

## 1. 서론

플라즈모닉스 (plasmonics)는 금속 표면위에 강하게 구속되어지는 표면플라즈몬 (surface plasmon)과 광 (photon)의 전자공학적인 응용을 의미하는 광기술 (photonics)이 결합된 용어이다. 플라즈모닉스는 적외선에서 가시광 영역에 이르기까지 지난 10여년간 광통신, 나노, 바이오, 신소재, 의료 등 다양한 분야에서 폭발적인 연구가 진행되어 왔다 [1-3]. 예를 들면, 금속 표면 위에 강하게 구속되어지는 표면플라즈몬의 특성을 이용하면 회절한계를 뛰어 넘어 전자기파를 집적시킬 수 있을 뿐 아니라 그 세기도 크게 증대시킬 수 있으며, 이런 특성들은 기존의 전기 회로를 획기적으로 최소화 할 수 있는 플라즈모닉 회로를 구성한다거나, 라만 신호나 단 분자 분광 장치에서의 신호를 향상시켜 센싱 효율을 높

따르면 완전도체 표면 위에 주기적인 구멍 (hole)들과 같은 특정 구조를 형성하면 완전도체 표면에서도 전형적인 표면플라즈몬의 특성을 가지는 유사표면플라즈몬 (spoof surface plasmon) 모드가 여기 될 수 있다는 사실을 발견하였다. 유사표면플라즈몬의 개념은 가시광 영역에서 유용하게 이용되었던 표면플라즈몬의 특성을 테라헤르츠파 영역에서도 유사한 방법으로 이용할 수 있는 가능성을 제시하였으며 관련 연구들을 가속시키고 있다 [6, 7]. 특히, 유사표면플라즈몬의 분산특성은 주기적인 구조에 의존하기 때문에 원하는 분산특성을 설계할 수 있는 장점까지 있어 그 응용가능성과 분야는 표면플라즈몬보다 더 많을 것으로 예상된다. 예를 들어, 잘 설계된 1차원 유사표면플라즈몬의 분산특성을 이용하면, 테라헤르츠파 양자폭포 레이저 (THz quantum cascaded laser) 빔을 출력 면에서 퍼져 나가지 않는 조준빔 (collimated

# 특집 | SPP

## 테라헤르츠파 플라즈모닉스

이중욱, 강철, 이성구, 기철식 \*

이거나, 새로운 개념의 집적된 광원 소스를 개발하는 일에 활용되고 있다.

마이크로파 영역에서부터 파장이 수백 마이크로미터에 해당하는 테라헤르츠파 영역 (0.1-10 THz, 1 테라헤르츠의 파장은 300  $\mu\text{m}$ )에서는 금속이 완전도체 (perfect conductor)에 가깝기 때문에 켄넵파 (Zenneck wave)나 쉰머펠트파 (Sommerfeld wave)와 같은 금속표면에 약하게 구속된 표면파들은 존재하지만 [4, 5], 금속표면에 강하게 구속된 표면플라즈몬은 존재하지 않는다.

하지만, Pendry 교수와 공동 연구자들의 최근 연구에

beam)으로 만들 수 있다 [8]. 앞으로, 테라헤르츠파 영역에서 어려웠던 생체 물질의 분광이나 센싱이 유사표면플라즈몬을 이용하면, 바이오 및 의료 분야에도 테라헤르츠파의 응용이 활발해 질 것으로 예상된다.

아래에서는 유사표면플라즈몬을 간략히 소개하고 본 연구팀의 테라헤르츠파 플라즈모닉스 관련 연구내용들을 소개한다. 이를 통하여 다른 연구 분야의 연구자들에게 새롭게 부각되고 있는 테라헤르츠파 플라즈모닉스 연구 분야에 대한 기본적인 정보를 제공하고 새로운 연구 협력을 창출할 수 있는 계기가 되었으면 하는 바람이다.

\* 광주과학기술원 고등광기술연구소 나노광학실

2. 본론

2.1. 유사표면플라즈몬

표면플라즈몬은 금속 표면에 평행한 전기장 성분이 있는 표면파이다. 금속 표면에 표면파가 존재하는 이유는 빛의 전기장이 금속 안으로 수십에서 수백나노미터 정도로 침투할 수 있기 때문이다. 전기장의 침투깊이를 보통 skin depth 라 부른다.

완전금속 (perfect metal)이란 빛의 skin depth가 0인 금속이므로 완전금속 표면에서는 전기장이 항상 표면에 수직이다. 따라서 완전금속 표면에는 표면플라즈몬이 존재하지 않는다. 앞에서 소개한 대로 Pendry 교수는 완전금속에 주기적인 구멍들을 만들면 그 구멍들로 인해 표면플라즈몬과 유사한 특성을 가지는 표면파가 존재할 수 있음을 제안하였고 이후에 이 표면파를 표면플라즈몬을 흉내 (mimicking) 낸다고 해서 이후에 유사표면플라즈몬이라 부른다. 그림 1은 유사표면플라즈몬의 전기장을 도식화한 그림과 완전금속 표면에서 전산모사한 유사표면플라즈몬 전기장의 성분들이다. 가시광 표면플라즈몬의 전기장 특성과 매우 유사함을 알 수 있다.

다음으로, 유사표면플라즈몬의 이론적인 모델에 대해 간단히 소개한다. 우선 구멍의 크기와 주기가 다루고자 하는 전자기파의 파장에 비해 매우 작다는 가정하면, 구멍들을 가진 금속 구조를 유효 (effective) 유전율을 가지는 유효 균질 물질 (effective homogeneous medium)으로 다룰 수 있다. 자세한 유도과정은 생략하면, 결론적으로 유효 유전율은 구멍들의 차단주파수 (cut-off frequency)에 해당하는 플라즈마 주파수 (plasma frequency)를 가지는 정준 플라즈몬 형태 (canonical plasmon form)를 가진다.

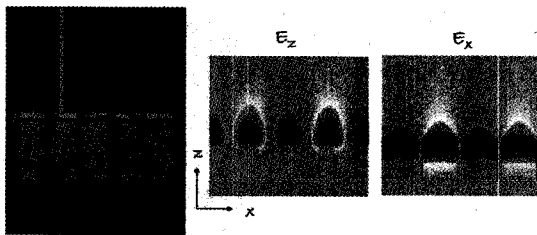


그림 1. (좌) 유사표면플라즈몬의 개념도와 (우) 주기적인 구멍이 있는 완전금속 표면에서 전산모사한 유사표면플라즈몬의 전기장 성분.

$$\epsilon_x = \epsilon_y = \frac{\pi^2 d^2 \epsilon_h}{8a^2} \left( 1 - \frac{\pi^2 c^2}{a^2 \omega^2 \epsilon_h \mu_h} \right) \quad (1)$$

(여기에서  $\epsilon_h$  와  $\mu_h$  는 각각 구멍들 내부의 유전율과 자기투과율,  $c$ 는 빛의 속도)

이 경우에 기존의 표면플라즈몬의 전형적인 형태를 가지는 식 (2)와 같은 분산 관계식이 유도된다.

$$k_{\parallel}^2 c^2 = \omega^2 + \frac{1}{\omega_p^2 - \omega^2} \frac{64a^4 \omega^4}{\pi^4 d^4} \quad (2)$$

여기에서

$$\omega_p = \frac{\pi c^2}{\sqrt{\epsilon_h \mu_h}} \quad (3)$$

식 (2)로부터 계산된 유사표면플라즈몬의 분산 관계 (그림 2(b))는 표면플라즈몬의 분산 특성이 매우 유사하다. 흥미로운 것은 분산관계식의 중요한 변수인 플라즈마 주파수가 구멍의 크기에만 의존한다는 것이다. 다시 말해, 유사표면플라즈몬이 존재할 수 있는 주파수 영역을 구멍의 크기만으로 조절할 수 있다. 구멍 크기에만 의존하는 플라즈마 주파수로 인해 분산특성을 설계할 수 있는 유사표면플라즈몬을 설계 표면플라즈몬 (designer surface plasmon)이라고 부르기도 한다. 이러한 플라즈마 주파수의 가변성 (tunability)은 플라즈마 주파수가 고유의 물리적 특성인 금속 표면에 존재하는 표면플라즈몬에서는 불가능하다.

구멍의 크기가 수십 마이크로미터 정도이면 테라헤르츠파 영역에서 유사표면플라즈몬이 구조화된 완전금속 표면에 존재할 수 있다. 그림 3은 구리에 구멍을 (크기 ~ 60  $\mu\text{m}$ , 깊이 ~ 50  $\mu\text{m}$ )을 100  $\mu\text{m}$  주기로 만든 샘플과 테라헤르츠파 분광실험 개략도 및 테라헤르츠파 유사표면플라즈몬 분산관계를 보여준다 [7].

국내에서는 한국해양대학교 전태인 교수팀에서 최근

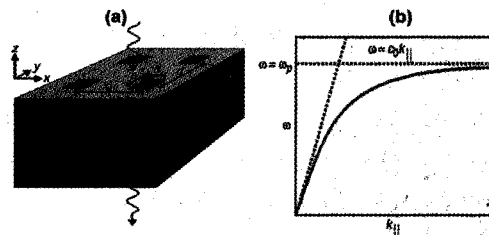


그림 2. (a) 완전도체에 파장 이하 구멍들로 구조화된 모델 시스템, (b) 구조화된 구멍 구조에서 여기되는 유사표면플라즈몬 모드의 분산 관계식. 그림 출처: Ref. 6.

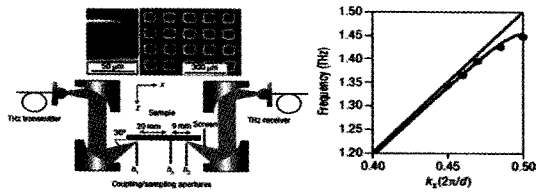
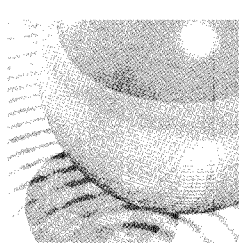


그림 3. (좌) 테라헤르츠파 유사표면플라즈몬 샘플, 실험개략도 및 (우) 분산관계. 그림 출처: Ref. 7.

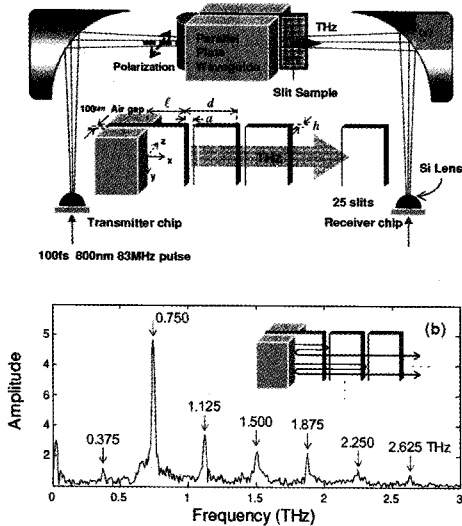


그림 4. (a) 금속 평행판 도파로를 이용한 테라헤르츠파 실험개략도, (b) 1차원의 주기적인 구조를 가지는 완전금속의 브래그 반사공명스펙트럼. 그림 출처: Ref. 9

금속 평행판 도파로 (metal parallel plate waveguide) 를 이용하여 주기적인 1차원 슬릿이 있는 완전금속에서 테라헤르츠파의 브래그 공명 (Bragg resonance) 현상의 실험결과를 발표하였다 [9]. 물론, 주기적인 1차원 슬릿이 있는 완전금속위의 표면파는 유사표면플라즈몬이 아니라 금속표면에 약하게 구속된 켈넨파이지만, 테라헤르츠파를 구조화된 완전금속표면에 효율적으로 여기 시키는 금속 평행판 도파로의 개발은 앞으로 관심을 가져야 할 연구주제이다.

그림 4(a)는 금속 평행판 도파로를 이용하여 1차원의 주기적인 구조를 가지는 샘플 표면에 테라헤르츠파를 여기 시키고 전파특성을 측정하기위한 실험 개략도이다. 샘플은 두께 50  $\mu\text{m}$ , 폭 80  $\mu\text{m}$ 인 사각형 모양의 얇은 알루미늄판이 주기  $d = 400 \mu\text{m}$  간격으로 배열되어 있다. 그림 4(b)는 샘플의 표면에 생성된 표면파의 반사율 스펙트럼을 나타내는데, 0.375 THz ( $\approx c/2d$ )간격으로 브래그

반사 (Bragg reflection)공명이 나타난다.

테라헤르츠파 영역에서의 유사표면플라즈몬의 존재는 표면플라즈몬 연구를 기존의 적외선 및 가시광 영역에서 전자기와 전체로 확장하는 계기가 되었고 응용분야도 매우 넓어지게 되었다. 더 나아가, 가시광 표면플라즈몬에서는 금속의 광 손실로 인해 관측될 수 없는 현상을 발견할 가능성도 존재해 유사표면플라즈몬 연구는 앞으로 더욱 가속화 될 것으로 예상된다.

## 2.2. 플라즈모닉 메타물질과 바비넷 원리

최근 물질 그 자체로는 불가능한 전자기적 특성을 인공적인 (artificial) 구조로 실현하는 인공적인 (man-made) 물질을 메타물질 (metamaterial)이라 부른다. 예를 들면, 금속 자체는 고주파에서 자기적인 특성이 없지만 띠고리구조 (split ring structure)의 금속은 유도자기장에 의해 테라헤르츠파 영역은 물론, 가시광 영역에서도 자기 공명 특성을 보인다 [10]. 같은 맥락에서, 완전금속 자체로는 불가능한 플라즈모닉 특성을 가지는 구멍 구조를 갖는 완전금속을 플라즈모닉 메타물질 (plasmonic metamaterial)이라고도 부른다.

플라즈모닉 메타물질은 구멍 구조를 갖는 완전금속판과 더불어 상보적인 (complementary) 구조인 원형모양의 금속들이 주기적으로 배열된 것도 포함한다. 이들의 전자기적인 특성은 서로 연관이 있어 하나의 특성을 알면 상보적인 구조의 특성을 알 수 있는 장점이 있다. 원래구조 (original structure)에 입사하는 전자기파의 편광이 상보구조 (complementary structure)에 입사하는 편광과 서로 수직일 때 바비넷 원리 (Babinet's principle)를 이용하면 원래구조와 상보구조의 반사율과 투과율 간에 다음과 같은 관계식이 성립한다.

$$t_c = -r \text{ and } r_c = -t \quad (4)$$

$r$ ,  $t$  은 원래구조의 반사율과 투과율이고  $r_c$ ,  $t_c$  은 상보구조의 반사율과 투과율이다.

그림 5는 구멍 타입의 플라즈모닉 메타물질과 상보적인 플라즈모닉 메타물질의 테라헤르츠파의 투과 및 반사 특성을 보여준다 [11]. 두 구조의 투과 및 반사 특성의 관련성은 바비넷 원리로 잘 설명되어진다.

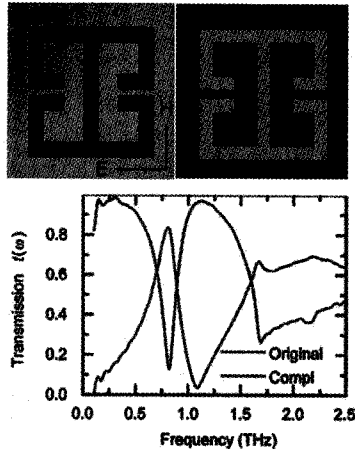


그림 5. 상보적 관계의 테라헤르츠와 플라즈모닉 메타물질의 예와 투과실험결과. 그림 출처: Ref. 11

### 2.3. 테라헤르츠와 플라즈모닉 메타물질의 투과 공진 특성

구멍 구조를 가지는 플라즈모닉 메타물질의 대표적인 전자기적 특성은 앞 절에서 소개된 것처럼 투과 공진 현상이다. 테라헤르츠파 영역에서의 투과 공진 현상에 대한 연구는 여러 연구 그룹에 의해서 보고되었으며 [12-14] 국내 연구진도 그 현상의 매커니즘을 규명하기 위한

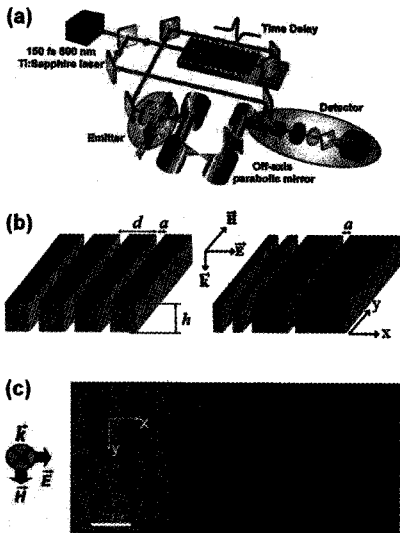


그림 6. (a) 테라헤르츠파 투과 스펙트럼을 측정하기 위한 테라헤르츠파 시분할 분광 시스템, (b) 주기적인 슬릿과 랜덤 슬릿으로 구조화된 금속 구조에 대한 도식도, (c) 다양한 형태의 구멍들에 기반한 구조화된 금속 구조의 도식도. 그림 출처: Ref. 15, 16.

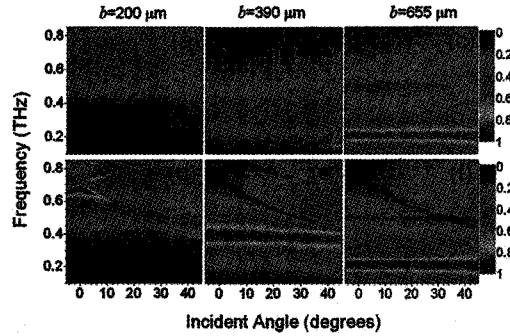


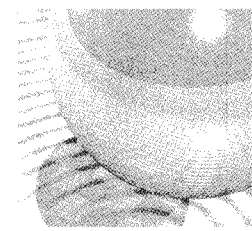
그림 7. (a)-(c) 각각 200, 390, 655 마이크로미터의 길이를 가지는 랜덤하게 배열된 직사각형 형태의 구멍들에서의 입사각에 따른 투과 스펙트럼. (d)-(f) 각각 200, 390, 655 마이크로미터의 길이를 가지는 주기적으로 배열된 직사각형 형태의 구멍들에서의 입사각에 따른 투과 스펙트럼. 그림출처: Ref. 19.

체계적인 연구를 진행하였다 [15-18].

그림 6(a)는 테라헤르츠 플라즈모닉 메타물질을 투과하는 테라헤르츠파를 측정하기 위한 테라헤르츠파 시분할 분광 (THz time-domain spectroscopy) 시스템을 보여 준다. 매커니즘에 대한 체계적인 분석을 위하여 샘플은 다양한 형태로 구조화되었다. 그림 6(b)에서 보는 것처럼 구멍들의 금속 위에서의 배열 형태를 주기적인 경우에서 랜덤한 경우까지 랜덤정도 (randomness)를 조정하기도 하고, 그림 6(c)에서 보는 것처럼 구멍 자체의 형태를 다양하게 바꾸기도 하였다. 또한 구멍 자체의 폭이나 길이를 변화시키거나 금속 자체의 두께를 변화시키기도 하였다. 이를 통해 얻어진 결과들 속에서 일관되게 나타나는 경향이 있는데 그것은 두가지의 기본적인 매커니즘이 투과 공진 및 투과 특성 향상에 기여한다는 것이다. 하나는 형태들의 배열 구조 즉 주기성에 의해 결정되는 레일리 최소값 (Rayleigh minimum) 현상과 관련되어 있고, 다른 하나는 구멍들 그 자체가 가지는 형태에 의해 결정되는 형태공진과 관련되어 있다. 이 두 구조내의 상호작용이 최종적인 투과 스펙트럼을 결정하게 된다.

그림 7은 위에서 기술된 두 가지의 매커니즘의 투과 특성에 대한 기여를 명확하게 보여준다. 구멍의 형태에 의해 결정되는 형태 공진은 입사각에 대해 독립적이지만, 주기성에 의해 영향을 받는 전자기파의 투과는 빔의 입사각에 따라 식 (5)에서와 같이 결정된다.

$$f_R(\theta) = \frac{c}{d} \frac{1}{1 \mp \sin(\theta)} \quad (5)$$



(여기에서  $f_r(\theta)$ 는 Rayleigh frequency,  $d$ 는 주기,  $\theta$ 는 입사각)

이를 이용하여 투과 공진에 영향을 주는 두 가지 매커니즘의 각각의 기여도를 구분할 수 있고 더 나아가 구멍들의 배열의 차이 (주기성과 랜덤배열)로 인해 나타나는 투과 스펙트럼상의 변화를 이용하여 각각의 기여도를 정량화 할 수 있다. 주기성에 의한 레일리 최소값은 입사각이 0일 경우 0.7 THz 근방에서 교차하여 나타나는데 그림 7(a)~7(c)의 랜덤한 구조에서는 찾아볼 수 없다. 랜덤한 경우에는 투과 공진이 단지 직사각형 구멍 길이가 가장 긴 경우에서야 명확해진다 (그림 7(c)). 이 경우에는 주기성에 관계없이 투과 공진이 비슷하게 나타나는데 이는 이때 나타나는 투과 공진은 전적으로 구멍의 형태에 의해 결정되는 형태공진에 의한 것임을 보여준다. 하지만 형태 공진에 의한 공명주파수가 레일리 최소값근처에서 나타나는 경우 (그림 7(a)과 7(d))에는 배열된 구멍들의 주기성이 투과 공진에 크게 영향을 미치는 것을 확인할 수 있다. 물론 이때의 결과는 입사각에 의존적인 특성을 가진다.

## 2.4. 테라헤르츠파 플라즈모닉 메타물질의 완전 투과 공진

플라즈모닉 메타물질의 유사플라즈모닉 특성과 투과 공진 특성을 디자인하면 특정 파장의 테라헤르츠파를 완벽하게 투과시키는 완전 투과 공진 현상을 실현할 수 있다.

실례로 그림 8(a)는 200  $\mu\text{m}$ 의 직경을 가지는 구멍들을 이용한 주기적인 구조에서 나타나는 완전 투과 현상을 보여준다. 여기에서 투과 공진 파장은 구멍들이 가지는

변수 (특히 직경)에 의해 결정되고, 투과빔을 입사빔의 세기로 나누어 표시한 투과 스펙트럼은 0.6 THz 근처에서 거의 1의 값을 갖는 완전 투과를 보여준다. 이와 같이 특정 파장에서 완전 투과를 보이기 위해서는 구조화된 금속 구조위로 입사하는 테라헤르츠파가 모두 구멍들을 완벽하게 통과해 나가야 한다. 그렇게 되기 위해서는 그림 8(b)에서 보는 것처럼 (그림 8(b)는 슬릿구조에서의 포인팅 벡터 (Poynting vector)를 그린 것이지만 본질적인 의미에서 원형과 같은 구멍 구조와 차이는 없다) 구조 안으로 입사하는 전자기파의 에너지가, 마치 물이 깔때기를 통해 빠져나가듯, 구멍 내부로 수렴하며 빠져나가야 한다. 이 경우 구멍 내부에는 강한 테라헤르츠파의 집적 현상이 나타난다.

완전 투과 현상이라는 그 자체의 중요성으로 인해 그에 대한 좀 더 깊이 있는 물리적 이해를 위한 노력이 또한 요구되어 진다. 완전 투과 현상의 일반적인 물리적 모델은 반사가 없다는 관점에서 플라즈모닉 메타물질의 유효굴절률 ( $n_{\text{eff}}$ )이 공진 주파수에서 공기와 같은 값을 가지며, 이로 인한 임피던스 매칭 (impedance matching)이 완전 투과 현상의 원인이라는 것이다. 하지만, 임피던스 매칭 모델은 투과율이 100% 라는 현상만 설명할 뿐, 공진 모드의 특성에 대한 물리적인 이해를 제공하지 못한다.

플라즈모닉 메타물질의 두께와 구멍 크기는 공진파장에 비해 매우 작으므로 완전 투과 현상을 설명하기 위한 유효매질이론은 여전히 유효하다. 이런 관점에서 공진 주파수에서의 유효 굴절률을 좀 더 조심스럽고 정확하게 계산할 필요가 있다. 플라즈모닉 메타물질의 유효 굴절률은 보통 반사율과 투과율로부터 역으로 계산되어질 수 있다 [22]. 하지만, 이 방법은 원리적으로 반사파와 투과파의 위상불명확성으로 인해 계산이 복잡하고 오차를 유발할 수 있다. 유효굴절률을 측정하는 또 다른 방법은 플라즈모닉 메타물질이 있을 때와 없을 때 투과파 (transmitted waves)간의 위상차를 이용하는 것이다. 위상차는 플라즈모닉 메타물질의 두께와 유효굴절률의 곱에 비례한다.

그림 9(a)은 위상차 방법으로 구한 공진 주파수 주위에서의 플라즈모닉 메타물질의 유효굴절률의 한 예이다. 흥미롭게도, 유효굴절률은 1이 아니라, 거의 0이다. 제로 유효굴절률로부터 플라즈모닉 메타물질의 완전 투과 현

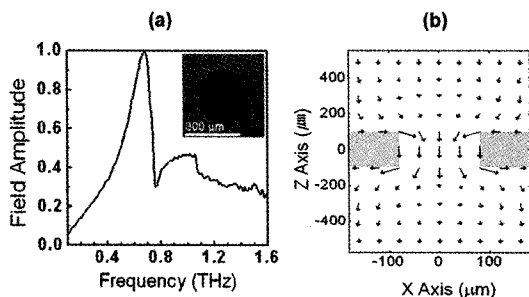


그림 8. (a) 200  $\mu\text{m}$ 의 직경을 가지는 구멍들이 400  $\mu\text{m}$ 으로 주기화된 금속 구조에서의 투과 스펙트럼, (b) 구조화된 슬릿 구조에서 완전 투과 현상이 일어나는 파장이 일어날 때의 슬릿 부분에서의 에너지 흐름. 그림 출처: Ref 18, 19.

# 테라헤르츠파 플라즈모닉스

상을 영차 페브리-페롯 공진 (zeroth order Fabry-Perot resonance) 현상으로 이해할 수 있다. 영차 페브리-페롯 공진의 독특한 특성은 공진 주파수가 유효매질의 두께에 무관하고 (그림 9(b)) 유효매질내에서 공진모드의 파장 ( $\lambda = \lambda_0 / n_{\text{eff}}$ )이 무한대이다. 다시 말해, 공진모드의 전기장은 플라즈모닉 메타물질내에서 시간적으로는 변하지만 공간적으로 변하지 않아야한다 (그림 9(c)). 공간적으로 변하지 않는 전기장은 완전 투과 공진 주파수에서 플라즈모닉 메타물질 구멍 내에 테라헤르츠파의 집적현상을 설명하여 준다. 또한 제로유효굴절률모델은

플라즈모닉 메타물질의 표면임피던스 모델 ( $Z_s = Z_0 / (1 + n_{\text{eff}}^2)^{1/2}$ ,  $Z_0$ 는 공기의 임피던스) 고려할 때, 결과적으로 임피던스 매칭모델과 동일하다. 그러므로 제로 유효굴절률은 플라즈모닉 메타물질의 완전 투과 공진 현상과 공진모드의 특성을 이해하는데 유용한 물리적 직관을 제공한다.

## 3. 기타

최근 프린팅 기법을 이용하여 여러 가지 폴리머 기판위에 도선을 그려 전자소자를 제작하는 기술이 활용되고 있다 [24]. 프린팅 기술의 장점은 기판의 클리닝, 잉크젯 프린팅, 그리고 가열의 3가지 단계만 거치면 대면적의 전자소자를 제작할 수 있다. 프린팅 기법을 활용할 경우 공정의 단계를 줄일 수 있을 뿐만 아니라 그에 따른 비용 및 시간 또한 절약할 수 있다.

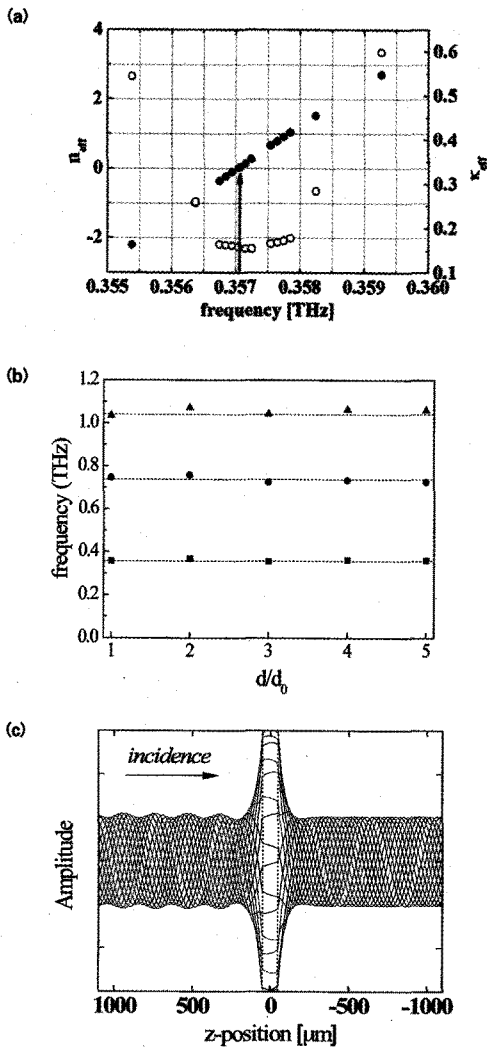


그림 9. (a) 위상차 방법으로 구한 공진 주파수 주위에서의 플라즈모닉 메타물질의 유효굴절률, (b) 두께변화에 따른 공진주파수 변화, (c) 공진모드 전기장에 대한 시간적 전선모사 (다른 색깔은 다른 시간을 의미). 그림 출처: Ref. 23.

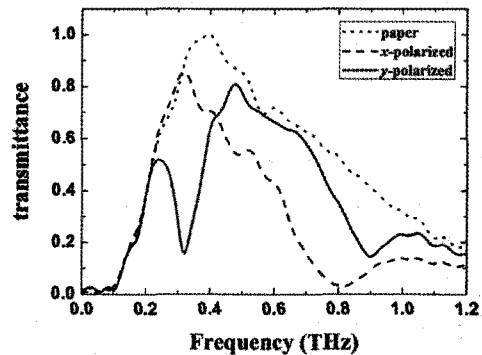
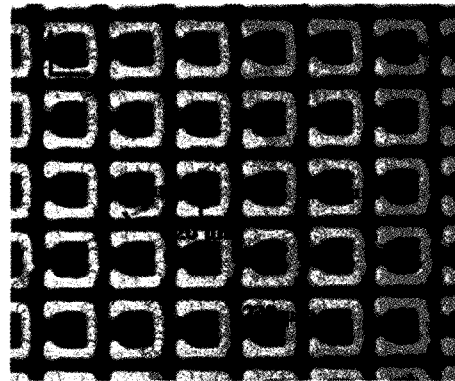
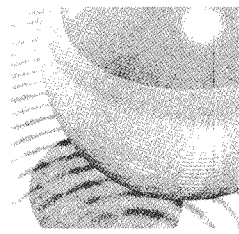


그림 10. (좌) 잉크젯 프린터를 이용해 제작된 2차원 구조의 편고리공명구조 샘플. (우) 테라헤르츠 시간속 분광학을 이용해 측정된 2차원 구조의 편고리공명구조 샘플의 주파수속 실험 결과. 그림 출처: Ref. 26.



일본의 Hangyo그룹에서는 금속 락고리 공명구조 (split ring resonator) 배열의 플라즈모닉 메타물질을 고순도 실리콘 기판위에 잉크젯 프린팅 기법을 이용해 제작하고 테라헤르츠파 투과 특성을 분석하여 프린팅 기법이 플라즈모닉 메타물질의 제작에 있어 유용함을 보여주었다 [25]. 본 절에서는 본 연구팀에서 잉크젯 프린터를 사용하여 사진 인화용지 (photo paper)를 기판으로 락고리 공명구조를 가진 테라헤르츠파 플라즈모닉 메타물질을 제작하여 그에 따른 테라헤르츠파의 투과 특성을 측정된 결과를 간단히 기술한다.

샘플 제작을 위해 사용된 잉크는 은 (Ag) 나노입자가 약 32 wt% 정도가 함유가 된 잉크를 사용하였으며 사용된 프린터는 Dimatix사에서 제작한 프린터를 사용하였다. 기판은 인화용지를 사용하였으며 모든 제작된 샘플은 약 130°C에서 30분간 가열되었다. 그림 10(a)은 잉크젯 프린터를 사용해 제작된 2차원 배열을 가진 락고리공명구조 샘플이다. 락고리공명구조의 샘플은 주기 230  $\mu\text{m}$ , 선폭 20  $\mu\text{m}$ , 한변의 길이 150  $\mu\text{m}$  그리고 갭간격 50  $\mu\text{m}$ 으로 제작되었다. 샘플의 전체크기는  $1 \times 1 \text{cm}^2$ 이다 [26].

그림 10(b)는 락고리공명구조 메타물질 샘플의 편광에 따른 테라헤르츠파 투과실험결과이다. 점선은 테라헤르츠파가 인화용지를 투과한 결과이며, y-편광 테라헤르츠파의 경우는 0.325 THz 부근에서 강하게 투과율이 감소한다. 이는 y-편광 테라헤르츠파가 락고리공명구조에 자기공명을 유도하여 락고리공명구조 플라즈모닉 메타물질이 0.325 THz를 중심으로 음의 유효투과율 (negative permeability)을 갖게 하기 때문이다.

잉크젯 프린팅 기법을 이용하면 기존의 광식각법에 비해 공정이 비교적 단순하며 대면적 제작이 쉬움을 확인할 수 있었지만, 다음과 같은 문제점들이 보완되어야 한다. 수  $\mu\text{m}$  해상도의 젯팅 기술과 도전성이 좋은 전도성 잉크의 개발이다. 현재 국내에서 개발된 잉크의 전도성을 보면 대부분 수  $10^{-6} \Omega \text{Cm}$  정도로 금속의 전도도에 비해 매우 낮다. 앞으로 관련기술이 개발된다면, 잉크젯 프린팅 기술은 테라헤르츠파 플라즈모닉 메타물질 제작에 많이 활용될 것이다.

## 참고 문헌

- [1] W. L. Barnes, A. Dereux, and T. W. Ebbesen, *Nature* 424, 824 (2003).
- [2] E. Ozbay, *Science* 311, 189 (2006).
- [3] T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio, and P. A. Wolff, *Nature* 391, 667 (1998).
- [4] K. Wang and D. M. Mittleman, *Nature* 432, 376 (2004)
- [5] T.-I. Jeon and D. Grischkowsky, *Appl. Phys. Lett.* 88, 061113 (2006)
- [6] J. B. Pendry, L. Martín-Moreno, and F. J. García-Vidal, *Science* 305, 847 (2004).
- [7] C. R. Williams, S. R. Andrews, S. A. Maier, A. I. Fernández-Domínguez, L. Martín-Moreno, and F. J. García-Vidal, *Nature Photonics* 2, 175 (2007).
- [8] N. Yu, Q. J. Wang, M. A. Kats, J. A. Fan, S. P. Khanna, L. Li, A. G. Davies, E. H. Linfield, and F. Capasso, *Nature Materials* 9, 730 (2010).
- [9] E. S. Lee, D. H. Kang, A. I. Fernandez-Dominguez, F. J. Garcia-Vidal, L. Martin-Moreno, D. S. Kim, and T.-I. Jeon, *Opt. Express* 17, 9212 (2009).
- [10] S. Linden, C. Enkrich, M. Wegener, J. Zhou, T. Koschny, C. M. Soukoulis, *Science* 306, 1351 (2004).
- [11] H. T. Chen, J. F. O'Hara, A. J. Taylor, and R. D. Averitt, *Opt. Express* 15, 1084 (2007).
- [12] F. Miyamaru and M. Hangyo, *Appl. Phys. Lett.* 84, 2742 (2004).
- [13] H. Cao and A. Nahata, *Opt. Express* 12, 1004 (2004).
- [14] D. Qu, D. Grischkowsky, and W. Zhang, *Opt. Lett.* 29, 896 (2004).
- [15] J. W. Lee, M. A. Seo, D. J. Park, D. S. Kim, S. C. Jeoung, Ch. Lienau, Q. H. Park, and P. C. M. Planken, *Opt. Express* 14, 1253 (2006).
- [16] J. W. Lee and D. S. Kim, *J. Appl. Phys.* 107, 113109 (2010).
- [17] J. W. Lee, M. A. Seo, D. S. Kim, S. C. Jeoung, C. Lienau, J. H. Kang, and Q. H. Park, *Appl. Phys. Lett.* 88, 071114 (2006).
- [18] J. W. Lee, M. A. Seo, J. H. Kang, Q. H. Park, and D. S. Kim, *Appl. Phys. Lett.* 94, 081102 (2009).
- [19] J. W. Lee, M. A. Seo, D. H. Kang, K. S. Khim, S. C. Jeoung, and D. S. Kim, *Phys. Rev. Lett.* 99, 137401 (2007).
- [20] J. W. Lee, M. A. Seo, J. Y. Sohn, Y. H. Ahn, S. C. Jeoung, C. Lienau, Q. H. Park, and D. S. Kim, *Opt. Express* 13, 10681 (2005).

[21] J. W. Lee, M. A. Seo, D. J. Park, S. C. Jeoung, Q. H. Park, C. Lienau, and D. S. Kim, *Opt. Express* 14, 12637 (2006).

[22] D. R. Smith, S. Schultz, P. Markos, and C. M. Soukoulis, *Phys. Rev. B* 65, 195104 (2002).

[23] J. K. Yang, C. Kang, I. B. Sohn, and C. S. Kee, *Opt. Express* 18, 25371 (2010).

[24] M. Walther, A. Ortner, H. Meier, U. Löffelmann, P. J. Smith, and J. G. Korvink, *Appl. Phys. Lett.* 95, 251107 (2009).

[25] K. Takano, T. Kawabata, C. F. Hsieh, K. Akiyama, F. Miyamaru, Y. Abe, Y. Tokuda, R. P. Pan, C. L. Pan, and M. Hangyo, *Appl. Phys. Exp.* 3, 016701 (2010).

[26] S. H. Lee, S. Y. Gee, C. Kang, and C. S. Kee, *J. Opt. Soc. Korea* 14, 282 (2010).

## 약 령



**이종욱**

2010년 - 현재 광주과학기술원 고등광기술 연구소, 선임연구원  
 2007년 - 2010년 라이스대학교 전기컴퓨터 공학부, 박사후연구원  
 2006년 - 2007년 서울대학교 화학부, 박사후연구원  
 2006년 8월 서울대학교 물리학과 (이학박사)

## 약 령



**강철**

2006년 - 현재 광주과학기술원 고등광기술 연구소 선임연구원  
 2006년 2월 서울시립대학교 물리학과 (이학박사)

## 약 령



**이성구**

2010년 - 현재 광주과학기술원 고등광기술 연구소, 박사후연구원  
 2009년 - 2010년 한국과학기술연구원, 박사후연구원  
 2009년 2월 한국과학기술원 물리학과 (이학박사)

## 약 령



**기철식**

2004년 - 현재 광주과학기술원 고등광기술 연구소 책임연구원  
 2003년 - 2004년 한국전자통신연구원 선임연구원  
 2001년 - 2003년 아주대학교 연구교수  
 2000년 - 2001년 UCLA 전자공학과 박사후 연구원  
 2000년 2월 한국과학기술원 물리학과 (이학박사)