

1. 서론

표면플라즈몬은 지난 수세기 동안 전자공학, 생물학, 광학 등의 다양한 분야에서 기술의 혁신을 가져왔다. 특별히, 최근에는 나노구조(nano structure) 공정기술과 측정기술이 발달함에 따라 표면플라즈몬을 이용한 플라즈모닉 집적회로(plasmonic integrated circuit) 제작 가능성이 부각되기 시작했다. 이는 빛의 파장보다 작은 크기의 구조에서도 빛의 흐름을 제어할 수 있는 표면플라즈몬의 특성을 기반으로 하고 있으며, 전기소자 고집적화의 한계를 극복하는 대안으로 각광을 받고 있다. 그러나 시스템의 크기를 줄여감에 따라 증가하는 양자효과는 표면플라즈몬도 결코 피할 수 없으며, 원시안적으로 생각할 때 양자효과를 피하기보다는 적절하게 이용하는 것이 훨씬 현명한 대처라 할 수 있다.

에서는 빛의 양자화를 바탕으로 플라즈몬의 양자화에 대해 소개하고, 현재까지 보고된 광자 플라즈몬을 여기시키는 연구들과 양자정보처리에서의 응용에 대해서 간략히 소개하고자 한다.

2. 빛의 양자화

빛이 물질에 흡수 및 방출될 때 에너지가 어떤 기본량의 정수배인 덩어리로 입출력된다는 빛의 광자설은 흑체복사와 광전효과를 설명하기 위해 Plank, Bohr, Einstein 등에 의해 처음 도입되었고, 궁극적으로 양자역학의 탄생에 큰 역할을 하였다. 1927년 Dirac은 복사장의 양자이론(quantum theory of radiation)을 발표하였지만[1], 대부분의 광학실험 결과는 빛을 (Maxwell

특집 | SPP

플라즈몬의 양자화와 그 응용

이진형, 이창협*

한편, 최근에는 표면플라즈몬의 장점들이 양자정보처리의 기술적 문제를 해결하는 대안으로 많은 관심을 받고 있다. 예를 들면, 양자정보처리의 핵심요소인 양자얽힘은 광학계에서 주로 비선형 상호작용을 발생시키는데, 단일 광자 수준에서 비선형 상호작용은 효율이 매우 낮다. 하지만 국소화된 표면플라즈몬의 강한 전기장을 이용하면 비선형 상호작용의 효율을 높일 것으로 기대한다. 뿐만 아니라, 양자 네트워크를 구현하기 위해서 서로 다른 시스템간의 상호작용이 요구되는데, 특별히 빛과 원자의 상호작용의 크기를 높일 때도 회절한계 이하의 집속도를 가진 표면플라즈몬이 각광을 받고 있다. 이 글

방정식을 통해) 고전적으로 취급하고 빛과 상호작용을 하는 원자만 양자적으로 취급하는 준고전 이론(semiclassical theory)으로 설명 가능하였다. 반면, Hanbury-Brown과 Twiss의 간섭 실험법[2]을 이용한 빛의 반뭉침(anti-bunching) 현상은 준고전 이론으로는 더 이상 설명할 수 없었으며 빛의 양자이론의 중요성과 필요성을 부각시켰다[3].

일반적으로 양자화 과정은 고전 물리량을 관측량 연산자로 대체함으로써 이뤄진다. Dirac에 의해 제안된 빛, 즉 전자기파의 양자화는 전기장 벡터 \vec{E} 와 자기장 벡터 \vec{B} 를 그에 대응하는 연산자로 대체함으로써 가능하다.

* 한양대학교 물리학과

Maxwell 방정식으로 기술되는 전자기장 \vec{E} 와 \vec{B} 는 쿨롱 게이지(Coulomb gauge) $\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0$ 에서 벡터 퍼텐셜(vector potential)로 $\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$, $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$ 와 같이 결정된다. 자유공간에서 3차원 가상 상자를 상정했을 때 벡터 퍼텐셜은 아래와 같이 주어진다.

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \sum_{\vec{k}} \vec{A}_{\vec{k}}(\vec{r}, t) = \sum_{\vec{k}} \vec{A}_{\vec{k}} e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega_k t)} + \vec{A}_{\vec{k}}^* e^{-i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega_k t)} \quad (1)$$

이때 전자기장모드의 "위치" $q_{\vec{k}}$ 와 "운동량" $p_{\vec{k}}$ 를

$$\vec{A}_{\vec{k}} = \frac{\hat{e}_{\rho}}{\sqrt{4\epsilon_0 V \omega_k^2}} (\omega_k q_{\vec{k}} + i p_{\vec{k}}) \quad (2)$$

와 같이 정의하면, 전자기 모드 \vec{k} 의 평균에너지는 아래와 같이 주어진다. 식 (2)에서 \hat{e}_{ρ} 는 편광 벡터이고, V 는 가상 상자의 부피이다.

$$\begin{aligned} \bar{\epsilon}_{\vec{k}} &= \frac{1}{2} \int_V (\epsilon_0 (\vec{E}(\vec{r}, t))^2 + \frac{1}{\mu_0} (\vec{B}(\vec{r}, t))^2) dV \\ &= \frac{1}{2} \int_V \left(\epsilon_0 \left(\frac{\partial \vec{A}_{\vec{k}}(\vec{r}, t)}{\partial t} \right)^2 + \frac{1}{\mu_0} (\vec{\nabla} \times \vec{A}_{\vec{k}}(\vec{r}, t))^2 \right) dV \\ &= \frac{1}{2} (\omega_k^2 q_{\vec{k}}^2 + p_{\vec{k}}^2) \end{aligned} \quad (3)$$

이것은 단순 조화 진동자(harmonic oscillator)의 에너지와 똑같은 꼴이다. 이처럼 조화 진동자와의 수학적 대응관계를 확인했으면, "위치"와 "운동량" $q_{\vec{k}}$, $p_{\vec{k}}$ 를 교환관계 $[\hat{q}_{\vec{k}}, \hat{p}_{\vec{k}}] = i\hbar$ 를 만족시키는 관측량 연산자 $\hat{q}_{\vec{k}}$, $\hat{p}_{\vec{k}}$ 로 대체함으로써 양자화 한다. 많은 경우 기술의 편의성 때문에 관측량 연산자 $\hat{q}_{\vec{k}}$, $\hat{p}_{\vec{k}}$ 대신

$$\begin{aligned} \hat{a}_{\vec{k}} &= \frac{1}{\sqrt{2\hbar\omega_k}} (\omega_k \hat{q}_{\vec{k}} + i \hat{p}_{\vec{k}}) \\ \hat{a}_{\vec{k}}^{\dagger} &= \frac{1}{\sqrt{2\hbar\omega_k}} (\omega_k \hat{q}_{\vec{k}} - i \hat{p}_{\vec{k}}) \end{aligned} \quad (4)$$

로 정의된 허미션이 아닌 두 연산자 $\hat{a}_{\vec{k}}$, $\hat{a}_{\vec{k}}^{\dagger}$ 를 사용하며, $[\hat{a}_{\vec{k}}, \hat{a}_{\vec{k}}^{\dagger}] = \delta_{\vec{k}\vec{k}}$ 의 교환관계를 만족한다. 식 (2)와 (4)에 의해서 양자화된 벡터 퍼텐셜 $\vec{A}(\vec{r}, t)$ 와 전자기장의 해밀토니안(Hamiltonian) 연산자 \hat{H} 는 아래와 같다.

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \sum_{\vec{k}} \vec{e}_{\vec{k}} \sqrt{\frac{\hbar}{2\epsilon_0 \omega_k V}} \left(\hat{a}_{\vec{k}} e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega_k t)} + \hat{a}_{\vec{k}}^{\dagger} e^{-i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega_k t)} \right) \quad (5)$$

$$\hat{H} = \sum_{\vec{k}} \hbar \omega_k \left(\hat{a}_{\vec{k}}^{\dagger} \hat{a}_{\vec{k}} + \frac{1}{2} \right) \quad (6)$$

여기서 $\hbar \omega_k$ 는 모드 k 의 에너지 기본 단위이며 생성연산자(creation operator) $\hat{a}_{\vec{k}}^{\dagger}$ 가 한 에너지 덩어리, 즉 광

자를 생성한다.

이 해밀토니안의 고유상태는 $|n_1, n_2, \dots, n_k, \dots\rangle$ 이며, $|n_k\rangle$ 는 k 번째 모드에 n 개의 광자가 있다는 표현이다. 이를 광자 수 상태(photon number state) 또는 Fock 상태라고 부른다. Fock 상태는 대표적인 양자 상태로 고전적인 전자기 이론으로 설명할 수 없다. 특히 $n=1$ 인 상태를 단광자 상태(single photon state)라고 한다.

이러한 빛의 양자화는 빛에 대한 이해를 높였으며 양자적 특성을 보여주는 다양한 실험들을 설명하고, 더 나아가 양자정보처리의 구현의 바탕이 되었다. 예를 들어 빛의 양자이론은 반몽침(anti-bunching) 현상을 예측할 수 있고 2차 간섭성 등을 통한 고전성과 양자성을 구분할 수 있다[3]. 간섭성 상태(coherent state)에 있는 빛과 원자의 상호작용은 Rabi 진동의 붕괴와 재현을 초래하며 준고전 이론으로는 설명할 수 없는 양자효과이다[4]. 빛 살가르개(beam splitter)를 이용한 단광자 상태의 간섭 현상[5]과 양자정보처리에서 유용한 죄임상태(squeezed state)[6]는 빛의 양자이론으로 설명할 수 있다. 빛의 양자적 특성은 최근 기술의 발달에 힘입어 다양한 형태로 응용되고 있으며 양자암호는 이미 구현을 넘어 상용화의 단계에 들어섰다[7].

3. 표면플라즈몬의 양자화

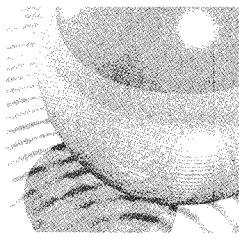
표면플라즈몬이란 금속 표면에서 진동하는 전자들과 결합된 형태로 표면을 따라 진행되는 전자기파로, 표면 플라즈몬의 양자화도 2장에서와 유사한 과정으로 이루어진다. 이 장에서는 Elson과 Ritchie의 방법을 소개한다[8].

금속표면에서 표면플라즈몬의 벡터 퍼텐셜은 아래와 같이 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned} \vec{A}^{spp}(\vec{r}, t) &= \sum_{\vec{\kappa}} \vec{A}_{\vec{\kappa}}^{spp}(\vec{r}, t) \\ &= \sum_{\vec{\kappa}} \vec{A}_{\vec{\kappa}}^{spp}(z) e^{i(\vec{\kappa} \cdot \vec{\rho} - \omega_{\vec{\kappa}} t)} + \vec{A}_{\vec{\kappa}}^{spp*}(z) e^{-i(\vec{\kappa} \cdot \vec{\rho} - \omega_{\vec{\kappa}} t)} \end{aligned} \quad (7)$$

여기서 $\vec{\rho} = x\hat{e}_x + y\hat{e}_y$, $\vec{\kappa} = \kappa_x\hat{e}_x + \kappa_y\hat{e}_y$ 이다. 그 리고 모드 $\vec{\kappa}$ 의 평균에너지는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \bar{\epsilon}_{\vec{\kappa}}^{spp} &= \frac{1}{2} \int_{V_{spp}} \left(\epsilon_0 \left(\frac{\partial \vec{A}_{\vec{\kappa}}^{spp}(\vec{r}, t)}{\partial t} \right)^2 + \epsilon_0 \omega_{\vec{\kappa}}^2 (\vec{A}_{\vec{\kappa}}^{spp}(\vec{r}, t))^2 \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{\mu_0} (\vec{\nabla} \times \vec{A}_{\vec{\kappa}}^{spp}(\vec{r}, t))^2 \right) dV_{spp} \end{aligned} \quad (8)$$



여기서 ω_p 는 금속의 플라즈마 주파수이며, 두 번째 항은 금속 표면에서의 자유전자의 운동에 관한 에너지 항으로서 자유공간에서의 전자기파 에너지를 나타낸 식(3)과 차이가 있다. 금속표면 경계조건에 따라 \vec{A}_κ^{spp} 는

$$\vec{A}_\kappa^{spp}(z) = \alpha_\kappa^- \left\{ \left(1, \frac{\kappa_y}{\kappa_x}, i \frac{\kappa_z^2}{\kappa_x \nu_\kappa} \right) e^{-\nu_\kappa z} \theta(z) + \left(1, \frac{\kappa_y}{\kappa_x}, -i \frac{\kappa_z^2}{\kappa_x \nu_\kappa^0} \right) e^{\nu_\kappa^0 z} \theta(-z) \right\} \quad (9)$$

로 주어지며, 여기서 α_κ^- 는 벡터 퍼텐셜의 진폭이며, $\kappa = |\vec{\kappa}|$ 이고, ν_κ 와 ν_κ^0 는 소멸거리(decay length)를 결정하는 항이고, $\theta(\dots)$ 는 Heaviside step 함수이다. 이때 표면플라즈몬 전자기장모드의 “위치” Q_κ^- 와 “운동량” P_κ^- 를

$$\alpha_\kappa^- = \frac{1}{\sqrt{2\epsilon_0 V_{spp} \omega_\kappa^2}} (\omega_\kappa Q_\kappa^- + i P_\kappa^-) \quad (10)$$

와 같이 정의하면, 모드 $\vec{\kappa}$ 의 표면플라즈몬 평균에너지 식(8)은 아래와 같다. 식 (10)에서 V_{spp} 는 금속표면 주변에 설정한 가상 상자의 부피이다.

$$\bar{\epsilon}_\kappa^{spp} = \frac{1}{2} (\omega_\kappa^2 Q_\kappa^2 + P_\kappa^2) \quad (11)$$

여기서 Q_κ^-, P_κ^- 를 교환관계(commutation relation) $[\hat{Q}_\kappa^-, \hat{P}_\kappa^-] = i\hbar$ 를 만족시키는 연산자 $\hat{Q}_\kappa^-, \hat{P}_\kappa^-$ 로 대체함으로써 양자화 한다. 빛의 양자화의 경우와 마찬가지로 기술의 편의성을 위해 관측량 연산자 $\hat{Q}_\kappa^-, \hat{P}_\kappa^-$ 대신에

$$\hat{b}_\kappa^- = \frac{1}{\sqrt{2\hbar\omega_\kappa}} (\omega_\kappa \hat{Q}_\kappa^- + i \hat{P}_\kappa^-) \quad (12)$$

$$\hat{b}_\kappa^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2\hbar\omega_\kappa}} (\omega_\kappa \hat{Q}_\kappa^- - i \hat{P}_\kappa^-)$$

로 정의한 허미션이 아닌 두 연산자 $\hat{b}_\kappa^-, \hat{b}_\kappa^\dagger$ 를 사용한다, 이때 $[\hat{b}_\kappa^-, \hat{b}_\kappa^\dagger] = \delta_{\kappa\kappa}$ 의 교환관계를 만족한다. 결과적으로 식 (10), (12)에 의해 양자화된 벡터 퍼텐셜 $\vec{A}^{spp}(\vec{r}, t)$ 와 전자기장의 해밀토니안(Hamiltonian) 연산자 \hat{H}^{spp} 는 아래와 같이 표현된다.

$$\vec{A}^{spp}(\vec{r}, t) = \sum_\kappa \sqrt{\frac{\hbar}{2\epsilon_0 \omega_\kappa V_{spp}}} \times \left(\phi_\kappa(\vec{r}) \hat{b}_\kappa^- e^{-i\omega_\kappa t} + \phi_\kappa^*(\vec{r}) \hat{b}_\kappa^\dagger e^{i\omega_\kappa t} \right) \quad (13)$$

$$\hat{H}^{spp} = \sum_\kappa \hbar \omega_\kappa (\hat{b}_\kappa^\dagger \hat{b}_\kappa^- + \frac{1}{2}) \quad (14)$$

여기서 모드 함수 $\phi_\kappa(\vec{r})$ 는 다음과 같다.

$$\phi_\kappa(\vec{r}) = e^{i\vec{\kappa} \cdot \vec{r}} \left\{ \left(1, \frac{\kappa_y}{\kappa_x}, i \frac{\kappa_z^2}{\kappa_x \nu_\kappa} \right) e^{-\nu_\kappa z} \theta(z) + \left(1, \frac{\kappa_y}{\kappa_x}, -i \frac{\kappa_z^2}{\kappa_x \nu_\kappa^0} \right) e^{\nu_\kappa^0 z} \theta(-z) \right\} \quad (15)$$

한편, 자유공간에서 빛의 모드함수는 $e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}$ 이므로, 표면플라즈몬의 양자화와 빛의 양자화의 차이는 전자기장의 공간 정보를 담고 있는 모드함수에 있다.

최근 들어 표면플라즈몬의 단일광자특성이나 양자적 특성들에 대한 많은 연구결과들이 보고되고 있다. 예를 들어, 뒤에 소개할 광자상태 전달 [9,10], 단광자 표면플라즈몬의 생성[11], 양자얽힘상태의 전달[12], 단일에미터의 자발방출 현상[13], 단광자 트랜지스터[14] 등은 고전 이론으로는 완전히 설명할 수 없으며, 표면플라즈몬에 대한 양자 이론의 필요성은 점점 절실해 지고 있다. 다음은 표면플라즈몬의 양자이론을 바탕으로 최근에 발표된 연구에 대해서 소개하고자 한다.

4. 프리즘을 이용한 표면플라즈몬의 광자 상태 전달

표면플라즈몬을 여기시키는 대표적인 방법은 바로 프리즘의 전반사(total internal reflection)를 이용하는 것이다. 프리즘을 이용한 대표적인 두 가지 방법인 Otto구조, Kretschmann-Raether(KR)구조이다[15,16] (그림 1참고). 그림 1(b)(i)에서 I는 프리즘, II는 공기, III는 금속, IV는 공기이며, 그림 1(b)(ii)에서 I는 프리즘, II는 금속, III와 IV는 공기이다. 이때 사용된 프리즘은 유전율이 $\epsilon_1 = 1.51$ 인 유리를 사용하고, 금속은 플라즈마 주파수 $\omega_p = 1.402 \times 10^{16}$ rad/s인 은(silver)을 사용한다. 이때 금속의 유전율은 금속 내의 자유전자의 움직임을 설명하는 Drude 모델에 의해 $\epsilon_m = 1 - \omega_p^2 / \omega^2 + \delta\epsilon_m^r$ 로 주어지며, 프리즘을 이용해 표면플라즈몬을 여기하는 동안에는 금속 내의 에너지 손실은 없다고 가정되고, 마지막 항은 실험값에 대한 보정항으로 $\delta\epsilon_m^r = 29\omega^2 / \omega_p^2$ 로 주어진다[17].

일반적으로 수 광자상태에 대해서 빛의 세기는 매우 작기 때문에 빛과 표면플라즈몬의 비선형 상호작용은 무시할 수 있다[17]. 그러므로 종합적인 해밀토니안은 아래와 같이 쓸 수 있으며,

플라즈몬의 양자화와 그 응용

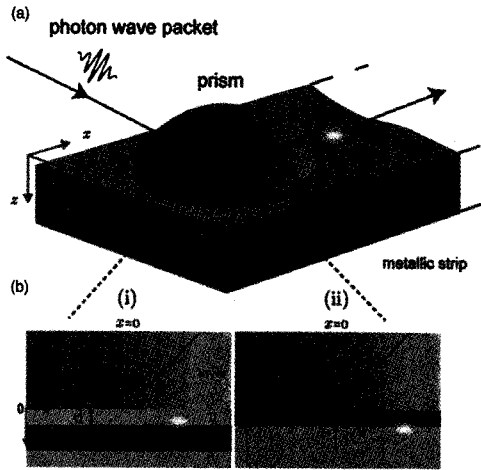


그림 1. 참고문헌(9)에서 사용된 프리즘구조 (a) 프리즘을 금속위에 위치시키고 전 반사 조건을 만족시키는 빛을 입사하면 프리즘의 반대쪽에 금속의 표면플라즈몬과 모드 매칭을 이루는 소멸파(evanescent wave)가 표면플라즈몬을 여기시킨다. (b) (i): Otto구조) 금속을 프리즘 가까이 두는 방법과 (ii): Kretschmann-Raether(KR)구조) 프리즘과 금속을 완전히 밀착시키는 방법이 있다. d 는 (i)에서 금속과 프리즘이 떨어진 거리이고, (ii)에서는 금속의 두께이다.

$$\hat{H}_{total} = \int_0^\infty d\omega \hbar\omega \hat{a}^\dagger(\omega) \hat{a}(\omega) + \int_0^\infty d\omega \hbar\omega \hat{b}^\dagger(\omega) \hat{b}(\omega) \quad (16)$$

$$+ i\hbar \int_0^\infty d\omega [g(\omega) \hat{a}^\dagger(\omega) \hat{b}(\omega) - g(\omega)^* \hat{b}^\dagger(\omega) \hat{a}(\omega)]$$

여기서 $\hat{a}(\omega)$ 와 $\hat{b}(\omega)$ 는 각각 빛과 표면플라즈몬의 모드이다. 첫 번째 두 번째 항은 각 시스템의 자유에너지에 대응되는 항이고, 세 번째 항이 빛과 표면플라즈몬의 상호작용 항이다. 이때 $g(\omega)$ 는 상호작용의 크기를 나타내며 $g(\omega) = \frac{\pi}{2}$ 일 때는 프리즘으로 입사된 빛이 모두 표면플라즈몬으로 바뀌며 $g(\omega) = 0$ 일 때는 빛은 표면플라즈몬과 전혀 상호작용을 하지 않는다. 이 $g(\omega)$ 는 입사한 빛과 금속위의 표면플라즈몬의 모드함수들의 겹침(overlap)의

크기로 계산될 수 있다. 전 반사 조건을 만족하는 빛에 의해 생성되는 소멸파(evanescent wave)의 모드 함수는 참고문헌[18]에서 사용된 양자화된 소멸파의 모드함수를 참고하였고, 금속표면의 표면플라즈몬의 모드함수는 식 (15)가 사용되었다. 그림 2는 Otto구조, KR구조에서 ω 와 d 를 바꿔가면서 $\tilde{g}(\omega) = g(\omega)2/\pi$ 를 계산한 결과이다.

한편, 실험적 구현을 염두에 둘 때 단일모드의 빛보다는 광자 웨이브패킷(photon wave packet)의 상호작용을 고려하는 것이 중요하다. n 광자 상태는 $|n_\epsilon\rangle = (n!)^{-1/2} (\hat{a}_\epsilon^\dagger)^n |0\rangle$ 로 주어지며, 여기서 $\hat{a}_\epsilon^\dagger = \int d\omega \xi(\omega) \hat{a}^\dagger(\omega)$ 이다[19]. $\xi(\omega)$ 는 $t = 0$ 일 때 생성된 빛의 웨이브패킷에 대한 정규화된(normalized) 가우시안 프로파일(Gaussian profile)로 선택되며, 표준편차는 $\Delta\omega = 2\sigma\sqrt{2\log 2}$ 이다. 이와 같은 웨이브패킷으로 정의된 빛이 입사되었을 때 웨이브패킷의 찌그러짐 없이 표면플라즈몬으로 전달되기 위해서는 웨이브패킷이 가지고 있는 각각의 주파수에 대해서 근사적으로 같은 크기의 $g(\omega)$ 를 가져야 한다. 그림 2 (c)-(d)를 보면 높은 주파수의 영역보다는 비교적 낮은 주파수의 영역에서 $\Delta\omega$ 내의 주파수들은 근사적으로 같은 크기의 $\tilde{g}(\omega)$ 를 가짐을 알 수 있다.

일반적으로 자유전자의 진동을 수반하여 금속표면을 따라 진행해 나가는 표면플라즈몬은 금속 내에서의 자유전자의 움직임에 의한 에너지 손실을 피할 수 없다. 양자화된 표면플라즈몬의 에너지 손실은 연속적인 빛살가르개 모델을 통해 나타낼 수 있다[19] (그림 3 참고). 그림 3 (a)에서 첫 번째 빛살가르개는 외부에서 입사된 빛이 금속표면의 표면플라즈몬을 여기시키는 과정에 대응된다. 즉, 외부에서 입사된 빛은 \hat{a}_{in} 이고, 적절한 ω 와 d 의 선택에 의해 여기된 표면플라즈몬은 \hat{b}_{out} 이다. 이렇게 여기된 표면플라즈몬은 금속표면을 따라 진행해나가면서 에너지 손실을 겪게 되는데, 이는 연속적인 빛살가르개를 지

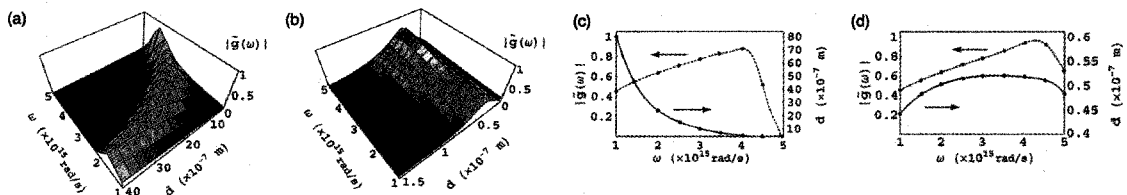
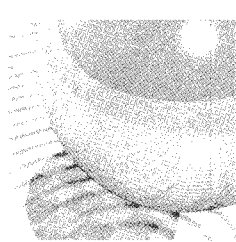


그림 2. 참고문헌(9)에서 프리즘을 이용한 상호작용의 크기. 빛의 주파수 ω 와 d 를 바꿔가면서 각각의 구조에 대해 상호작용의 크기 $\tilde{g}(\omega) = g(\omega)2/\pi$ 를 계산하였다. (c)와 (d)는 주파수 ω 에 대해서 최적화된 상호작용의 크기를 나타내었고 (실선) 그때 최적화된 거리 d 를 나타내었다 (점선).



나가면서 빛의 세기를 잃어버리는 과정으로 기술 할 수 있다. 빛살가르개를 다 지난 후의 표면플라즈몬의 모드는 \hat{b}_{out}^D 이다. 빛살가르개의 개수 $N \rightarrow \infty$, 빛살가르개간의 거리 $\Delta x \rightarrow 0$, 인 극한에서, Hisenberg 묘사(picture)에 의해 \hat{b}_{out}^D 는 아래와 같이 쓸 수 있다[19].

$$\hat{b}_{out}^D(\omega) = e^{i\kappa x} \hat{b}_{out}(\omega) + i \sqrt{2\kappa_i(\omega)} \int_0^x dx' e^{i\kappa(x-x')} \hat{c}(\omega, x') \quad (17)$$

여기서 x 는 표면플라즈몬이 진행해가는 방향에 대한 진행 길이를 뜻하며, $c(\omega, x')$ 는 x' 위치에 있는 빛살가르개의 환경모드이며, $\kappa = \kappa_r + i\kappa_i$ 으로 주어지고 허수항 κ_i 는 금속 내의 에너지 손실을 발생시키는 항이다. 이를 바탕으로 x 위치에서의 평균 표면플라즈몬 광자수를 계산하면

$$\langle m_e \rangle = \mu \int dt \langle \hat{b}_{out}^{D\dagger}(t) \hat{b}_{out}^D(t) \rangle = \mu \sin^2 g(\omega) n e^{-2\kappa_i x} \quad (18)$$

와 같다. 여기서 μ 는 측정 장치의 측정효율이고[19,20], $\sin^2 g(\omega)$ 는 외부에서 입사된 빛이 표면플라즈몬으로 전달될 효율이고, n 은 외부에서 입사된 광자수고, 마지막 항 $e^{-2\kappa_i x}$ 가 진행거리에 따른 에너지 감소를 뜻한다. 평균 표면플라즈몬의 광자수에 대한 결과를 Otto와 KR 구조에 대해서 그림 3 (b)-(c)에 나타내었다.

위 식 (18)에서 알 수 있듯이 평균 표면플라즈몬의 광자수가 κ 의 허수항 κ_i 에 의해 진행거리에 따라 줄어드는 양상은 고전 이론으로도 알 수 있는 동일한 결과이다. 반면, 단광자의 2차 간섭성(2nd order coherence)과 같은 빛의 양자 통계는 고전적인 파동이론으로는 도저히 설명이 불가능하다. 2차 간섭성이란 다른 위치에 있는

두 개의 검출기에서 관측되는 빛의 밝기의 상관관계를 의미하며[3,19], $g^2(\tau)$ 라고 쓰는데 여기서 τ 는 두 개의 검출기에서 빛을 관측하는 시간 지연(time delay)이다. 즉, $g^2(\tau)$ 는 광자가 $t=0$ 에 한 검출기에 도달하고 또 하나의 광자가 $t = \tau$ 에 다른 검출기에 도달할 결합확률(joint probability)에 관계되는 값이다. 이를테면, 간섭성 상태의 빛은 τ 의 값에 무관히 $g^2(\tau)$ 는 항상 1이다. 간섭성 상태의 빛의 광자들은 서로 독립적이며 시간에 대해 무작위하게 분포되어 있으므로 τ 에 관계없이 $t = 0$ 와 $t = \tau$ 에 광자를 각각 발견한 확률이 독립적인 두 광원의 경우와 같다. 빛이 간섭성 상태의 빛이 아니라면 $g^2(\tau)$ 는 일반적으로 1이 아니며 τ 따라 값이 달라진다. 단지 $\tau \rightarrow \infty$ 일 때는 어떤 빛이든 광자들 간의 상관관계가 없으므로 $g^2(\infty)=1$ 이 되는 것은 말할 수 있다. 그래서 τ 가 유한할 때 특히 $\tau=0$ 일 때 $g^2(0)$ 의 값이 1보다 얼마나 큰지 또는 작은지를 살펴보는 것이 의미가 있으며, 이를 통해 빛의 비고전성(non-classicality)을 살펴볼수 있다. 이와 같은 2차 간섭성을 측정하는 대표적인 실험은 Hanbury-Brown-Twiss 실험으로 이 실험에 의해 빛의 반몽침 현상이 관측되었다[2]. 마찬가지로 $\tau=0$ 일 때 표면플라즈몬의 n 광자 웨이브 패킷에 대해 2차 간섭성을 살펴보면

$$g^2(0) = \frac{\langle m(m-1) \rangle}{\langle m \rangle^2} \quad (19)$$

$$= \frac{n(n-1) \left[\int_t^{t+T} dt' |\xi(t')|^2 \right]^2}{\left[n \int_t^{t+T} dt' |\xi(t')|^2 \right]^2}$$

$$= 1 - \frac{1}{n}$$

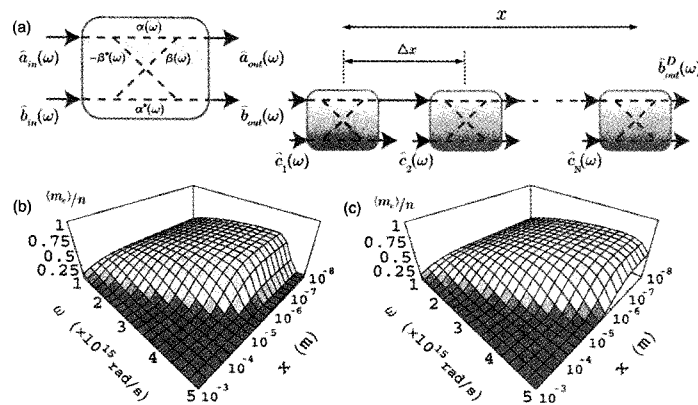


그림 3. 참고문헌(9)에서 사용된 표면플라즈몬의 에너지 손실 모델 (a) $\hat{a}(\omega)$ 는 빛, $\hat{b}(\omega)$ 는 금속표면의 표면플라즈몬, $\hat{c}_i(\omega)$ 는 i 번째 빛살가르개의 환경 모드이다. (b)-(c) Otto와 KR 구조에 대한 정규화된 평균 표면플라즈몬 광자수 $\langle m_e \rangle/n$.

상 1보다 작은 값을 가짐을 알 수 있다. 게다가 에너지 손실에 의한 손실계수 $\sqrt{\eta} (= e^{-\kappa_1 z})$ 를, $\langle m(m-1) \rangle \rightarrow \eta^2 \langle m(m-1) \rangle$, $\langle m \rangle \rightarrow \eta \langle m \rangle$ 와 같이 추가하더라도 손실계수 $\sqrt{\eta}$ 는 식 (19)에서 자연스럽게 상쇄되는 것을 볼 수 있다. 즉, 표면플라즈몬이 금속을 따라 전파해나가는 동안 에너지 손실이 일어나더라도 표면플라즈몬의 n 광자 상태의 2차 간섭성은 여전히 유지가 된다.

5. 장거리 표면플라즈몬의 양자상태 전달

위에서 살펴본 Otto구조와 KR구조는 기본적으로 두꺼운 금속의 한쪽 표면에 플라즈몬을 여기시키는 구조이다. 한편, 두꺼운 금속이 아닌 얇은 금속을 사용하고 양쪽 표면의 전자들의 진동이 서로 영향을 미칠 수 있을 만큼 금속의 두께가 충분히 얇으면, 기본적으로 양쪽 표면에 표면플라즈몬이 동시에 여기된다. 특별히 얇은 금속에서는 전자들의 진동의 대칭성에 따라 대칭모드, 반대칭모드 두 가지의 표면플라즈몬이 존재 가능하다[21]. 이와 같이 얇은 금속의 표면플라즈몬도 프리즘을 이용하여 여기시킬 수 있는데[22], 그 구조는 그림 4와 같다. 외부에서 입사된 빛이 전반사 조건을 만족할 때 프리즘 반대쪽에 소멸파(evanescent wave)를 만드는데, 이 소멸파

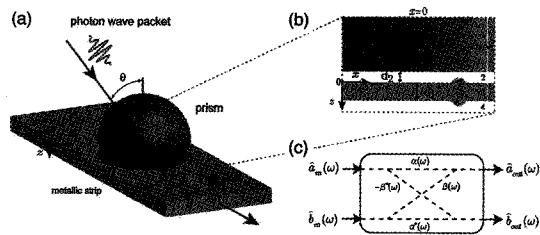


그림 4. (a) 참고문헌(10)에서 사용된 장거리 표면플라즈몬을 여기시키는 프리즘구조 (b) 1:유리, 2:공기, 3:금속, 4:공기, d_1 은 얇은 금속의 두께이고 d_2 는 프리즘과 금속사이의 거리이다. (c) 빛살가르개 모델 \hat{a} 와 \hat{b} 는 각각 빛과 표면플라즈몬 모드에 대응된다.

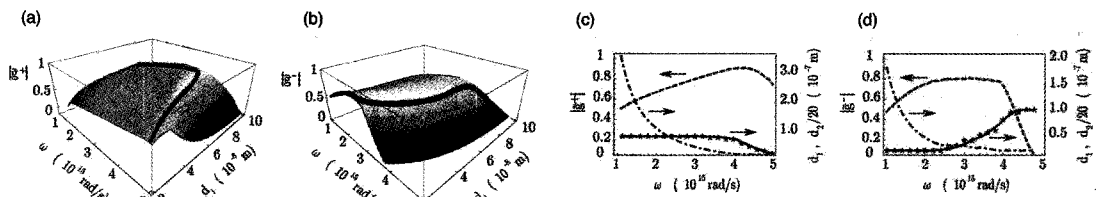


그림 5. 참고문헌(10)에서 계산된 상호작용의 크기. (a) 반대칭모드에 대한 $|g^+|$, (b) 대칭모드에 대한 $|g^-|$, (c)와 (d)는 주파수 ω 에 대해서 최적화된 상호작용의 크기를 나타냈고(대사선) 그때 최적화된 거리 d_1 (점선)과 d_2 (대사-점선)를 나타내었다.

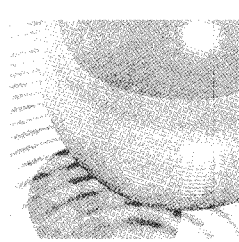
가 금속의 표면플라즈몬과 모드매칭을 이뤄서 표면플라즈몬을 여기 시킨다. 이때 4장에서 사용된 동일한 프리즘과 금속을 사용한다.

4장에서와 마찬가지로 빛살가르개 모델을 생각하면, 빛과 장거리 표면플라즈몬의 상호작용의 해밀토니안은 식 (16)과 동일하다. 그러나 장거리 표면플라즈몬은 얇은 금속에서 존재하기 때문에 4장의 표면플라즈몬의 모드함수 식 (15)와는 다른 모드함수 꼴을 가진다 [8]. 4장에서와 마찬가지로 입사한 빛과 얇은 금속위의 장거리 표면플라즈몬의 모드함수들의 겹침(overlap)의 크기를 계산하여 상호작용의 크기 $g(\omega)$ 를 구한다. 그림 5는 반대칭모드 (a), 대칭모드(b)에 대해서 주파수 ω 와 금속의 두께 d_1 를 바꿔가면서 $\tilde{g}(\omega) = g(\omega)2/\pi$ 를 계산한 결과이다.

한편, 양자정보처리에서 서로 다른 물리계간의 양자상태를 주고받는 일은 매우 중요하다[23]. 위 이론들을 바탕으로 빛과 표면플라즈몬간의 양자상태 전달의 한 예로써 간섭성 빛의 중첩상태인 슈뢰딩거 고양이 상태(schrodinger cat state)를 고려하자[24]. 우리가 사용할 슈뢰딩거 고양이 상태는 $|\psi\rangle = N(|\alpha\rangle + |-\alpha\rangle)$ 와 같이 쓸 수 있고, 여기서 $|\pm\alpha\rangle = e^{-|\alpha|^2/2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(\pm\alpha)^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle$ 로 주어지고, 정규화 상수 $N = [2 + 2e^{-2|\alpha|^2}]^{-1/2}$ 으로 주어진다. 입사하는 빛을 $|\psi\rangle$ 상태로 준비하고 표면플라즈몬의 상태는 진공상태(vacuum state)일 때, 초기 전체 상태는 $|\Psi\rangle_{in} = |\psi\rangle_{a_{in}} |0\rangle_{b_{in}}$ 로 쓸 수 있고, 프리즘에 의한 상호작용 후의 상태를 기술하면 상호작용의 크기 $g(\omega)$ 에 따라서 아래와 같이 쓸 수 있다.

$$|\Psi\rangle_{out} = N(|\alpha \cos g(\omega)\rangle_{a_{out}} |-\alpha \sin g(\omega)\rangle_{b_{out}} + |-\alpha \cos g(\omega)\rangle_{a_{out}} |\alpha \sin g(\omega)\rangle_{b_{out}}) \quad (20)$$

그리고 표면플라즈몬 모드의 상태만 보기 위해서 빛의 모드를 제거하면 표면플라즈몬의 상태는 아래와 같은 밀도상태(density state)로 쓰여진다.



$$\hat{\rho}_{b_{out}} = N^2 (|\alpha \sin g\rangle \langle \alpha \sin g| + c_0 |\alpha \sin g\rangle \langle -\alpha \sin g| + c_0 |-\alpha \sin g\rangle \langle \alpha \sin g| + |-\alpha \sin g\rangle \langle -\alpha \sin g|) \quad (21)$$

여기서 $c_0 = \exp[-2\alpha^2 \cos^2 g]$ 이다. 식(16)의 해밀토니안에서 $g(\omega) = \pi/2$ 일때, 프리즘으로 입사된 빛이 모두 표면플라즈몬으로 전달이 되는데 이것은 양자상태의 전달에서도 명백히 나타난다. 식 (21)에서 $g = \pi/2$ 라면 표면플라즈몬의 상태는 처음 빛의 상태인 $|\psi\rangle$ 와 완전히 동일하다. 상호작용의 크기가 $g = \pi/2$ 가 아닌 다른 값을 가지게 되면 표면플라즈몬의 상태는 식 (21)에 의해서 진폭이 $|\alpha| \rightarrow |\alpha \sin g|$ 만큼 줄어드는 밀도상태를 가지게 된다.

한편, 표면플라즈몬의 에너지 손실 현상은 위의 밀도상태에 대해서 결풀림(decoherence)으로 해석할 수 있다. 표면플라즈몬의 양자상태가 에너지손실의 결풀림을 겪으면 식(21)의 밀도상태는 아래와 같이 쓸 수 있다.

$$\hat{\rho}_b(x) = N^2 (|\alpha \sin g e^{-\kappa_i x}\rangle \langle \alpha \sin g e^{-\kappa_i x}| + c_0 c(x) |\alpha \sin g e^{-\kappa_i x}\rangle \langle -\alpha \sin g e^{-\kappa_i x}| + c_0 c(x) |-\alpha \sin g e^{-\kappa_i x}\rangle \langle \alpha \sin g e^{-\kappa_i x}| + |-\alpha \sin g e^{-\kappa_i x}\rangle \langle -\alpha \sin g e^{-\kappa_i x}|) \quad (22)$$

여기서 $c(x) = \exp[-2\alpha^2 \sin^2 g (1 - e^{-2\kappa_i x})]$ 이며, x 는 표면플라즈몬의 진행거리를 뜻한다. 쉽게 볼 수 있듯이, 표면플라즈몬이 충분히 먼 거리를 진행해 나가면 $c(x)$ 에 의해 $\hat{\rho}_b$ 의 비대각항(off-diagonal element)이 거의 사라지고, 게다가 대각항(diagonal element)역시 진공상태(vacuum state)로 바뀔 수 있다. 즉, 표면플라즈몬이 진행해감에 따라 결풀림은 초기상태 $\hat{\rho}_{b_{out}}$ 을 진공상태로 바꾼다. 이와 같은 단일모드의 양자상태의 결풀림 현상은 폰노이만 엔트로피(von Neumann entropy)에 의해서 정량화 가능한데, $S_V = -Tr[\hat{\rho} \ln \hat{\rho}]$ 로 정의된다 [25]. $\hat{\rho}_b(x)$ 의 폰노이만 엔트로피 값을 반대칭모드(S_V^-) 대칭모드(S_V^+)에 대해서 각각 그림 6에 나타내었다.

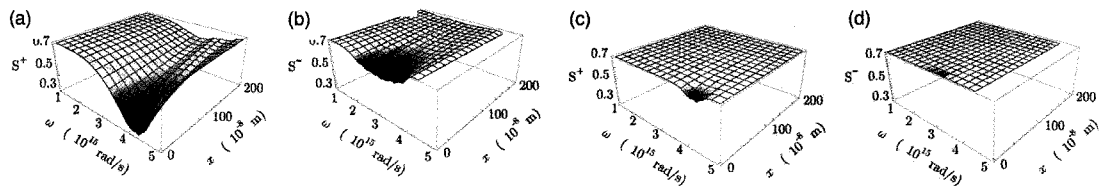


그림 6. 참고문헌(10)에서 계산된 진행거리에 따른 폰노이만 엔트로피. (a, c) 각각 $\alpha = 2, 5$ 일 때의 반대칭모드의 S_V^+ . (b, d) 각각 $\alpha = 2, 5$ 일 때의 대칭모드의 S_V^-

6. 단광자 플라즈몬의 생성

일반적으로 광자는 다른 광자와 상호작용을 하지 않기 때문에 광학 소자를 만드는 것은 어려운 일 중에 하나이다. 설령 광자끼리 상호작용을 가능케 하는 광학 매질을 사용하더라도 그 상호작용의 크기는 매우 낮기 때문에, 단일 광자 수준의 광학 소자를 만드는 것은 더더욱 힘들다. 특별히 단일 광자끼리의 비선형 상호작용을 높이기 위해서 원자 앙상블(atomic ensembles)이나 공동(cavity)등을 이용한 다양한 방법들이 시도되었으나[26-28] 여전히 소자에 사용될 만한 실용적인 방법은 제시되지 않았다. 최근 금속 나노와이어(nanowire)의 표면플라즈몬을 이용한 빛의 강한 상호작용이 소개되었는데[29], 이는 표면플라즈몬이 금속 표면에 강하게 집중될 수 있는 특성을 바탕으로 한다. 이러한 강한 집중은 나노와이어 근처에 있는 단일 에미터(single emitter)의 자발 방출된 빛을 대부분 표면플라즈몬 모드로 전달하는 일종의 효율적인 렌즈와 같은 역할을 하도록 돕는다 (그림 7(a) 참고). 만약 여기서 단일 에미터에서 방출되는 빛이 단광자상태일 때, 이 단광자가 표면플라즈몬 모드로 전달 되면 단광자 표면플라즈몬이 생성될 수 있다[11].

표면플라즈몬 모드는 회절한계 이하의 반지름 ($R \ll \lambda$)을 가진 나노와이어에서도 전자기파의 전달이 가능하

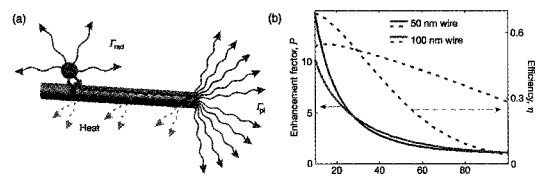


그림 7. 참고문헌(11)에서 제안된 단일에미터와 나노와이어를 이용한 단광자 표면플라즈몬 생성. (a) 단일 에미터에서 방출된 빛이 나노와이어의 표면플라즈몬으로 전달되면, 표면플라즈몬은 나노와이어를 따라서 전파하다가 와이어의 끝에서 산란을 일으킨다. (b) 직경이 50nm와 100nm인 나노와이어에 대해서 Purcell 상수(실선)와 전달효율 $\eta = \Gamma_{sp} / \Gamma_{total}$ (점선)

다. 이 경우 매우 작은 모드크기 ($A_{eff} \propto R^2$)를 가지는데, 이로 인해 나노와이어의 표면플라즈몬과 근처에 있는 다른 물질간의 상호작용의 크기 $g(\omega)$ 가 증가된다 ($g(\omega) \propto 1/\sqrt{A_{eff}}$). 게다가 금속표면에 강하게 집속될수록 전자기장은 전자와 강하게 결합되므로, 표면플라즈몬의 군속도 (group velocity)는 매우 느려진다. 한편, 이러한 나노와이어 근처에 단일 에미터를 두면 에미터의 자발 방출 현상은 달라진다. 이 경우 기본적으로 세 가지의 가능한 방출 경로가 존재한다[29]. 첫 번째, 자유공간의 복사 모드로의 방출(Γ_{rad})이 가능하다. 두 번째, 나노와이어 금속내부의 열실형태로 방출($\Gamma_{non-rad}$)이 가능하다. 세 번째, 나노와이어의 표면플라즈몬 모드로의 방출(Γ_{sp})이 가능하다. 특별히, 나노와이어의 표면플라즈몬의 전기장의 강한 집속과 느려진 군속도는 Γ_{sp} 를 증가시킨다. 즉, 단일 에미터에서 자발방출된 빛은 대부분 표면플라즈몬 모드로 전달된다. 그러나 단일 에미터와 나노와이어의 거리가 가까워질수록 Γ_{rad} 은 줄어들고, $\Gamma_{non-rad}$ 은 점점 증가한다[29]. 그러므로 단일 에미터에서 방출된 빛의 대부분을 표면플라즈몬 모드로 전달하기 위해서는 Γ_{sp} 가 ($\Gamma_{rad} + \Gamma_{non-rad}$)보다 큰 적절한 위치를 찾아야 한다. 이러한 현상은 $P = \Gamma_{total} / \Gamma_0$ 로 정의된 Purcell항에 의해 특성화 가능하다. 이때 Γ_0 은 자유공간에서의 단일 에미터의 방출률이고, $\Gamma_{total} = \Gamma_{rad} + \Gamma_{non-rad} + \Gamma_{sp}$ 이다. (그림 7(b)).

일반적으로 나노와이어가 가늘수록 표면플라즈몬의 모드크기가 줄어들기 때문에, 표면플라즈몬과 광학 에미터 간의 상호작용의 크기는 증가한다. 그러나 나노와이어가 가늘수록, 유한한 길이의 나노와이어를 따라서 전파하는 표면플라즈몬은 나노와이어의 한쪽 끝에서 자유공간의 복사장의 모드와의 상호작용이 약해진다. 이는 파수벡터 (wave vector)가 공명조건을 만족하지 못하기 때문이다. 그래서 매우 가는 나노와이어의 경우에는 와이어 끝에서 빛을 방출하지 않고 다시 반사시킨다. 나노와이어의 굵기에 따른 빛의 방출 정도는 그림 8(b)에 나타나있다. 보

다시피, 25nm의 나노와이어는 거의 빛을 방출하지 않는다. 반면, 100nm의 나노와이어는 단일 에미터와 표면플라즈몬간의 상호작용의 크기도 적당하면서 나노와이어 끝에서 복사장으로 방출도 크다. 이에 직경 100nm의 은 (silver) 나노와이어가 실험에 사용되었다.

그림 9(a)는 단광자 표면플라즈몬 관측 실험에 대한 개념도를 나타낸다. 레이저를 이용해 나노와이어 근처에 있는 양자점(quantum dot)들을 여기시키고, 그로부터 방출된 빛을 세 가지 관점에서 관측을 한다. 각 관점은 각 채널에 의해 관측된다. 그림 9(b)의 첫 번째 그림은 나노와이어에 대한 영상을 나타내고, 그림 9(b)의 두 번째 그림은 흩어져있는 양자점들의 자발방출 영상들이다. 이 두 영상은 나노와이어와 상호작용하는 양자점을 찾기 위해서이다 (동그라미 위치에 있는 양자점이 나노와이어와 상호작용한다). 그림 9(b)의 세 번째 그림은 나노와이어와 양자점의 상호작용에 의한 자발방출 화면이다. 동그라미 근처의 큰 불빛은 양자점이 나노와이어가 아닌 자유공간으로 자발방출하는 것이고, 그 외의 두 개의 불빛은 나노와이어의 양쪽 끝에서 자유공간으로 산란을 일으키는 것이다. 즉, 레이저에 의해 여기된 양자점으로부터 방출된 광자가 나노와이어를 따라 전파하다가 나노와이어 끝에서 산란을 일으킨 것이다.

만약 양자점이 빛을 방출할 때마다 단광자를 방출하고,

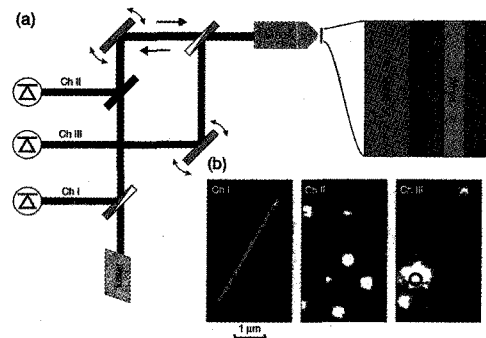


그림 9. 참고문헌(11)에서 제안된 단광자 표면플라즈몬 측정 실험과 측정결과

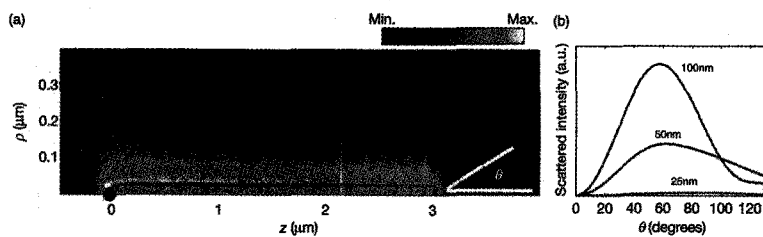


그림 8. 참고문헌(11)에서 수행된 시뮬레이션. (a) 나노와이어 끝에서 25nm의 표면플라즈몬의 빛의 방출 시뮬레이션(직경 50nm의 나노와이어 끝에서 25nm 떨어진 곳에 단일에미터를 위치시킴) (b) 직경에 따른(25nm, 50nm, 100nm) 나노와이어의 끝에서 방출하는 빛의 각도에 따른 세기의 분포

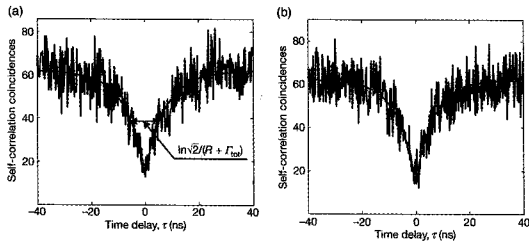
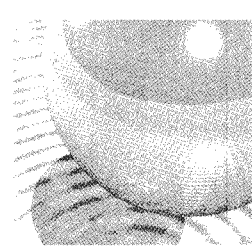


그림 10. 참고문헌(11)에서 측정된 (a) 양자점으로부터 방출된 빛의 2차 간섭성 (b) 나노와이어에서 방출된 빛의 2차 간섭성

나노와이어의 끝에서 방출된 빛 역시 단광자자임을 확인하면, 양자점에 의해 여기된 표면플라즈몬이 단광자상태임을 검증할 수 있다. 즉, 양자점으로부터 방출된 단광자상태는 나노와이어와 상호작용을 통해 단광자 상태의 표면플라즈몬을 여기시키고 이 단광자상태가 나노와이어의 끝에서 산란된다. 이를 확인하기 위해 양자점에서 방출된 빛의 2차 간섭성과 나노와이어 끝에서 방출된 빛의 2차 간섭성을 각각 측정된 결과, 둘 다 $g^{(2)}(0)$ 값이 거의 0에 가까운 값을 나타냈고 (그림 10 참조), 이로써 양자점에 의해서 단광자 표면플라즈몬이 생성되었음을 알 수 있다.

7. 결론

빛의 양자적 특성을 이용한 기술들이 빛의 양자화를 바탕으로 하고 있듯이, 표면플라즈몬의 양자적 특성을 이용하기 위해서는 그 양자화가 필수적이다. 또한, 플라즈모닉 기술의 발전에 따라 소자의 크기가 점점 작아지면서 자연스럽게 플라즈모의 양자 현상을 다루는 것 또한 매우 중요해졌다. 최근, 단일 광자 표면플라즈몬의 이중성 [30], 표면플라즈몬의 빛살가르개 [31], 표면플라즈몬의 죄임상태(squeezed state) 관측 [32], 표면플라즈몬을 이용한 양자버스(quantum bus) 제안 [33], 표면플라즈몬을 방향성있는 단일광자 소스 [34] 등과 같은 표면플라즈몬의 양자현상이나 양자정보처리를 위한 응용에 대한 보고가 점점 증가하는 추세다. 이와 같은 표면플라즈몬의 양자적 특성을 이용한 이론적 제안과 실험 기술의 발전은 기존에는 없었던 새로운 분야의 창출을 의미하며, 플라즈모닉 분야뿐만 아니라 양자정보처리기술의 발전에도 크게 기여할 것이다.

참고문헌

- [1] P. A. M. Dirac, Proc. Roy. Soc. A114, 243 (1927); E. Fermi, Rev. Mod. Phys. 4, 87 (1932)
- [2] R. Hanbury-Brown and R. Q. Twiss, Nature 177, 272 (1956); R. Hanbury-Brown and R. Q. Twiss, Nature 178, 1046 (1956); R. Hanbury-Brown and R. Q. Twiss, Proc. of the Royal Society of London A, 242, 300 (1957); R. Hanbury-Brown and R. Q. Twiss, Proc of the Royal Society of London A, 243, 291 (1958)
- [3] R. J. Glauber, Phys. Rev. 130, 2529 (1963); R. J. Glauber, Phys. Rev. 131, 2766 (1963)
- [4] J. H. Eberly, N. B. Narozhny and J. J. Sanchez-Mondragon, Phys. Rev. Lett. 44, 1323 (1980); N. B. Narozhny, J. J. Sanchez-Mondragon and J. H. Eberly, Phys. Rev. A 23, 236 (1981); G. Rempe, H. Walther and N. Klein, Phys. Rev. Lett. 58, 353 (1987)
- [5] C. K. Hong, Z. Y. Ou and L. Mandel, Phys. Rev. Lett. 59, 2044 (1987)
- [6] R. Loudon and P. L. Knight, J. Mod. Opt. 34, 709 (1987); D. F. Walls, Nature 306, 141 (1983)
- [7] T. Scheidl, R. Ursin, A. Fedrizzi, S. Ramelow, X. S. Ma, T. Herbst, R. Prevedel, L. Ratschbacher, J. Kofler, T. Jennewein and A. Zeilinger, New J. Phys. 11, 085002 (2009).
- [8] J. M. Elson and R. H. Ritchie, Phys. Rev. B 4, 4129 (1971)
- [9] A. V. Akimov, A. Mukherjee, C. L. Yu, D. E. Chang, A. S. Zibrov, P. R. Hemmer, H. Park and M. D. Lukin, Nature 450, 402-406 (2007)
- [10] M. S. Tame, C. Lee, J. Lee, D. Ballester, M. Paternostro, A. V. Zayatz and M. S. Kim, Phys. Rev. Lett. 101, 190504 (2008)
- [11] D. Ballester, M. S. Tame, C. Lee, J. Lee and M. S. Kim, Phys. Rev. A 79, 053845 (2009)
- [12] E. Altewischer, M. P. van Exter and J. P. Woerdman, Nature 418, 304-306 (2002)
- [13] A. Archambault, F. Marquier, J.-J. Greffet and C. Arnold, Phys. Rev. B 82, 035411 (2010)
- [14] D. E. Chang, A. S. Sorensen, E. A. Demler and M. D. Lukin, Nature 3, 807-812 (2007)
- [15] A. Otto, Z. Phys. 216, 398 (1968)
- [16] E. Kretschmann and H. Raether, Z. Naturforsch. 23A, 2135 (1968)
- [17] P. B. Johnson and R. W. Christy, Phys. Rev. B 6, 4370 (1972)
- [18] Chang-Woo Lee, Kyungbum Kim, JaeWoo Noh and Wenho Jhe, Phys. Rev. A 62, 053805 (2000)
- [19] R. Loudon, The Quantum Theory of Light (Oxford University, Oxford, 2000), 3rd ed.
- [20] H. P. Yuen and J. H. Shapiro, IEEE Trans. Inf. Theory 26, 78 (1980)

[21] E. N. Economou, Phys. Rev. 182, 539 (1969)
 [22] A. Otto, Z. Phys. 219, 227 (1969)
 [23] D. P. DiVincenzo, Fortschr. Phys. 48, 771 (2000)
 [24] Briefe zur Wellenmechanik, edited by K. Przibra (Springer-Verlag, Vienna, 1963), p.36; E. Schrodinger, Naturwiss. 23, 807 (1935); B. Yurke and D. Stoler, Phys. Rev. Lett. 57, 13 (1986)
 [25] J. von Neumann, Mathematical Foundations of Quantum Mechanics (Princeton University Press, Princeton, NJ, 2000); H. Moya-Cessa, Phys. Rep. 432, 1, (2006)
 [26] H. Schmidt and A. Imamoglu, Opt. Lett. 21, 1936-1938 (1996); S. E. Harris, Phys. Today 50, 36-42 (1997); S. E. Harris and Y. Yamamoto, Phys. Rev. Lett. 81, 3611-3614 (1998); M. D. Lukin, Rev. Mod. Phys. 75, 457-472 (2003); M. Fleischhauer, A. Imamoglu and J. P. Marangos, Rev. Mod. Phys. 77, 633-673 (2005)
 [27] R. Miller et. al., J. Phys. B 38, S551-S565 (2005); L. M. Duan and H. J. Kimble, Phys. Rev. Lett. 92, 127902 (2004); K. M. Birnbaum et. al., Nature 436, 87-90 (2005); E. Waks and J. Vuckovic, Phys. Rev. Lett. 96, 153601 (2006)
 [28] P. Bermel, A. Rodriguez, S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos and M. Soljacic, Phys. Rev. A 74, 043818 (2006)
 [29] D. E. Chang, A. S. Sorensen, P. R. Hemmer and M. D. Lukin, Phys. Rev. Lett. 97, 053002 (2006)
 [30] R. Kolesov, B. Grotz, G. Balasubramanian, R. J. Stohr, A. A. L. Nicolet, P. R. Hemmer, F. Jelezko and J. Wrachtrup, Nature 5, 470-474 (2009)
 [31] S. Y. Lee, J. Park, I. Woo, N. Park and B. Lee, App. Phys. Lett. 97, 133113 (2010); D. Ballester, M. S. Tame and M. S. Kim, Phys. Rev. A 82, 012325 (2010)

[32] A. Huck, S. Smolka, P. Lodahl, A. S. Sorensen, A. Boltasseva, J. Janousek and U. L. Andersen, Phys. Rev. Lett. 102, 246802 (2009)
 [33] Z. R. Lin, G. P. Guo, T. Tu, H. O. Li, C. L. Zou, J. X. Chen, Y. H. Lu, X. F. Ren and G. C. Guo, Phys. Rev. B 82, 241401(R) (2010)
 [34] Y. Chen, P. Lodahl and A. F. Koenderink, Phys. Rev. B 82, 081402(R) (2010)

약 령



이진형

2000년 2월 : 서강대학교 물리학과 이학박사
 2000년 3월 ~ 2001년 2월 : 서강대학교 물리학과 BK21 연구원
 2001년 3월 ~ 2002년 2월 : 서울시립대학교 양자 정보처리연구단 책임연구원
 2002년 3월 ~ 2003년 8월 : Queen's University of Belfast 연구원
 2003년 9월 ~ 현재 : 한양대학교 물리학과 조교수

약 령



이창협

2006년 2월 : 한양대학교 물리학과 이학박사
 2006년 3월 ~ 현재 : 한양대학교 물리학과 석박사 통합과정
 2011년 8월 박사학위 취득예정