

Frustrated Total Internal Reflection 구조에서의 TM 편광된 광자의 터널링

이병호 · 이 욱

서울대학교 전기공학부

(1996년 1월 29일 받음)

TM 편광된 광자가 frustrated total internal reflection (FTIR) 구조에서 2차원적 터널링(tunneling)을 할 때 터널링에 소요되는 시간과 터널링되어 나오는 위치를 계산하였다. 이는 TM 편광된 광자의 FTIR 터널링 문제를 효과질량이 다른 이종(異種) 포텐셜 장벽을 터널링하는 전자의 문제로 변환시킴으로써 가능하였다. 계산된 결과를 TE 편광된 광자에 대한 경우와 비교하였다.

I. 서 론

양자역학적 현상인 터널링(tunneling)은 잘 알려져 있으나, 터널링하는데 소요되는 시간이 얼마인가 하는 것은 40여년 동안 논의되어 온 문제이다. 이러한 터널링 시간으로 여러가지 모델이 제시되었으나,^[1,3] 가장 먼저 제시되었으며 개념상으로 가장 간단하고, 또한 실험적으로 적합한 모델임이 밝혀진 것이,^[4,5] Bohm과^[6] Wigner에 의한^[7] 위상시간(phase time) 모델이다. 이 모델은 전자(electron)와 같이 Schrödinger 방정식으로 입자의 움직임이 주어지는 경우뿐^[8-12] 아니라, 광자(photon)와 같이 파동방정식이 해당되는 경우에도 적용된다. 최근 Chiao 그룹 등의 실험에 의해 광자의 평균 터널링 속도가 위상시간의 예측처럼 빛의 속도보다 빠를 수 있음(superluminal)이 밝혀져^[4,5,13,14] 학계의 주목을 크게 받고 있다. (그러나, Einstein의 인과율에는 모순되지 않는다.) 이들의 실험은 다층구조의 유전체를 이용한 photonic band-gap을 사용하고 있으나, 광자의 또다른 간단한 터널링 구조는 그림 1과 같은 frustrated total internal reflection (FTIR) 구조이다. Steinberg와 Chiao는 TE 편광된 광자의 FTIR 터널링에 대하여 위상시간과 광자가 터널링되어 나오는 위치를 계산하였다.^[15] 이들은 파동방정식과 Schrödinger 방정식을 비교하여 TE 편광된 광자의 2차원적 FTIR 터널링의 문제를 일정한 질량을 갖는 전자가 포텐셜 장벽을 1차원적으로 터널링하는 문제로 변환시키는 방법을 이용하였다.^[15,16]

본 논문에서는 TM 편광된 광자의 FTIR 터널링 문

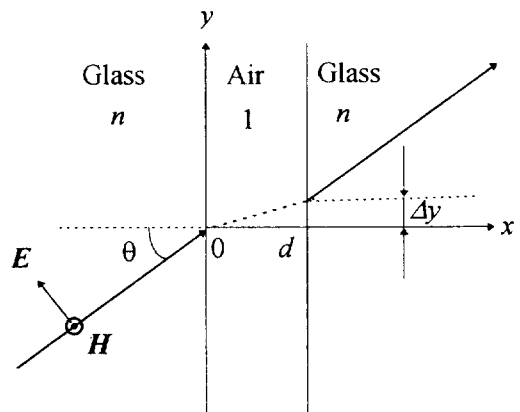


그림 1. TM 편광된 광자의 FTIR 터널링 (n 과 1은 각 영역에서의 굴절률을 나타낸다.).

제를 위치에 따라 다른 효과질량(effective mass)을 갖는 전자의 이종구조(heterostructure) 장벽 터널링 문제로 바꿀 수 있음을 보이고자 한다. 이러한 방법을 이용하여 TM 편광된 광자의 FTIR 터널링에 대한 위상시간과 터널링되어 나오는 위치의 식을 유도하고 이를 TE 편광된 광자의 경우와 비교하고자 한다.

II. TM 편광된 광자의 FTIR 터널링과 이종접합 포텐셜 장벽에 대한 전자의 터널링

그림 1과 같이 TM 편광(p -편광, 평행편광)된 평면파가 굴절률 n 인 물질(예를 들어 glass)에서 임계각 θ_c ($=\arcsin$

$\sin(1/n)$ 보다 큰 각도 θ 로 두께 d 의 공기층으로 입사한다고 하자. 공기층에서는 감쇠하는 전자장(evanescent field)이 생기고 그 모리가 오른쪽의 굴절률 n 인 물질에 진행파를 만들어낸다. 이것이 Snell의 굴절법칙에 의한 임계각보다 큰 각도로 입사하는 광파가 전반사되지 않고 일부가 투과하여 진행하는 FTIR 터널링이다.

굴절률 n 인 물질 안에서 H-field $\vec{H}=\hat{z}H$ 에 대한 파동 방정식은 다음과 같으며(c 는 진공에서의 빛의 속도),

$$\nabla^2 H - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 H}{\partial t^2} = 0 \tag{1}$$

여기에서 H-field가 각주파수 ω 인 평면파라면, 식 (1)은 다음과 같이 고쳐진다.

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \left(\frac{n^2 \omega^2}{c^2} - k_y^2 \right) H = 0 \tag{2}$$

여기에서 k_y 는 입사하는 평면파의 진행벡터 \vec{k} 및 반사파의 진행벡터의 y 축 성분으로서,

$$k_y = k \sin \theta = \frac{n\omega}{c} \sin \theta \tag{3}$$

이므로, 식 (2)는 다음과 같이 고쳐진다.

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \frac{n^2 \omega^2}{c^2} \cos^2 \theta H = 0 \tag{4}$$

공기층에서의 H-field의 파동방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} - k_y^2 \right) H = 0 \tag{5}$$

여기에서 k_y 는 굴절률 n 인 물질 영역에서의 값과 동일하므로, 식 (3)을 식 (5)에 대입하면 다음의 식을 얻는다.

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} - \frac{\omega^2}{c^2} (n^2 \sin^2 \theta - 1) H = 0 \tag{6}$$

이제 그림 2와 같은 이중구조의 1차원 전위장벽에 대한 전자의 Schrödinger 방정식을 고려하자. 이는 $x < 0$, $x > d$ 의 영역에서 다음과 같으며

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{2m_1 E}{\hbar^2} \Psi = 0 \tag{7}$$

영역 $0 < x < d$ 에서는 다음과 같다.

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} - \frac{2m_2}{\hbar^2} (V_0 - E) \Psi = 0 \tag{8}$$

여기에서 m_1 , m_2 는 각각 영역 $x < 0$ ($x > d$)과 영역 $0 < x < d$ 에서의 전자의 효과질량을 의미한다.

식 (4)와 (6)에서

$$\frac{n^2 \omega^2}{c^2} \cos^2 \theta = \frac{2m_1 E}{\hbar^2} \tag{9}$$

$$\frac{\omega^2}{c^2} (n^2 \sin^2 \theta - 1) = \frac{2m_2}{\hbar^2} (V_0 - E) \tag{10}$$

의 치환을 하면 H 에 대한 방정식 (4)와 (6)은 각각 식 (7)과 (8)의 형태가 된다. 이상의 논의는 광파의 편광상태와 무관하므로 식 (9)와 식 (10)은 TE 편광(s-편광, 수직편광)에 대해 고려한 Steinberg와 Chiao의 결과와 동일하다.^[15,16] 단, 전자의 효과질량을 영역에 따라 구별하였음이 다르다. 아래에서 보듯이, 이 효과질량을 조절함으로써 TM 편광에 대한 경계조건을 맞출 수 있다. 또한, Steinberg와 Chiao의 논의^[15,16]에서와 달리 본 논문에서는 E-field에 대한 파동방정식 대신 H-field에 대한 파동방정식을 고려하였는데 이는 TM 편광에 대한 경계조건을 맞추기 위함이다.^[17] 즉, 유전체 경계에서 H-field의 경계면에 평행한 성분이 연속인데 TM 편광의 경우 이는 H-field가 연속이라는 조건이 된다. 이는 Schrödinger 방정식에서 파동함수 Ψ 가 연속이라는 조건과 비교된다. 유전체 경계면에서 E-field의 경계면에 평행한 성분(E_x)이 연속이라는 조건은 $\vec{\nabla} \times \vec{H} = \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ 에 의해

$\frac{1}{\epsilon} \frac{\partial H}{\partial x}$ 가 연속이라는 조건이 된다. 이는 효과질량 m

이 다른 이중접합구조에서의 전자의 Schrödinger 방정식에서의 $\frac{1}{m} \frac{\partial \Psi}{\partial x}$ 가 연속이라는 조건과^[18,19] 비교된다. 따라서,

$$\frac{m_2}{m_1} = \frac{1}{n^2} \tag{11}$$

으로 취하고, 식 (9), (10), (11)로부터 얻는 조건

$$E = \frac{\hbar^2}{2m_1} \frac{n^2 \omega^2}{c^2} \cos^2 \theta \tag{12}$$

$$V_0 = \frac{\hbar^2}{2m_1} \frac{n^2 \omega^2}{c^2} (n^2 - 1) \sin^2 \theta \tag{13}$$

을 취하면 TM 편광된 광파의 FTIR 터널링 문제를 이중구조에서의 전자의 1차원적 터널링 문제로 바꿀 수

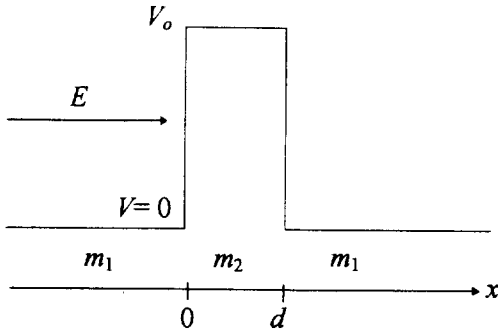


그림 2. 효과질량이 다른 장벽영역에 대한 전자의 1차 원적 터널링 (m_1, m_2 는 각 영역에서의 효과질량을 나타냄).

있다. 광파의 각주파수 ω 가 바뀌면 이는 그림 2의 전자의 터널링에 있어서 포텐셜 장벽과 전자의 에너지를 식 (12), (13)에서와 같이 같은 비율로 바꾸어주는 경우와 같다. 에너지 대 장벽의 비율은 일정하여도, 장벽두께가 고정되어 있기 때문에 전자의 에너지가 달라지면 터널링 계수는 달라진다. 그림 1에서 입사각도 θ 가 증가하면 식 (12), (13)에서 전자의 에너지는 감소하고 포텐셜 장벽은 증가하게 됨을 볼 수 있다. 입사각도 θ 가 $n \sin \theta_0 = 1$ 로 주어지는 임계각도로 가까이 가면 식 (12), (13)에서 E 와 V_0 는 서로 가까워짐을 볼 수 있다. 식 (13)에서 각도 θ 에 따라 V_0 가 변하는 것은 TE 편광의 경우^[15]에서는 볼 수 없는 것이다. TE 편광의 경우에는 에너지 E 는 식 (12)와 같은 형태로 주어지나 포텐셜 장벽 V_0 는

$$V_0 = \frac{\hbar^2 \omega^2}{2m_1 c^2} (n^2 - 1) \quad (14)$$

로 주어지며,^[15] 전자의 질량은 m_1 으로 모든 영역에서 동일하다.

III. 광파의 터널링 계수와 전자의 위상시간

II장에서는 광파의 FTIR 터널링을 전자의 1차원적 터널링 문제로 바꾸어 해석할 수 있음을 살펴 보았다. 본 장에서는 이종구조에서의 전자의 터널링 특성을 정리하며, 이를 이용해 광파의 FTIR 터널링 계수를 계산한다. 또한, 전자에 대한 위상시간을 소개한다. IV장에서는 이를 확장하여 광파의 터널링 시간을 유도할 것이다.

그림 2와 같은 이종구조 전위장벽에 대해 시간에 무관한 파동함수는 다음과 같이 표시된다.

$$\Psi(x) = \begin{cases} A \exp(ikx) + B \exp(-ikx), & \text{for } x < 0 \\ C \exp(-\gamma x) + D \exp(\gamma x), & \text{for } 0 < x < a \\ F \exp(ikx), & \text{for } x > d \end{cases} \quad (15)$$

여기에 $A \exp(ikx)$ 는 에너지 $E (< V_0)$ 로 입사하는 평면파이며,

$$k = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m_1 E} \quad (16)$$

$$\gamma = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m_2 (V_0 - E)} \quad (17)$$

이다. 이와 같이 효과질량 m_1 과 m_2 를 구별할 때의 복소투과계수 $f(k)$ 는 다음과 같이 주어지며,^[8]

$$f(k) \equiv \frac{F}{A} = \frac{2k\gamma \exp(-ikd)}{2k\gamma \cosh \gamma d - i \left(\frac{m_2}{m_1} k^2 - \frac{m_1}{m_2} \gamma^2 \right) \sinh \gamma d} \quad (18)$$

터널링 계수 T 는 $T = |f(k)|^2$ 으로 주어진다. 식 (18)과 II장에서의 결과를 사용하면 광파의 FTIR 터널링에 대한 투과계수를 계산할 수 있다. TE 편광의 경우에는 식 (12), (14)가 사용되어야 하고 식 (16)-(18)에서 $m_1 = m_2$ 여야 하며, 그 결과는 다음과 같다.

$$T = 4n^2 \cos^2 \theta (n^2 \sin^2 \theta - 1) \left[4n^2 \cos^2 \theta (n^2 \sin^2 \theta - 1) \cosh^2 \left(\frac{\omega}{c} \sqrt{n^2 \sin^2 \theta - 1} d \right) + (n^2 \cos^2 \theta - n^2 \sin^2 \theta + 1)^2 \right. \\ \left. \times \sinh^2 \left(\frac{\omega}{c} \sqrt{n^2 \sin^2 \theta - 1} d \right) \right]^{-1} \quad (19)$$

TM 편광의 경우에는 식 (12), (13)이 사용되어야 하고 식 (16)-(18)에서 식 (11)의 조건이 이용되어야 하며, 그 결과는 다음과 같다.

$$T = 4n^2 \cos^2 \theta (n^2 \sin^2 \theta - 1) \left[4n^2 \cos^2 \theta (n^2 \sin^2 \theta - 1) \cosh^2 \left(\frac{\omega}{c} \sqrt{n^2 \sin^2 \theta - 1} d \right) + \left\{ (\cos^2 \theta - n^2 (n^2 \sin^2 \theta - 1)) \right\}^2 \right. \\ \left. \times \sinh^2 \left(\frac{\omega}{c} \sqrt{n^2 \sin^2 \theta - 1} d \right) \right]^{-1} \quad (20)$$

그림 3은 TE 편광과 TM 편광의 경우에 대한 FTIR 터널링 계수를 입사각도 θ 와 공기층의 두께 d 를 변화시키며 그린 예를 보여준다. 광파의 파장은 진공에서 Ar ion 레이저의 파장인 514.5 nm로 하였으며, n 값으로는 glass의 굴절율인 1.5를 사용하였다.

이제, 전자가 터널링하는데 소요되는 시간인 위상시간을 살펴보기로 한다. 그림 2의 장벽에 입사되는 전자의

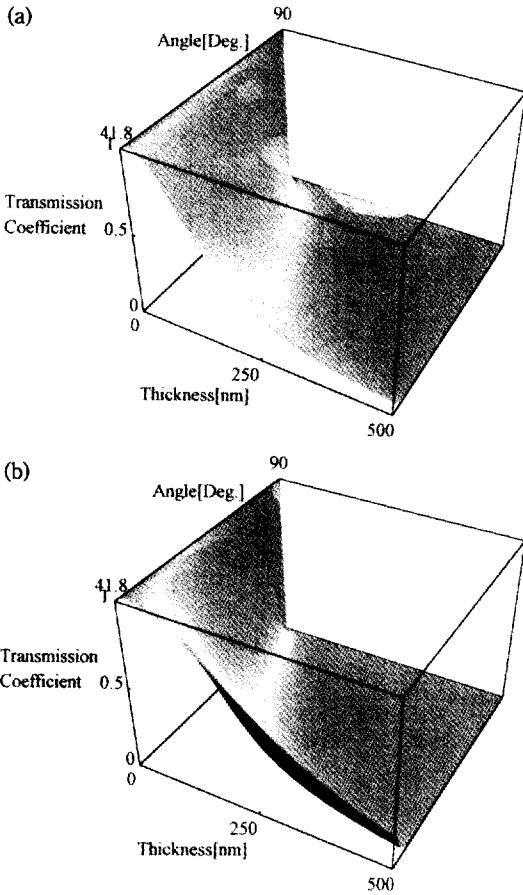


그림 3. 임계각보다 큰 입사각도 θ 와 공기층의 두께 d 에 따른 FTIR 터널링 계수 T (진공에서의 파장이 514.5 nm인 경우) (a) TE 편광의 경우 (b) TM 편광의 경우.

wave packet이 특정 $\hbar^2 k$ 를 중심으로 한 운동량 분포를 갖는 평면파들의 합으로 다음과 같이 표시된다고 하자.^[20]

$$\Psi_{inc}(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} g(k'-k) \times \exp\left\{i\left[k'(x+x_0) - \frac{E(k')t}{\hbar}\right]\right\} dk' \quad (21)$$

여기에서 $-x_0$ 는 시각 $t=0$ 에서의 wave packet의 중심 위치를 나타내며, g 함수는 k -공간에서의 wave packet의 분포를 나타내는 함수로서 충분히 좁은 폭을 갖는다고 가정하자. 투과(터널링)된 wave packet은 다음의 식으로 표시된다.

$$\Psi_{trans}(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(k') g(k'-k)$$

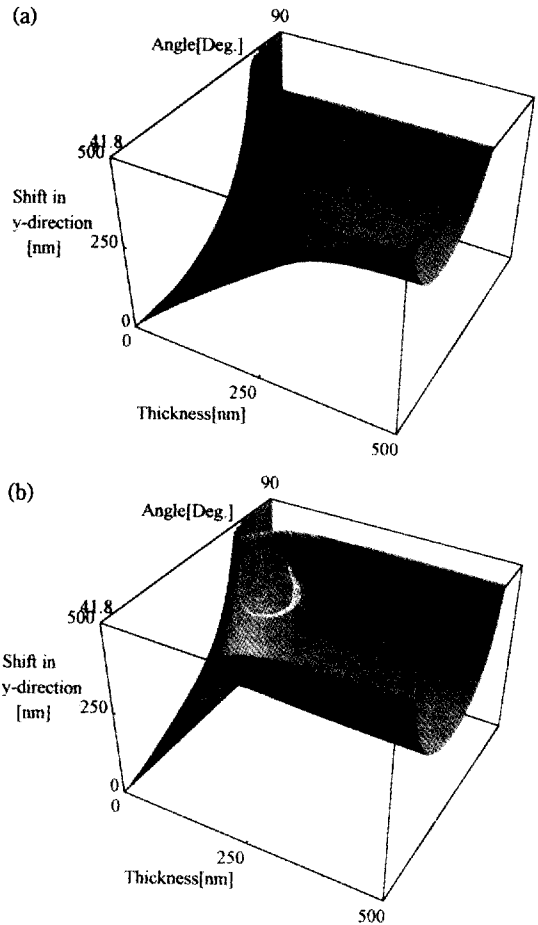


그림 4. 임계각보다 큰 입사각도 θ 와 공기층의 두께 d 에 따른 터널링 후의 y 축 편이 Δy (진공에서의 파장이 514.5 nm인 경우) (a) TE 편광의 경우 (b) TM 편광의 경우.

$$\begin{aligned} & \times \exp\left\{i\left[k'(x+x_0) - \frac{E(k')t}{\hbar}\right]\right\} dk' \\ & = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} |f(k')| g(k'-k) \\ & \times \exp\left\{i\left[k'(x+x_0) + \phi(k') - \frac{E(k')t}{\hbar}\right]\right\} dk' \end{aligned} \quad (22)$$

여기에서 f 함수는 식 (18)로 주어지는 함수이며

$$\phi(k) = \arg(f(k)) = \arctan\left\{\frac{\frac{m_2}{k^2} - \frac{m_1}{m_2} \gamma^2}{2k\gamma} \tanh \gamma d\right\} - kd \quad (23)$$

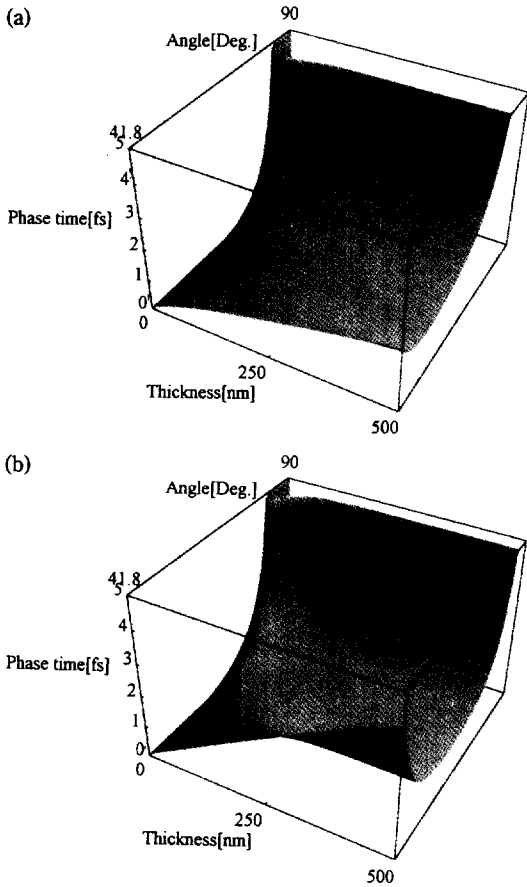


그림 5. 임계각보다 큰 입사각도 θ 와 공기층의 두께 d 에 따른 위상시간 τ (진공에서의 파장이 514.5 nm인 경우) (a) TE 편광의 경우 (b) TM 편광의 경우.

이다. 위상시간은 식 (22)의 피적분항에서 아래와 같은 조건을 만족하는 평면파 성분이 적분에 가장 큰 기여를 한다는 stationary-phase 가정^[20,21]에서 얻어진다.

$$\frac{\partial}{\partial k'} \left\{ k'(x+x_0) + \phi(k') - \frac{E(k')t}{\hbar} \right\} = 0 \quad (24)$$

이 식으로부터 터널링하는데 소요되는 시간이 다음과 같이 계산되며,^[15,21]

$$\delta t = \frac{m_1}{\hbar k} \left\{ \frac{\partial \phi(k)}{\partial k} + d \right\} \quad (25)$$

그 결과는 다음과 같다.^[8]

$$\delta t = \frac{m_1}{\hbar^2 k \gamma} \times$$

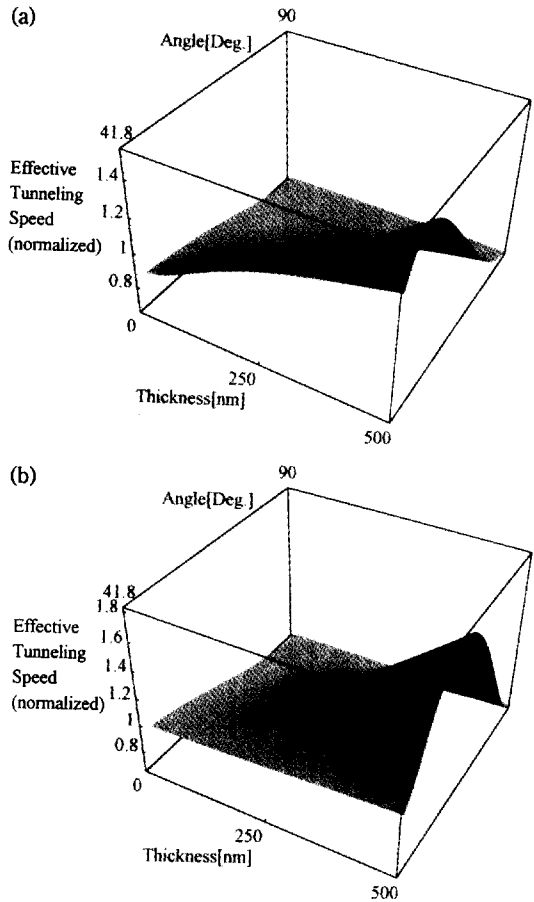


그림 6. 임계각보다 큰 입사각도 θ 와 공기층의 두께 d 에 따른 규격화된 효과적 터널링 속력 s/c (진공에서의 파장이 514.5 nm인 경우) (a) TE 편광의 경우 (b) TM 편광의 경우.

$$\frac{\left\{ \left(\frac{m_2}{m_1} + 1 \right) k^2 \gamma^2 + \left(\frac{m_2}{m_1} \right)^2 k^2 + \frac{m_1}{m_2} \gamma^4 \right\} \sinh(2\gamma d) - 2dk^2 \gamma \left\{ \left(\frac{m_2}{m_1} \right)^2 k^2 - \gamma^2 \right\}}{4k^2 \gamma^2 \cosh^2(\gamma d) + \left(\frac{m_2}{m_1} k^2 - \frac{m_1}{m_2} \gamma^2 \right)^2 \sinh^2(\gamma d)} \quad (26)$$

효과질량 m_2 가 m_1 과 같을 경우 식 (26)은 잘 알려진 다음과 같은 Hartman의 식^[21]이 된다.

$$\delta t = \frac{m_1}{\hbar k \gamma} \frac{\left(\frac{2m_1}{\hbar} V_0 \right)^2 \sinh(2\gamma d) - 2dk^2 \gamma (k^2 - \gamma^2)}{4k^2 \gamma^2 \cosh^2(\gamma d) + (k^2 - \gamma^2)^2 \sinh^2(\gamma d)} \quad (27)$$

새로운 위상 $\phi_d(k)$ 를 식 (15)를 참고로 하여 다음과 같이 정의하면

$$\begin{aligned} \phi_d(k) &\equiv \arg\left(\frac{\Psi_{trans}(x=d)}{\Psi_{inc}(x=0)}\right) \\ &= \arg\left(\frac{F \exp(ikd)}{A}\right) = \phi(k) + kd \end{aligned} \quad (28)$$

식 (23), (28)로부터

$$\phi_d(k) = \text{actan}\left\{\frac{\frac{m_2}{m_1}k^2 - \frac{m_1}{m_2}\gamma^2}{2k\gamma} \tanh\gamma d\right\} \quad (29)$$

을 얻고 위상시간의 식인 식 (25)는 다음과 같이 표현된다.

$$\delta t = \frac{m_1}{\hbar k} \frac{\partial \phi_d(k)}{\partial k} \quad (30)$$

IV. TM 편광된 광자의 터널링 시간 및 TE 편광된 경우와의 비교

전자와 같이 Schrödinger 방정식으로 기술되는 파동함수에 대해 그 절대값 제곱이 그 입자의 확률밀도분포를 나타낸다. 따라서, 터널링된 wave packet의 peak치 또는 평균위치는 터널링된 입자의 그 시각에서의 확률이 가장 높은 위치 또는 ensemble 평균위치를 나타낸다. 광파의 wave packet은 Schrödinger 방정식이 아니라, Maxwell 방정식에서 유도된 파동방정식으로 기술되지만, 양자광학적으로 wave packet에 대한 전기장의 제곱의 분포가 근사적으로 광자의 위치의 ensemble 평균분포로 취급될 수 있음이 알려져 있다.^[22] 따라서, 광자의 터널링 시간을 전자의 경우와 마찬가지로 투과된 wave packet의 특성을 이용해 모델링할 수 있다. 그림 1에서 광자의 wave packet이 터널링할 때, 터널링된 광자의 wave packet에 대해 식 (22)와 같은 적분형태에서 피적분항의 위상 ϕ_T 는 다음과 같이 표시된다.^[15]

$$\begin{aligned} \phi_T &= \phi(k_x) + k_x d + k_y - \omega t \\ &= \phi(k_x) + k_x d + \frac{n\omega}{c} y \sin\theta - \omega t \end{aligned} \quad (31)$$

이 위상 ϕ_T 를 \vec{k} 의 gradient에 대해 미분하는 과정을 통해 위상시간을 구할 수 있는데, 이를 \vec{k} 의 크기 또는 ω 와 \vec{k} 의 각도 θ 에 대한 미분으로 대신할 수 있다. 즉, 위상시간의 유도에 사용되는 stationary-phase 조건^[20]은 다음과 같이 된다.^[15]

$$\left(\frac{\partial \phi_T}{\partial \omega}\right)_\theta = 0 \quad (32)$$

$$\left(\frac{\partial \phi_T}{\partial \theta}\right)_\omega = 0 \quad (33)$$

식 (31)을 식 (33)에 대입하면, 광자가 터널링되어 나올 때의 y 축 방향으로의 편이 Δy 를 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\Delta y = -\frac{c}{n\omega \cos\theta} \left(\frac{\partial \phi_d}{\partial \theta}\right)_\omega \quad (34)$$

여기에서 $\phi_d(\omega, \theta)$ 는 광자의 터널링에 대한 위상인데, 이는 전자의 터널링에 대한 위상의 식 (29)로부터 얻을 수 있다. TE 편광의 경우 식 (29), (9), (10), (16), (17)을 이용하고 $m_1 = m_2$ 임을 고려하면 다음의 결과를 얻는다.

$$\begin{aligned} \phi_d(\omega, \theta) &= \arctan\left\{\frac{n^2 \cos^2 \theta - (n^2 \sin^2 \theta - 1)}{2n \cos\theta \sqrt{n^2 \sin^2 \theta - 1}}\right. \\ &\quad \left. \times \tanh\left(\frac{\omega}{c} \sqrt{n^2 \sin^2 \theta - 1} d\right)\right\} \end{aligned} \quad (35)$$

TM 편광의 경우에는 식 (29), (9), (10), (11), (16), (17)을 이용하면 $\phi_d(\omega, \theta)$ 가 다음과 같이 유도된다.

$$\begin{aligned} \phi_d(\omega, \theta) &= \arctan\left\{\frac{\cos^2 \theta - n^2 (n^2 \sin^2 \theta - 1)}{2n \cos\theta \sqrt{n^2 \sin^2 \theta - 1}}\right. \\ &\quad \left. \times \tanh\left(\frac{\omega}{c} \sqrt{n^2 \sin^2 \theta - 1} d\right)\right\} \end{aligned} \quad (36)$$

그림 4는 TE 편광과 TM 편광의 경우에 대해 임계각보다 큰 입사각도 θ 와 공기층의 두께 d 에 따른 Δy 의 변화를 보여준다. 여기에서 TE 편광의 경우에는 ϕ_d 의 식으로 식 (35)를 사용하여야 하고, TM 편광의 경우에는 식 (36)을 사용하여야 한다. 그림 4에서 고정된 입사각도에 대해 d 가 증가하면 Δy 는 점점 포화되는 것을 볼 수 있다. 그러나, TE 편광의 경우와 TM 편광의 경우 Δy 가 서로 차이를 나타냄을 알 수 있다.

터널링 시간(위상시간) τ 는 식 (33)으로부터 얻는다. 즉,

$$\left(\frac{\partial \phi_d}{\partial \omega}\right)_\theta + \frac{n}{c} \Delta y \sin\theta - \tau = 0 \quad (37)$$

을 얻고, 식 (34)를 이용하면 다음의 식을 얻는다.^[15]

$$r = \left(\frac{\partial \phi_d}{\partial \omega}\right)_\theta - \frac{\tan\theta}{\omega} \left(\frac{\partial \phi_d}{\partial \theta}\right)_\omega \quad (38)$$

그림 5는 TE 편광과 TM 편광의 경우에 대해 임계각보다 큰 입사각도 θ 와 공기층 두께 d 에 따른 위상시간 τ 의 변화를 보여준다.

그림 6은 임계각보다 큰 입사각도 θ 와 공기층 두께 d 에 따른 효과적 터널링 속력을 보여준다. 여기에서 효과적 터널링 속력이란 $\sqrt{(\Delta y)^2 + d^2}$ 의 거리를 광자가 투과하는 평균속력을 뜻한다. 즉, 효과적 터널링 속력 s 는

$$s \equiv \frac{\sqrt{(\Delta y)^2 + d^2}}{\tau} \quad (39)$$

로 정의된다. 여기에서 Δy 와 τ 는 각각 식 (34), (38)로 주어진다. 그림 6에서는 s 를 진공에서의 빛의 속력 c 에 대해 규격화(normalization)하여 나타내었다. 그림 6에서 $s/c > 1$ 인 영역이 존재함을 볼 수 있으며, 이는 광자의 wave packet의 peak가 빛보다 빠르게 터널링하는 superluminal 영역에 해당한다. 이러한 영역에서는 광자의 평균 터널링 속력이 진공에서의 빛의 속력보다 빠르다. 그러나, 이것이 Einstein의 인과율에 모순되지는 않는다. Wave packet의 앞단의 투과속도는 진공에서의 빛의 속력보다 빠를 수 없다.^[23] 즉, 터널링되는 광자의 wave packet의 앞단은 superluminal 특성을 보이지 않으며, wave packet의 peak 또는 평균치가 superluminal 특성을 나타낸다.^[13,14] 본 논문에서 사용한 위상시간 모델의 한계성에 대한 연구는 앞으로 수행되어야 할 것이다. FTIR 구조에서 공기층의 두께를 늘릴 경우 위상시간 모델에 의하면 wave packet peak의 터널링 시간은 포화된다. 그러나, 이것이 wave packet 앞단을 추월할 수는 없으므로 어느 정도의 범위 이상에서는 위상시간 모델이 적합하지 않을 것이다.

V. 결 론

본 논문에서는 TM 편광된 광자의 FTIR 터널링 문제를, 효과질량이 다른 포텐셜 장벽영역을 전자가 1차원적으로 터널링하는 문제로 변환할 수 있음을 보였다. 이를 이용하여 TM 편광된 광자가 FTIR 터널링을 하는데 소요되는 시간인 위상시간과 터널링되어 나오는 평균위치를 최초로 계산하였다. 그 결과는 TE 편광의 경우와 차이를 나타낸다. TE 편광의 경우와 TM 편광의 경우 모두 광자의 wave packet peak의 터널링 속도가 빛의 속도보다 빠른 경우가 존재함을 이론적으로 확인하였다. 본 논문에서 보인 TE 편광의 경우에 대한 위상시간과 터널링 후의 위치의 그래프도 저자들이 아는 한 최초로 발표되는 것이다. 이는 Steinberg와 Chiao의 논의에서와^[15] 달리, 위상 ϕ 를 식 (35)에서와 같이, 특수한 경우가 아닌 일반적인 형태로 표시했기 때문이다.

참 고 문 헌

- [1] M. Büttiker and R. Landauer, *Physical Review Letters*, **49**, 1739 (1982).
- [2] M. Büttiker, *Physical Review B*, **27**, 6178 (1983).
- [3] P. Thanikasalam, R. Venkatasubramanian, and M. Cahay, *IEEE J. of Quantum Electronics*, **29**, 2451 (1993).
- [4] R. Y. Chiao, *Int. Conf. on Lasers*, Paper TH-2, Tahoe, U. S. A., Dec. 1993.
- [5] A. M. Steinberg, P. G. Kwiat, and R. Y. Chiao, *Physical Review Letters*, **71**, 708 (1993).
- [6] D. Bohm, *Quantum Theory* (Prentice-Hall, New York, 1951), pp. 257-261.
- [7] E. P. Wigner, *Physical Review*, **98**, 145 (1955).
- [8] B. Lee, *Superlattices and Microstructures*, **14**, 295 (1993).
- [9] B. Lee and W. Lee, *Superlattices and Microstructures*, **18**, 177 (1995).
- [10] B. Lee and W. Lee, *22nd Int. Symp. on Compound Semiconductors*, Paper PW-15, Cheju, Aug. 1995.
- [11] 이병호, 이 옥, *전자공학회논문지*, **33A**, 94 (1996).
- [12] 이 옥, 이병호, *전기학회논문지*, **45**, 159 (1996).
- [13] R. Y. Chiao, P. G. Kwiat, and A. M. Steinberg, *Scientific American*, **269**, 38 (1993).
- [14] Ch. Spielmann, R. Szipöcs, A. Stingl, and F. Krausz, *Physical Review Letters*, **73**, 2308 (1994).
- [15] A. M. Steinberg and R. Y. Chiao, *Physical Review A*, **49**, 3283 (1994).
- [16] R. Y. Chiao, P. G. Kwiat, and A. M. Steinberg, *Physica B*, **175**, 257 (1991).
- [17] T. K. Gaylord G. N. Henderson, and E. N. Glytsis, *J. Opt. Soc. Am. B*, **10**, 333 (1993).
- [18] O. von Roos, *Physical Review B*, **27**, 7547 (1983).
- [19] G. T. Einevoll, P. C. Hemmer, and J. Thomsen, *Physical Review B*, **42**, 3485 (1990).
- [20] R. L. Liboff, *Introductory Quantum Mechanics*, 2nd ed. (Springer-Verlag, New York, 1995), pp. 238-240.
- [21] T. E. Hartman, *J. Appl. Phys.*, **33**, 3427 (1962).
- [22] I. H. Deutsch and J. C. Garrison, *Physical Review A*, **43**, 2498 (1991).
- [23] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, 2nd ed. (John Wiley & Sons, New York, 1975), pp. 313-326.

TM Polarized Photon Tunneling in a Frustrated Total Internal Reflection Structure

Byoungho Lee and Wook Lee

School of Electrical Engineering, Seoul National University, Seoul 151-742, Korea

(Received: January 29, 1996)

TM polarized photon tunneling time and the position where TM photons appear after two-dimensional tunneling in a frustrated total internal reflection (FTIR) structure are calculated. This is done by converting the FTIR tunneling problem of TM photons to an electron tunneling problem with a position-dependent effective mass for a heterostructure potential barrier. Derived results are compared with TE photon cases.