

## 유전체 판과 금속 나노선 사이에 구속된 표면 플라즈몬 모드

한철웅 · 오차환 · 송석호<sup>†</sup>

한양대학교 물리학과  
Ⓞ 133-791 서울특별시 성동구 왕십리로 222

(2011년 10월 17일 받음, 2011년 11월 11일 수정본 받음, 2011년 11월 15일 게재 확정)

회절한계 이하의 모드 크기를 가지는 금속-유전체 혼합 광도파로 구조를 제안하고자 한다. 제안된 혼합 광도파로는 금속 나노선이 유전체 평면 위에 놓인 구조로서, 금속선과 유전체 사이에 구속된 파장보다 작은 크기의 표면-플라즈몬 모드의 특성을 기존의 유전체 나노선을 이용하는 구조와 비교 분석하였다. 두 도파로의 모드 크기와 전파 거리는 나노선의 직경이 큰 경우에는 비슷한 경향을 보이나, 직경이 작아짐에 따라 서로 상이한 값을 가진다. 회절 한계보다 100배 이상 작은 모드를 갖는 파장길이의 나노 공진기 구현을 위해서는 제안된 금속 나노선-유전체 광 도파로 구조가 적합함을 보였다.

## Surface Plasmon Modes Confined in the Gap Between Metal Nanowire and Dielectric Slab

Choloong Hahn, Cha-Hwan Oh, and Seok Ho Song<sup>†</sup>

*Department of Physics, Hanyang University, 222 Wangsimni-ro, Seongdong-gu, Seoul 133-791, Korea*

(Received October 17, 2011; Revised manuscript November 11, 2011; Accepted November 15, 2011)

We propose a metal-dielectric hybrid waveguide structure consisting of a single metal nanowire placed on a flat dielectric slab. Mode size and propagation loss of the surface-plasmons confined in the metal-dielectric gap are compared with those of the complementary structure with a dielectric nanowire on a metal surface. In the case of the nanowire's diameter much smaller than the wavelength the two structures reveal quite different characteristics; the dielectric nanowire-on-metal has longer propagation distance, but only the metal nanowire-on-dielectric exhibits a mode size two fold smaller than the diffraction limit. The proposed hybrid structure may therefore be more suitable for realization of nanocavity lasers.

Keywords: Surface plasmons, Nanoscale waveguides, Nanocavity lasers

OCIS codes: (240.6680) Surface plasmons; (310.6628) Subwavelength structures, nanostructures; (140.3410) Laser resonators

### I. 서 론

금속 표면에서 진동하는 전자와 빛의 결합에 의해 생성된 표면 플라즈몬 폴라리톤 (Surface Plasmon Polariton, SPP)은 빛을 공간적으로 속박하여 진폭을 강하게 증강시키는 특성을 가지고 있다. SPP 나노 집속<sup>[1-3]</sup>, SPP 집적회로<sup>[4,5]</sup>, SPP Bragg 거울<sup>[6]</sup>, SPP 도파로<sup>[7]</sup> 등 다양한 분야로의 응용 가능성 때문에 SPP에 관한 연구가 최근에도 활발히 진행되고 있다. 금속 나노선(nanowire)을 따라 여기되는 SPP 모드를 이용하여 광자소자를 구현하기 위해서는, SPP 모드크기를 회절한계 이하로 속박하고 원하는 방향으로 전파시키는 것이 중요하다. 하지만 SPP의 모드 크기를 줄어들수록 금속과 더

욱 강하게 결합하게 되어 전파 손실이 커지게 된다<sup>[8]</sup>.

이러한 모드 크기 대 손실의 문제를 해결할 수 있는 방법 중 하나로, 금속 판(metal slab, MS) 위에 유전체 나노선(dielectric nanowire, DNW)이 올려져 있는 DNW-MS 복합도파로 (hybrid waveguide)구조가 제안되었다<sup>[9-11]</sup>. MS 표면의 SPP 모드와 DNW의 광자(photonic) 모드가 결합하여 생성되는 복합모드는 SPP 모드의 속박특성과 광자모드의 저 손실 특성을 동시에 가지게 되어, DNW-MS 구조는 회절한계 이하의 크기를 갖는 파장 변조기<sup>[12]</sup>, 나노 공진 레이저<sup>[13,14]</sup>, 광 포획기<sup>[15]</sup> 등 다양한 분야에 적용이 가능하다. 특히, 나노 레이어에 사용된 DNW로는 CdS와 같은 반도체 단결정이 주로 사용되는데, 단일 모드 레이저 구현을 위해서는 단결정

<sup>†</sup>E-mail: shsong@hanyang.ac.kr

Color versions of one or more of the figures in this paper are available online.

DNW의 직경 및 길이를 파장 이하로 정밀하게 제작하여, 금속 면 위의 원하는 위치에 정확하게 배치해야 한다는 어려움을 갖고 있다.

본 논문에서는 기존의 DNW-MS 구조와 대비되는 구조인, 금속 나노선 (metal nanowire, MNW)이 유전체 판(dielectric slab, DS) 위에 놓인 MNW-DS 도파로를 제안하고자 한다. 두 도파로 특성은 FEM (finite element method: FEMLAB, COMSOL Multi physics) 를 사용하여 비교 분석하였다. MNW-DS 구조는 DNW-MS에 비해 매우 작은 모드 크기를 갖는 도파로 구현이 가능한 반면에, 금속 매질의 흡수에 의한 영향을 더욱 크게 받아 더 큰 전파손실을 가진다. 그러나, MNW-DS 도파로 구조에서 DS로서 이득매질 (gain medium)을 사용하여 전파손실을 보상한다면, DNW-MS 구조가 가질 수 있는 모드크기의 한계보다도 더욱 작은 도파모드 구현이 가능함을 알 수 있었다. 또한, 다양한 리소그래피 기법을 이용하여 DS 위에 정확한 길이와 단면적을 갖는 단일 MNW 및 MNW 배열을 제작하는 것이 가능하므로 기존의 DNW 제작방식에 비해 원하는 특성을 갖는 나노공진기 구조를 쉽게 만들 수 있으며, DS 위에 많은 수의 MNW를 임의로 배열하기에도 용이하다.

## II. 본 론

제안된 MNW-DS 구조의 개략도는 그림 1과 같다. 직경이  $d$  인 MNW가 주변보다 높은 굴절률을 가지는 DS (high-index dielectric) 위에  $h$  간격만큼 떨어져 나란히 놓여 있으며, 주변은 낮은 굴절률을 가지는 유전체 (low-index dielectric)로 둘러싸여 있다. MNW와 DS 사이에서 여기되는 도파모드는  $xy$ -평면상에서 유한한 크기를 가지고 MNW를 따라  $z$ -축 방향으로 전파하게 된다. 만일 MNW 길이가 유한하다면 도파모드는 MNW 양 끝에서 반사되어 MNW-DS 도파로 구조가 공진기 (resonance cavity)를 형성한다. 따라서, DS 매질이 이득(gain)을 갖는다면 나노레이저 구현이 가능한 구조가 된다. 본 논문에서는 기존의 DNW-MS 구조와 수치적인 비교분석을 하기 위해 다음과 같은 동일한 상수들을 가정하였다<sup>[13]</sup>: 진공중의 파장  $\lambda_0 = 489 \text{ nm}$ , MNW 물질로는 Ag ( $\epsilon_m = -9.1384 + 0.3097i$ ), DS 는 CdS ( $\epsilon_n = 5.76$ ), 낮은 굴절률 유전체로는  $\text{MgF}_2$  ( $\epsilon_f = 1.96$ ).

그림 1에서 MNW의 직경  $d$ 를 무한대로 확장시키면, MNW와 DS 사이의 간격  $h$ 에 낮은 굴절률 유전체가 삽입된 3층 박막구조가 되어 기존의 DNW-MS 도파로 구조와 동일해 지므로, 나노선의 직경이 커짐에 따라 두 구조는 비슷한 특성을 가질 것이다. 반면에,  $d$ 가 작아지면 두 도파로 구조는 전혀 다른 특성을 보인다. 우선, DNW-MS 도파로의  $d$ 와  $h$  변화에 따른 모드 특성은 다음과 같다<sup>[9]</sup>.  $h$ 가 충분히 큰 경우에는 DNW가 광섬유에서와 같은 광자모드를 형성하고 금속 면에는 SPP 모드가 형성되는데,  $h$ 가 감소함에 따라 두 모드는 하나의 단일모드로 결합하여 복합모드를 만든다.  $d$ 와  $h$ 를 조절함으로써 두 모드의 결합 비율을 조절할 수 있으며, 파

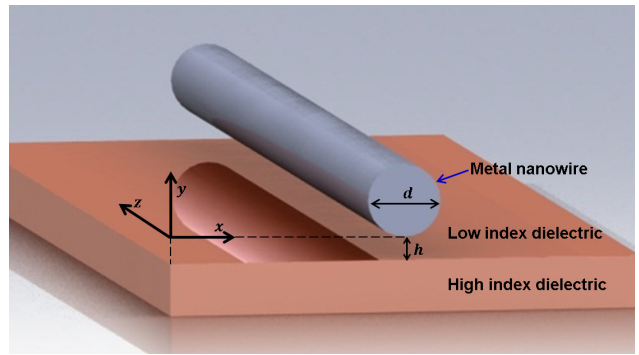


FIG. 1. The proposed MNW-DS waveguide structure consisting of a metal nanowire (MNW) with diameter of  $d$ , a high index dielectric slab (DS) under the nanowire with a gap distance of  $h$ , and a low index dielectric surrounding the nanowire. The mode confined in the low index gap propagates along the  $z$ -axis.

장보다 작은 크기를 가지는 복합모드는 DNW의 도움으로 SPP 모드에 비해 더 장거리를 전파할 수 있다. 하지만 유한한  $h$ 에 대해  $d$ 가 너무 작게 되면, DNW 유전체 도파로 주변이 비대칭적이 되어 광자모드가 형성되지 못하므로 모드의 크기를 줄이는데 한계가 있다<sup>[9]</sup>.

반면에, MNW-DS 도파로에서는  $h$ 가 충분히 큰 경우 MNW 표면에는 소멸파 (evanescent field) 모양을 갖고 반경에 대칭적인 Hankel 함수분포를 갖는 SPP 모드가 형성된다<sup>[8]</sup>. DS의 두께가 무한히 크다고 하면 DS 내에는  $x$ -축 방향으로 전파하는 어떠한 광자모드도 없게 된다.  $h$ 가 감소함에 따라 SPP 모드의 MNW 반경에 대한 대칭성이 깨지고, SPP 모드가 가지고 있던 에너지가 DS 쪽으로 점차 몰리게 된다. 결과적으로 MNW와 DS 사이로 대부분의 SPP 모드 에너지가 집중되게 되는데, 그 이유는 DS의 굴절률이 주변 유전체 보다 높기 때문에 MNW의 SPP 모드가 갖는 상태 밀도(density of states)가 MNW와 DS 사이에서 가장 커지기 때문이다. 따라서, MNW와 DS 사이의 매우 작은 틈에 구속된 모드는  $d$ 와  $h$ 의 크기에 비례하여 모드 크기가 매우 작아질 수 있는데, 이는 DNW-MS 구조와 대비되는 독특한 장점이다. 또한, MNW-DS 도파로에 형성된 모드는 단일 MNW에서의 SPP 모드보다 더 긴 전파거리를 가질 수 있다.

그림 2는 DNW-MS 와 MNW-DS 도파로에서 직경  $d$ 에 따른 도파모드의 포인팅 벡터  $z$ -축 성분 ( $S_z$ )을 FEM을 사용하여 계산한 결과이다.  $h = 10 \text{ nm}$  로 일정하고,  $d = 20 \text{ nm}$ ,  $50 \text{ nm}$  인 두 경우를 비교하여 도시하였다. 그림 2(a)는  $xy$  단면상에서  $S_z$  분포도로서, 우측의 색 막대 (color bar)로 상대적인 크기를 나타냈으며, 상단 좌측의 그림 안에 표기된 수직 점선 ( $x = 0$  지점에서  $y$ -축 방향)을 따라 구한  $|S_z|$  분포도가 그림 2(b)에 도시되어 있다. 그림 2(b)에서 DNW-MS 경우를 보면,  $d$ 에 따라 Ag 매질 ( $y < -10 \text{ nm}$ ) 내에 존재하는 에너지 ( $|S_z|^2$ 의 총 합)는 거의 일정하다. 그러나, DNW인 CdS 매질 내부와  $-10 \text{ nm} < y < 0 \text{ nm}$  영역인  $\text{MgF}_2$  매질 안에 존재하는  $|S_z|$  양은  $d = 50 \text{ nm}$  인 경우가  $20 \text{ nm}$  에 비해 더 많다.

이는 그림 2(a)에서  $d = 50$  nm 일 때 더욱 많은 양의 에너지가 Ag 표면 쪽으로, 특히, CdS와 Ag 간의 거리가 가장 가까운 중심부분으로 몰리는 경향에서도 확인할 수 있다.

그림 2(a)의 하단에 도시된 MNW-DS 경우를 보면,  $d = 20$  nm 일 때는 대부분의 모드 에너지가 MNW 표면을 감싸고 있는데 반하여,  $d = 50$  nm 에서는 MNW와 DS 사이로 쏠리고 있다. 그림 2(b)에서 보는 바와 같이  $d = 20$  nm 일 때 MNW 표면으로부터 멀어질수록  $|S_z|$  값이 급격히 줄어들어,  $h = 10$ nm 거리에 있는 높은 굴절률을 가지는 DS의 영향이 적다. 하지만,  $d = 50$  nm 인 경우는 DS 영역 ( $y < -10$  nm) 내에 존재하는 모드의 에너지가 상대적으로 증가한다. 따라서, MNW-DS 구조에서는 DNW-MS 경우와는 다르게  $d$ 가 감소하더라도 MNW를 감싸고 있는 모드의 크기가  $d$ 에 비례하여 계속 감소하고 MNW와 DS 사이에 강하게 구속되며, 일부 모드의 에너지가 DS 속에도 계속 존재하므로 MNW에 의한  $z$ -축 방향으로의 전파손실도 어느 정도 완화시킬 수 있다.

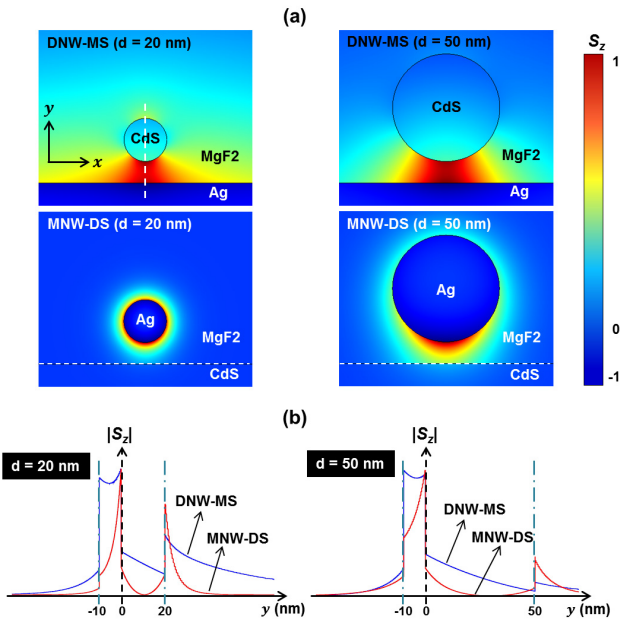
그림 3(a)와 3(b)는 각각  $\lambda_0 = 489$ nm 로 규격화된 전파거리  $L_{\text{norm}}$  와  $\lambda_0^2$ 로 규격화된 모드크기  $A_{\text{norm}}$  의 FEM계산 결과이다. MNW-DS 도파로(실선)와 DNW-MS 도파로(점선)에 대해, 나노선의 직경은  $d = 10$  nm ~ 1500 nm, 낮은 굴절률을 가지는 유전체 간격은  $h = 2$  nm, 5 nm, 10 nm 인 경우에 대해 고려하였다. 전반적으로 보면, MNW-DS 도파로는 DNW-MS에 비해 모든  $d$  와  $h$  값에 대해 항상 더 작은  $A_{\text{norm}}$

와 더 짧은  $L_{\text{norm}}$ 를 가짐을 알 수 있다. 그림 3(a)에서 MNW-DS의  $L_{\text{norm}}$  는  $d$  가 300 nm 이하로 작아짐에 따라 급격히 감소하여  $d = 50$  nm 근처에서는  $L_{\text{norm}} = 1$ , 즉, 모드의 전파거리가  $\lambda_0$ 정도로 매우 작아진다.

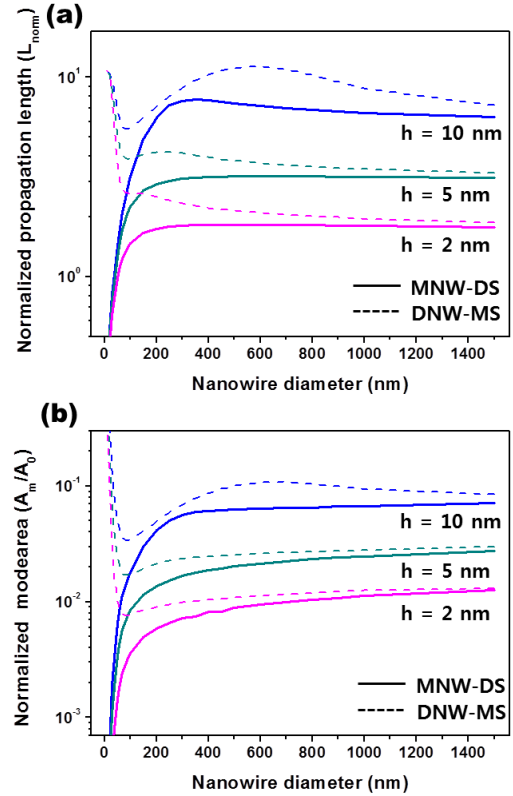
이는 그림 2에서 본 바와 같이 직경이 작아짐에 따라 MNW-DS의 모드가 MNW 쪽으로 강하게 구속됨으로써 손실이 커지기 때문이다. 그러나, 일부 모드에너지는 DS에도 걸쳐 있게 되므로 MNW 만 있는 경우 보다는 상대적으로 적은 손실을 가진다. 그리고, DS로서 이득을 갖는 매질을 사용하여 손실을 보완할 수 있는 가증성도 내포하고 있다는 것은 MNW-DS 구조의 독특한 특성이라고 할 수 있다.

그림 3에서, 직경이 큰 경우에는 두 도파로 구조가 비슷한 전파거리를 가지지만 직경이 작아짐에 따라 전파거리의 차이가 더욱 커진다. 반면에 DNW-MS 경우에는  $d = 100$  nm 근처에서 최소  $L_{\text{norm}}$  값을 보이다가  $d$  가 더욱 감소함에 따라  $h$  값에 상관없이 급격히 증가한다. 이는 앞서 논의한 바와 같이  $d$ 가 작게 되면 DNW 주변의 비대칭성에 의해 광자모드가 발산하는데 기인한다.

그림 3 (b)의  $A_{\text{norm}}$  는 모드 전체의 에너지 밀도와 모드가 가지는 최대 에너지의 비로 정의된 값으로서<sup>[9]</sup>,  $d$  와  $h$  값에 따른 변화가  $L_{\text{norm}}$  와 유사한 특성을 보이고 있다. MNW-DS



**FIG. 2.** Mode profiles of the DNW-MS and MNW-DS structures when  $d = 20$  nm and 50nm at a fixed gap distance of  $h = 10$  nm. (a) Distributions of the  $z$ -component of Poynting vectors ( $S_z$ ) of the guided modes on  $xy$ -plane. Normalized energy is indicated by the color bar on right. (b)  $|S_z|$  profiles of the modes in (a) along the  $y$ -axis at  $x = 0$  (vertical dashed line on left-top figure). The parameters used in the FEM calculation are  $\lambda_0 = 489$  nm,  $\epsilon_{\text{Ag}} = -9.1384 + 0.3097i$ ,  $\epsilon_{\text{CdS}} = 5.76$ , and  $\epsilon_{\text{MgF2}} = 1.96$ .



**FIG. 3.** Behaviors of propagation length and mode size of the MNW-DS and DNW-MS structures with respect to diameter when  $h = 2$  nm, 5 nm, and 10 nm. (a) Propagation distance ( $L_{\text{norm}}$ ) normalized by  $\lambda_0$ . (b) Mode area ( $A_{\text{norm}}$ ) normalized by diffraction limit size ( $\lambda_0^2$ ).

의  $A_{norm}$  는  $d$  가 300 nm 이하로 작아짐에 따라 급격히 감소하여  $d = 100$  nm 근처에서는  $\lambda_0^2$ 의 0.01 배 이하로 줄어드는 반면에, DNW-MS의  $A_{norm}$  는  $d$  가 감소함에 따라 최소값에 도달하였다가 급격히 증가한다. 결론적으로, MNW-DS와 DNW-MS 도파로의  $L_{norm}$ 와  $A_{norm}$ 는 나노선의 직경이 큰 경우 비슷한 값을 가지지만, 직경이 작아짐에 따라 서로 다른 특성을 가짐을 알 수 있다. 이것은  $d$ 가 작아짐에 따라 높은 굴절률을 가지는 유전체의 영향이 매우 작아지기 때문인데, MNW-DS의 경우 DS의 영향이 작아지면 DS가 존재하지 않는 플라즈모닉 광 도파로와 같아지고, DNW-MS의 경우는 DNW가 존재하지 않는 금속-유전체 박막 구조와 같아진다. 따라서  $d$ 가 작아지면 두 도파로는 서로 다른 원리로 작동하게 됨을 알 수 있다. 한 예로,  $d = 100$  nm 이하에서 보면 MNW-DS는 DNW-MS에 비해 매우 작은  $A_{norm}$  를 가질 수 있는 장점이 있는 반면에,  $L_{norm}$  가 매우 줄어든다는 한계가 있음을 알 수 있다.

그림 4는  $d$  에 따른 MNW-DS 도파로 모드의 유효굴절률 (effective index)과 DS에 속박되어 있는 에너지 비율인 구속 인수 (confinement factor)을 보여준다. 그림 4(a)와 4(b)는 각각  $d = 300$  nm 로 매우 큰 경우에 대해 MNW-DS 모드의 2차원  $S_z$  분포와 수직방향 (붉은 실선)으로의  $S_z$  크기를 나타낸다. 단,  $h = 10$ nm 이다. MNW와 DS 사이에 MNW-DS 모드가 형성되어 있으며, 두 개의 경계면을 가지고 있다. 하나는 MNW에 의한 금속 경계면이고 다른 하나는 DS에 의한

유전체 경계면이다. 만약 DS의 굴절률 보다 도파 모드의 유효굴절률이 더 작다면 빛은 MNW와 DS 사이에 구속되지 못하고 그림의 적색 화살표와 같이 DS를 통해서 빛이 새어나가게 된다. 즉 도파 모드를 형성할 수 없다. 따라서 도파가 가능한 모드를 형성하기 위해서는 모드의 유효 굴절률이 DS 보다 커야 한다.

MNW-DS에 형성되는 도파 모드의 유효 굴절률은 도파로를 구성하는 물질의 유전상수와 도파로의  $d, h$ 에 의해 결정된다. 따라서 잘 구속된 도파 모드를 얻기 위해서는 높은 유효 굴절률을 얻을 수 있는 물질을 선택하는 것이 중요하다. 하지만 물질이 결정된 이후에도  $d$ 와  $h$ 를 변화 시킴으로써 형성되는 도파 모드의 유효굴절률을 변화시킬 수 있다. MNW의  $d$ 와  $h$ 에 따른 유효 굴절률의 변화를 그림 4(c)에 나타내었다. 계산 결과에서 확인할 수 있듯이 같은 물질 상수를 가지는 경우 MNW의  $d$ 가 작을 때는 높은 유효굴절률을 갖는다. 하지만  $d$ 가 커져 모드가 MNW와 DS 사이에 모두 구속되면 대체적으로 일정한 유효 굴절률을 갖고, 이 유효 굴절률은  $d$ 가 매우 큰 경우인 금속-유전체-유전체로 이루어진 3층 구조와 유사하다. 또한  $h$ 가 증가하게 되면 도파 모드의 유효 굴절률은 점점 작아진다. 즉 같은 유전상수와 직경을 갖더라도  $h$ 가 멀어지면 도파 모드의 유효굴절률이 DS의 굴절률 보다 작아지는 경우가 생기게 되고 이 때는 도파 모드가 형성되지 않는다. 이를 통해 MNW-DS 도파로에 빛을 도파될 수 있는 임계 간격( $h_c$ )이 존재함을 알 수 있다.  $h_c$ 는 금

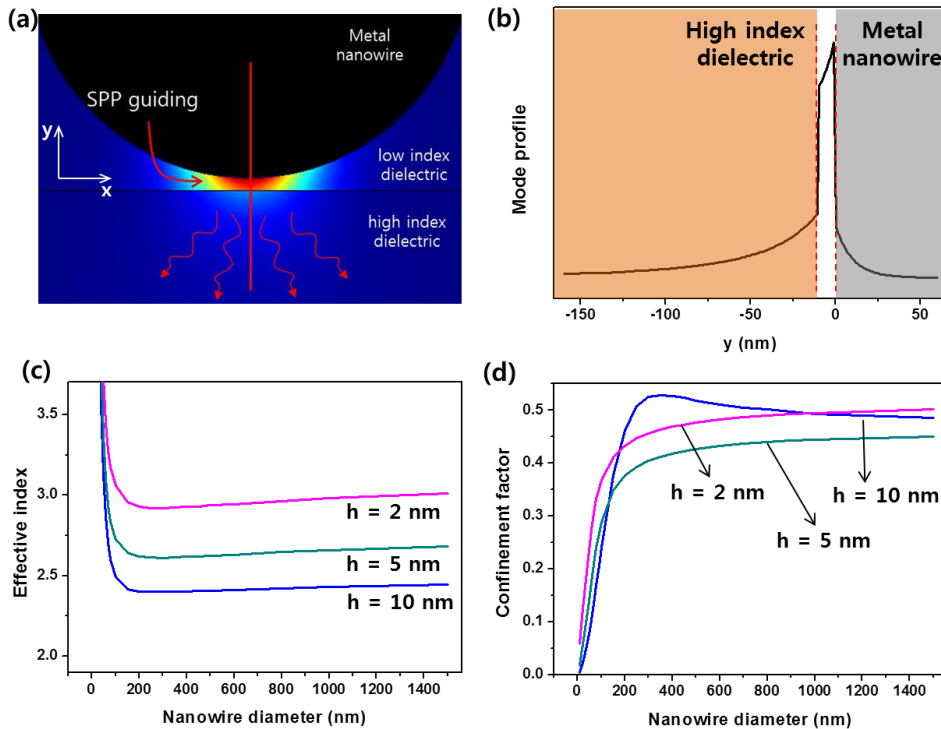


FIG. 4. (a) The SPP mode distribution ( $S_z$ ) in  $xy$ -plane confined at the MNW-DS gap when  $h = 10$  nm and  $d = 300$  nm, and (b) the mode profile along the red solid-line in (a). (c) Effective index of the MNW-DS mode and (d) confinement factor (energy ratio in the high-index dielectric).



속-유전체-유전체 구조의 유효 굴절률 계산을 통하여 근사적으로 알 수 있다. 본 논문에서 계산에 사용한 물질의 유전 상수를 이용하면  $h = 16 \text{ nm}$  일 때 3층 구조의 유효굴절률은 DS로 가정한 물질인 CdS의 굴절률 2.4와 같아진다. 하지만 MNW-DS 구조에서는 3층 구조보다 더 작은 굴절률을 가지는 경우가 존재하기 때문에 광 도파로 구조에서 도파 모드가 형성 되는 최대간격은  $16 \text{ nm}$  보다 더 작아지게 된다.

그림 4(b)에서 갈색으로 표시한 영역이 DS ( $y < -10 \text{ nm}$ ), 흰색은 MNW와 DS 사이의 낮은 굴절률을 가지는 유전체 영역 ( $-10 \text{ nm} < y < 0$ ), 그리고 푸른색은 MNW 영역 ( $y > 0$ )을 나타낸다. 이 중 MNW 영역에 구속된 에너지는 전파 중 손실로 작용하므로, 이 부분의 에너지 밀도가 높으면 전파 손실이 크고 장거리 전파가 어렵다. 하지만 MNW의 에너지 밀도 보다 DS의 에너지 밀도가 더 높거나 DS에서 이득을 얻을 수 있다면 MNW에서의 손실을 보상하고 장거리를 전파할 수 있다. 그림 4(d)에서 MNW와 DS 사이의 간격과 MNW의 직경에 따른 구속 인수의 변화를 나타내었다. 여기서 구속 인수가 이득을 얻을 수 있는 DS 내의 에너지 밀도와 전체 모드의 에너지 밀도의 비율이다. 즉 구속 인수가 클수록 구조 내에서 얻을 수 있는 이득이 커진다. MNW-DS 도파로에서  $d$ 가 증가하면 DS내에 존재하는 에너지의 비율도 증가한다. 따라서 이득을 얻을 수 있는 물질을 DS로 사용하게 된다면 MNW와 DS 사이에 구속된 빛이 전파함에 따라 이득을 얻게 되어 MNW에서 손실되는 에너지를 보상할 수 있게 되고, 이로 인해 구속되어 전파하는 빛의 전파거리가 향상되는 효과를 얻을 수 있다.

그림 5는 모드 크기와 전파거리 간의 상보적인 관계를 알아보기 위한 도표로서, MNW-DS (실선)와 DNW-MS (점선) 구조에 대해 그림 3에서 구한  $A_{\text{norm}}$ 과  $L_{\text{norm}}$  값을 변수로 하여 나타내었다. 두 구조에서 나노선의 직경은 각각  $d = 10 \text{ nm}$  (O)에서  $1,500 \text{ nm}$  (□) 까지 곡선 위에 표기된 화살표 방향으로 증가하고 있으며,  $d$ 가 더욱 커지면  $h$  값에 따라 두 구조는 동일한 전파거리 (이중 점선)를 보이는데 두 도파로 모두 동일한 구조로 수렴하기 때문이다. 오른쪽에 있는 세 개의 검은 화살표는 금속-유전체-유전체인 3층 구조일 때의 전파거리를 의미하며 아래서부터  $L_{\text{norm}} = 5.45$  ( $h = 2 \text{ nm}$ ),  $L_{\text{norm}} = 2.78$  ( $h = 5 \text{ nm}$ ),  $L_{\text{norm}} = 1.58$  ( $h = 10 \text{ nm}$ ) 이다. 그래프 내에 삽입된 점선 곡선은  $h = 10 \text{ nm}$ 인 DNW-MS 도파로에서  $d = 20 \text{ nm} \sim 1,500 \text{ nm}$  까지 변화하는 구간을 확대한 그림으로서,  $d$ 가 증가함에 따라 DNW에 형성된 광자모드가 금속 면에 여기된 SPP 모드와의 결합과 결합 과정에 의해 급격한 변화를 보이는 특성을 보인다. 이러한 급격한 변화 정도는  $h$ 가 줄어들수록 SPP 모드의 영향이 커지기 때문에 두 모드 간 결합현상이 작아지게 된다.

두 구조에서  $A_{\text{norm}}$ 과  $L_{\text{norm}}$  관계를 보다 자세히 살펴보면 다음과 같다. 점선으로 표시된 DNW-MS 도파로의 경우  $d$ 가 증가함에 따라  $A_{\text{norm}}$ 과  $L_{\text{norm}}$ 가 감소하는 경향을 가진다. 이것은  $d$ 가 매우 작은 경우 DNW에 의해 상태 밀도가 증가하는 효과가 작아져 SPP모드가 한 곳으로 구속되지 않기 때문

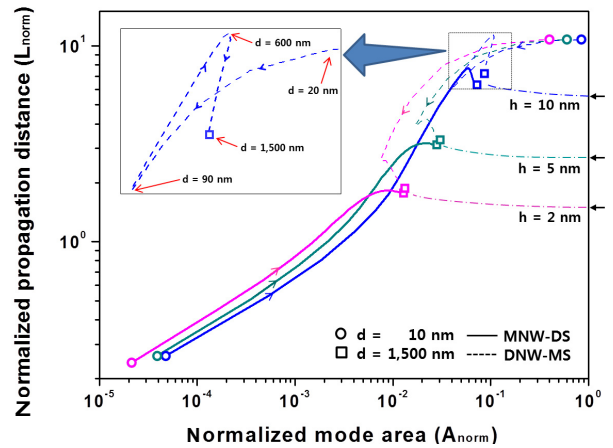


FIG. 5. Behaviors of mode area and propagation distance of the MNW-DS (solid curves) and DNW-MS (dashed curves) modes as  $d$  increases from  $10 \text{ nm}$  (open circle) to  $1,500 \text{ nm}$  (open square) when  $h = 2 \text{ nm}$ ,  $5 \text{ nm}$ , and  $10 \text{ nm}$ . The arrows on the curves represent the direction of  $d$  increasing. The inset shows the detail of the DNW-MS behavior when  $h = 10 \text{ nm}$  and  $d = 20 \text{ nm} \sim 1,500 \text{ nm}$ . The three arrows on the right border are the limit values when  $d$  is infinite.

에  $A_{\text{norm}}$ 과  $L_{\text{norm}}$ 가 크고,  $d$ 가 증가함에 따라 DNW의 효과가 증가하여  $A_{\text{norm}}$ 과  $L_{\text{norm}}$ 가 감소하기 때문이다. 하지만 그림 5에 삽입된 바와 같이  $d$ 가 증가함에 따라  $L_{\text{norm}}$ 과  $A_{\text{norm}}$ 가 증가하는 구간이 존재하는데 이 구간은 DNW내에 형성된 광자 모드와 MS의 경계면에 형성된 SPP모드가 결합되어 복합 도파 모드가 형성되기 때문에  $d$ 가 증가함에 따라 복합 도파 모드의 광자모드 비율이 커지기 때문이다. 반면에 MNW-DS 도파로의 경우  $d$ 가 증가함에 따라  $A_{\text{norm}}$ 과  $L_{\text{norm}}$ 가 증가하는 경향을 가진다. 이는 MNW주변에 형성되는 소멸파의 반경이  $h$ 보다 작은  $d$ 의 경우 DS에 의한 모드 구속이 이루어지지 않아 MNW주변에 SPP 모드가 강하게 구속되어 있어  $A_{\text{norm}}$ 과  $L_{\text{norm}}$ 가 작고,  $d$ 가 증가하여 소멸파의 반경이  $h$ 보다 커짐에 따라 DS의 높은 상태밀도에 의해 모드가 MNW와 DS사이의 공간에 구속되기 때문에  $A_{\text{norm}}$ 과  $L_{\text{norm}}$ 가 증가한다.

두 도파로 모두 직경이 커지면 비슷한 특성 값을 가지고 같은 경향을 보이면서 금속-유전체-유전체로 이루어진 3층 구조의 도파 특성으로 수렴한다. 즉 두 도파로는  $d$ 가 매우 작은 경우 서로 다른 특성을 나타내지만  $d$ 가 증가함에 따라 서로 반대의 경향을 가지고 3층 구조의 값으로 수렴한다. 하지만 두 도파로의 특성 곡선은 비슷한 기울기를 가지고 있다. 이것은 두 도파로의  $d$ 와  $h$ 에 무관하게  $A_{\text{norm}}$ 과  $L_{\text{norm}}$ 의 비가 비슷하다는 것을 의미한다. 결과적으로 특정한 모드크기를 가지기 위해서는 그에 맞는 전파거리를 가질 수 밖에 없다. 따라서 작은 모드 크기를 얻기 위해서는 짧은 전파거리를 가지는 MNW-DS를 이용해야 하고, 긴 전파거리를 얻기 위해서는 큰 모드 크기를 가지는 DNW-MS를 이용해야 한다.

그림 5의 도파로의 특성 곡선에서, 나노 광 도파로로서 가장 바람직한 영역은 왼쪽, 위 부분으로서, 작은 모드크기와

긴 전파거리를 갖는 영역에 특성 곡선이 존재하는 경우일 것이다. DNW-MS 도파로의 특성 곡선이 그래프의 왼쪽 위 영역으로 접근하기 위해서는 도파 모드의 크기가 더욱 작아져야 하는데, DNW-MS 도파로는 광자모드의 크기를 줄이는 것에 한계가 있으므로 그래프의 왼쪽 위 영역으로 접근할 수 없다. 반면에 MNW-DS의 경우 도파 모드의 전파거리를 늘릴 수만 있다면 특성 곡선이 그래프의 왼쪽 위 영역으로 근접할 수 있다.

그림 2에서 살펴본 바와 같이 MNW-DS 도파로에서 DS에 구속되어 있는 모드 에너지가 어느 정도 존재하기 때문에 이득을 갖는 물질을 사용하여 DS를 구성하면 도파로의 전파거리를 향상시킬 수 있다. 즉, 금속 나노선 아래에 놓인 높은 굴절률 유전체 판으로 전파손실을 보상할 수 있는 이득매질을 이용함으로써 MNW-DS 도파로의 특성곡선을 왼쪽, 위 방향으로 근접시킬 수 있다. 따라서, MNW-DS 도파로 구조는 DNW-MS 구조가 물리적으로 도달할 수 없는 영역인 파장보다 긴 전파거리와 파장보다 100 배 이상 작은 크기를 갖는 모드를 형성할 수 있다는 것을 의미한다.

### III. 결 론

본 논문에서는 MNW 주위에 형성된 SPP모드를 높은 굴절률을 가지는 DS를 이용하여 MNW와 DS 사이의 영역에 구속시킬 수 있는 MNW-DS 도파로 구조를 제안하고, 기존의 DNW-MS 도파로 구조와 전파거리 및 모드크기에 대한 특성을 비교 분석하였다. DNW-MS 도파로의 경우 SPP 모드와 광자 모드의 결합이 일어나기 때문에  $A_{\text{norm}}$ 와  $L_{\text{norm}}$ 은  $d$ 가 작아짐에 따라 감소하여 최소값을 가지고 다시 증가한다. 하지만 MNW-DS는  $d$ 가 감소함에 따라 형성되는 SPP 모드가 MNW 주위에 강하게 구속되기 때문에  $A_{\text{norm}}$ 와  $L_{\text{norm}}$  모두 감소한다. 특히 MNW-DS 도파로의 경우 직경이 작아짐에 따라  $A_{\text{norm}}$ 가 감소하는데, 회절한계보다 100배 이상 작은 모드 크기를 가지는 경우에도 파장만큼의 전파길이를 가짐을 확인하였다.

두 도파로는 직경이 큰 경우 금속-유전체-유전체의 3층 박막 구조와 유사하기 때문에 서로 비슷한 특성을 가지게 되지만 직경이 작아지게 되면 높은 굴절률을 가지는 유전체의 영향이 작아져 두 도파로는 서로 다른 도파로로 작용하게 된다. 따라서 직경의 변화에 따라 전파거리 및 모드크기가 변화하는 경향이 서로 다를 수 확인하였다. 이로 인해 두 도파로는 비슷한 특성비를 가지지만 서로 사용될 수 있는 영역이 다를 수 있었다. 또한 DNW-MS 도파로의 성능을 향상시키기 위해서는 도파 모드의 크기가 작아져야 하고, MNW-DS 도파로는 전파거리를 길어져야 하는데, DNW-MS 도파로는 모드 크기를 줄이는데 한계가 있지만 MNW-DS 도파로의 경우는 이득 물질을 사용함으로써 도파로의 손실을 보상해주어 전파 거리를 향상시킬 수 있다.

MNW 직경이 작아짐에 따라 MNW-DS의 모드가 MNW 쪽으로 강하게 구속됨으로써 손실이 커지는 특성은 MNW

만 있는 구조와 유사한 경향을 보이거나, 일부 모드에너지는 항상 DS 에도 걸쳐 있게 되므로 MNW 만 있는 경우 보다는 상대적으로 적은 손실을 가진다. 그리고, DS로서 이득을 갖는 매질을 사용하여 손실을 보완할 수 있는 가중성도 내포하고 있다는 것은 MNW-DS 구조의 독특한 특성이라고 할 수 있다.

제안된 MNW-DS 도파로 구조에서 전파손실을 보상할 만큼의 충분한 이득을 갖는 DS를 사용하면 DNW-MS 도파로와 유사한 긴 전파 거리를 가지면서도 매우 작은 도파 모드를 형성할 수 있는 가능성이 있음을 확인하였다. 이득 물질이 MNW-DS 도파로에 적용될 경우 도파로의 전파거리가 향상되는 현상에 대한 이론적, 실험적 연구가 추가적으로 수행된다면 MNW-DS를 이용하여 매우 작은 크기로 구속되어 장거리를 전파할 수 있는 도파로는 물론, 회절 한계보다 100 배 이상 작은 모드를 갖는 파장길이의 나노 공진기 구현 및 나노 규모의 광 집적회로 연구에 기여 할 것으로 기대된다.

### 감사의 글

This work was supported by the Industrial Strategic Technology Development Program (KI001804) of the MKE, Korea.

### References

1. M. I. Stockman, "Nanofocusing of optical energy in tapered plasmonic waveguide," *Phys. Rev. Lett.* **93**, 137404-1~137404-4 (2004).
2. Z. Fang, C. Lin, R. Ma, S. Huang, and X. Zhu, "Planar plasmonic focusing and optical transport using CdS nanoribbon," *ACS Nano* **4**, 75-82 (2010).
3. H. Choi, D. F. P. Pile, S. Nam, G. Bartal, and X. Zhang, "Compressing surface plasmons for nano-scale optical focusing," *Opt. Express* **17**, 7519-7524 (2009).
4. Y. Bian, Z. Zheng, X. Zhao, J. Zhu, and T. Zhou, "Symmetric hybrid surface plasmon polariton waveguides for 3D photonic integration," *Opt. Express* **17**, 21320-21325 (2009).
5. X. Guo, M. Qiu, J. Bao, B. J. Wiley, Q. Yang, X. Zhang, Y. Ma, H. Yu, and L. Tong, "Direct coupling of plasmonic and photonic nanowires for hybrid nanophotonic components and circuits," *Nano Lett.* **9**, 4515-4519 (2009).
6. S. Randhawa, M. U. Gonzalez, J. Renger, S. Enoch, and R. Quidant, "Design and properties of dielectric surface plasmon Bragg mirrors," *Opt. Express* **18**, 14496-14510 (2010).
7. J. Grandidier, G. C. des Francs, L. Markey, A. Bouhelier, S. Massenot, J.-C. Weeber, and A. Dereux, "Dielectric-loaded surface plasmon polariton waveguides on a finite-width metal strip," *Appl. Phys. Lett.* **96**, 063105-1~063105-3 (2010).
8. J. Takahara, S. Yamagishi, H. Taki, A. Morimoto, and T. Kobayashi, "Guiding of a one-dimensional optical beam with nanometer diameter," *Opt. Lett.* **22**, 475-477 (1997).

9. R. F. Oulton, V. J. Sorger, D. A. Genov, D. F. P. Pile, and X. Zhang, "A hybrid plasmonic waveguide for subwavelength confinement and long-range propagation," *Nature Photon.* **2**, 496-500 (2008).
10. J. Zhang, L. Cai, W. Bai, and G. Song, "Hybrid waveguide-plasmon resonances in gold pillar arrays on top of a dielectric waveguide," *Opt. Lett.* **35**, 3408-3410 (2010).
11. D. Chen, "Cylindrical hybrid plasmonic waveguide for subwavelength confinement of light," *Appl. Opt.* **49**, 6868-6871 (2010).
12. Z. Fang, S. Huang, F. Lin, and X. Zhu, "Color-tuning and switching optical transport through CdS hybrid plasmonic waveguide," *Opt. Express* **17**, 20327-20332 (2009).
13. R. F. Oulton, V. J. Sorger, T. Zentgraf, R.-M. Ma, C. Gladden, L. Dai, G. Bartal, and X. Zhang, "Plasmon Lasers at deep subwavelength scale," *Nature* **461**, 629-632 (2009).
14. M. T. Hill, M. Marell, E. S. P. Leong, B. Smalbrugge, Y. Zhu, M. Sun, P. J. van Veldhoven, E. J. Geluk, F. Karouta, Y.-S. Oei, R. Notzel, C.-Z. Ning, and M. K. Smit, "Lasing in metal-insulator-metal sub-wavelength plasmonic waveguides," *Opt. Express* **17**, 11107-11112 (2009).
15. X. Yang, Y. Liu, R. F. Ourton, X. Yin, and X. Zhang, "Optical forces in hybrid plasmonic waveguides," *Nano Lett.* **11**, 321-328 (2011).