn, 2001. Light field propagation by metal micro-nano structures, J. Microscopy, V.202. p.122.

J. R. Krenn, 2003, Surface plasmon micro-nanooptics, J. Microscopy, V.209, pp.167~172.

K. Kneipp et al, 1997, Single molecule detection using surface-enhanced Raman scattering, Science 275, 1102~1106.

L. Pendry, 1999, Playing trick with light, Science 285, 1687~1688.

Ritchie, R. H., Arakawa, E. T, Cowan, J. J. and Hamm. R. N, 1968, Surface-plasmon resonance effect in grating diffraction, Phys., Rev. Lett. 21, 1530~1533.

R. H. Ritchie, 1957, Plasma losses by fast electrons in thin film, Phys., Rev. 106, 874~881.

R. H. Ritchie, 1988. Surface Plasmons on smooth and rough surface and on gratings, Springer Berlin.

R. W. Wood, 1902, Phil. Mag., 4, 396.

Yoon, J., G. Lee, S. H. Song, C. H. Oh and P. S. Kim, 2003. J. Appl. Phys. 94, 123.

감사의 글

본 논문이 이루어지기까지 끊임없는 지도와 격려를 해 주신 유영훈 교수님께 깊은 감사를 드리며 본 논문을 심사하는 과정에서 지도와 조언을 아끼지 않으신 김두철 교수님과 고정대 교수님께도 감사드립니다. 아울러 여러 가지로 부족한 제게 많은 질책과 격려를 해주신 홍성락, 최치규, 현남규, 김용주 교수님께도 감사드립니다.

사적이든 공적인 일이든 부탁할 때마다 도와준 선규, 그리고 우리 실험실 식구들에게도 고마움의 말을 전하고 싶습니다. 그리고 같이 논문을 쓰면서 고생한 태언오빠, 힘들고 어려울 때 힘이 되어준 사랑하는 나의 친구 유진이, 영미에게도 고마움을 전하고 싶습니다.

무엇보다도 저를 사랑하시고 어떠한 판단에도 항상 묵묵히 지켜보시는 지금까지도 든든한 후원자이신 부모님께도 감사하고 사랑한다는 말을 전하고 싶고, 영원히 사랑할 수밖에 없는 나의 동생들 아현이와 태형이에게도 사랑한다고 그리고 고맙다고 전하고 싶고 이 모든 것을 드립니다.

아빠, 엄마 사랑합니다.

