

4.5 표면파(Evanescent wave)

- 밀도가 큰 매질에서 작은 매질로 빛이 입사할 경우에 입사파, 반사파 및 투과파의 세기에 대해서 알아보았음
- 특히 임계각보다 큰각($\theta_c \leq \theta_i \leq 90^\circ$)으로 입사하는 경우에 경계면에서 전반사가 일어나 모든 입사 에너지가 입사매질로 반사됨
- 그렇다면 이러한 전반사는 절대적으로 옳은 것인가?
- 다시 말해서 경계면을 지나 밀도가 작은 두 번째 매질 내에는 전자기파가 전혀 존재하지 않느냐 하는 문제
- 사실은 그렇지 않고 경계면을 지나 두 번째 매질 내의 작은 영역에 걸쳐 전자기파에 의한 전기장과 자기장이 존재하는 데, 이러한 빛을 **표면파 (Evanescent wave)** 라 부름

4.5 표면파(Evanescent wave)

이는 투과된 빛의 전기장에 대한 파동함수를 고려함으로써 이해가 가능하다. 투과된 빛에 대한 전기장은

$$\vec{E}_{trans} = \vec{E}_t e^{i(\vec{k}_t \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (4.5.1)$$

와 같이 표현되며, \vec{k}_t 는 투과매질에서의 파수벡터, ω 는 입사하는 빛의 진동수이다.

4.5 표면파(Evanescent wave)

한 식 (4.5.1)에서의 $\vec{k}_t \cdot \vec{r}$ (그림 4.14 참조)은

$$\begin{aligned}\vec{k}_t \cdot \vec{r} &= (k_t \sin \theta_t \hat{x} + k_t \cos \theta_t \hat{y}) \cdot (x \hat{x} + y \hat{y}) = k_t x \sin \theta_t + k_t y \cos \theta_t \quad (4.5.2) \\ &= k_t x \sin \theta_t + k_t y \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta_i}{n^2}} \\ &= k_t x \sin \theta_t + i k_t y \sqrt{\frac{\sin^2 \theta_i}{n^2} - 1}\end{aligned}$$

와 같이 표현되며, 식 (4.5.2)의 최종 표현식을 얻기 위하여 스넬의 법칙을 사용하였으며, $n = n_t/n_i$ 은 두 매질에 대한 상대 굴절률이다. 즉,

$$\cos \theta_t = \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta_i}{n^2}} = i \sqrt{\frac{\sin^2 \theta_i}{n^2} - 1} \quad (4.5.3)$$

전반사가 일어나기 위한 조건은 $\sin \theta_i > n$ 이므로 식 (4.5.3)에서 $\cos \theta_t$ 는 허수가 됨

4.5 표면파(Evanescent wave)

식 (4.5.2)을 식 (4.5.1)에 대입하면, 식 (4.5.1)은

$$\vec{E}_{trans} = \vec{E}_t e^{i(k_t x \sin\theta_t + i k_t y \sqrt{\frac{\sin^2\theta_i}{n^2} - 1} - \omega t)} = \vec{E}_t e^{-\alpha y} e^{i(k_1 x - \omega t)} \quad (4.5.4)$$

으로 표현되며, 여기서

$$\alpha = k_t \sqrt{\frac{\sin^2\theta_i}{n^2} - 1} \quad \text{및} \quad k_1 = k_t \sin\theta_t = \frac{k_t \sin\theta_i}{n} \quad (4.5.5)$$

식 (4.5.4)에서 $e^{-\alpha y}$ 은 빛이 경계면으로부터 소한매질로 진행할 때 침투깊이(그림 4.14에서 y 방향으로 침투깊이)에 따라서 표면파의 진폭이 지수 함수적으로 감쇄됨을 의미한다. 식 (4.5.4)의 복소 지수함수 $e^{i(k_1 x - \omega t)}$ 는 x -방향(경계면에 나란하게)으로 $\omega/k_1 = \omega n/k_t \sin\theta_i$ 의 위상속력을 가지고 진행하는 조화파에 대한 표현식으로 위상속도 ω/k_1 는 밀한매질에서의 평면파에 대한 위상 속도(ω/k_i)보다도 $1/\sin\theta_i$ 만큼 더 크다.

4.5 표면파(Evanescent wave)

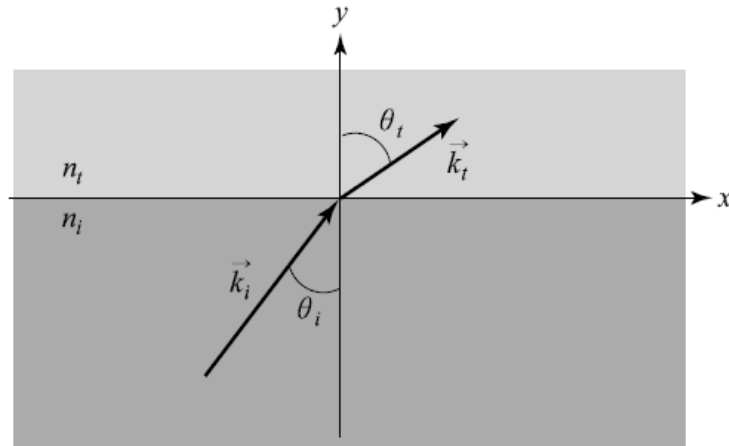


그림 4.14 소한 매질로 침투한 표면파에 대한 그림

즉, 입사매질에서의 파수벡터를 k_i 라고 하면, $k_i = n_i k_0$ (k_0 : 진공에서의 파수 벡터, n_i : 입사매질의 굴절률), 투과매질에서의 파수벡터는 $k_t = n_t k_0$ 로 표현된다[자세한 것은 식 (4.2.8) 참조]. 따라서 표면파에 대한 위상속도는 $\frac{\omega}{k_t} = \frac{\omega n}{k_t \sin \theta_i} = \frac{\omega}{n_t k_0 \sin \theta_i} \frac{n_t}{n_i} = \frac{\omega}{n_i k_0 \sin \theta_i} = \frac{\omega}{k_i} \frac{1}{\sin \theta_i}$ 이 되며, (그림 4.14에서) 입사매질인 밀한 매질에서의 위상 속도보다 $1/\sin \theta_i$ 만큼 더 크음을 알 수 있다.

4.5 표면파(Evanescent wave)

x -방향으로 진행하는 파의 진폭은 y -방향으로 매우 급격히 감쇄한다. 파의 진폭이 $y=0$ 인 경계면에서의 진폭 값의 $1/e$ 로 떨어지는 거리를 침투깊이라고 한다. 따라서 표면파에 대한 침투 깊이 l 은

$$l = \frac{1}{k_t \sqrt{\frac{\sin^2 \theta_i}{n^2} - 1}} \quad (4.5.6)$$

와 같이 주어진다. 입사하는 빛의 파장이 $\lambda = 500 \text{ nm}$ 이며, 유리($n_i = 1.5$)에서 공기($n_t = 1.0$)로 입사각 $\theta_i = 45^\circ$ 로 입사하는 경우에 침투 깊이는 $|l| \sim 200 \text{ nm}$ 으로 입사하는 빛의 파장정도이다. 이와 같이 소한매질로 침투된 표면파는 손실이 없는 매질 (lossless medium)에 의해 흡수되는 것이 아니라 경계면으로 되돌아온다.

4.5 표면파(Evanescent wave)

- 표면파가 소한매질 내에 존재한다는 사실은 실험적으로 설명이 된다.
- 표면파의 존재를 설명해주는 한 예를 그림 4-15에 나타내었다.
- 그림 4-15는 두 개의 45-90-45°의 유리 프리즘을 대각선 방향으로 서로 마주 보되 접촉되지 않게 배치된 것을 나타낸 것이다.
- 프리즘 1과 프리즘 2 사이에 있는 소한매질의 경계층을 통과한 빛은 두 프리즘 사이의 간격에 의존하는 것으로 알려졌으며 이는 표면파의 존재를 설명해 주는 한 예이다.

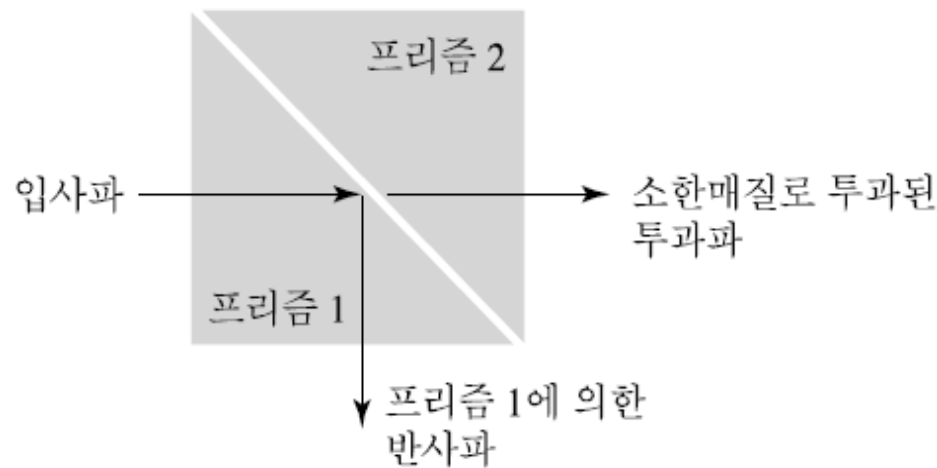


그림 4.15 표면파의 존재를 보여주는 방법

4.6 내부 전반사에서의 위상변화

$\sin\theta_i > n$ 인 경우에, 식 (4.6.1)과 식 (4.6.2)의 제곱근의 값은 음수(-)가 되어 반사계수(r_s, r_p)는 허수(i)를 사용하여 아래와 같이 표현할 수 있다.

$$r_s = \frac{\cos\theta_i - \sqrt{n^2 - \sin^2\theta_i}}{\cos\theta_i + \sqrt{n^2 - \sin^2\theta_i}} = \frac{\cos\theta_i - i\sqrt{\sin^2\theta_i - n^2}}{\cos\theta_i + i\sqrt{\sin^2\theta_i - n^2}} \quad (4.6.1)$$

$$r_p = \frac{-n^2\cos\theta_i + \sqrt{n^2 - \sin^2\theta_i}}{n^2\cos\theta_i + \sqrt{n^2 - \sin^2\theta_i}} = \frac{-n^2\cos\theta_i + i\sqrt{\sin^2\theta_i - n^2}}{n^2\cos\theta_i + i\sqrt{\sin^2\theta_i - n^2}} \quad (4.6.2)$$

식 (4.6.1)과 식 (4.6.2)에 공액 복소수를 곱해줌으로서 반사계수들의 절대값의 제곱이 “1”이 됨을 쉽게 알 수 있으며, 이는 내부 입사각이 임계각보다 같거나 클 경우에 $R=1$ 이 되어 전반사가 일어남을 의미한다. 또한 반사계수가 복소수로 표현됨은 위상이 입사각에 따라서 변한다는 것을 의미하며, 이를 그림 4.16에 나타내었다.

4.6 내부 전반사에서의 위상변화

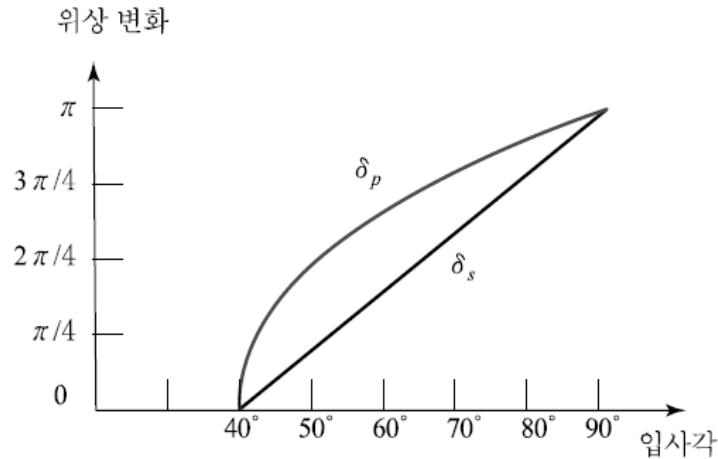


그림 4.16 내부 전반사에서의 위상변화

식 (4.6.1) 및 식 (4.6.2)에서 r_s, r_p 의 절대값이 둘 다 “1”이므로

$$r_s = \frac{\cos \theta_i - i \sqrt{\sin^2 \theta_i - n^2}}{\cos \theta_i + i \sqrt{\sin^2 \theta_i - n^2}} = e^{-i\delta_s} = \frac{ae^{-i\alpha}}{ae^{+i\alpha}} \quad (2\alpha = \delta_s) \quad (4.6.3)$$

$$r_p = \frac{-n^2 \cos \theta_i + i \sqrt{\sin^2 \theta_i - n^2}}{n^2 \cos \theta_i + i \sqrt{\sin^2 \theta_i - n^2}} = -e^{-i\delta_p} = -\frac{be^{-i\beta}}{be^{+i\beta}} \quad (2\beta = \delta_p) \quad (4.6.4)$$

와 같이 표현이 가능하다. 여기서, δ_s 와 δ_p 는 각각 TE-편광 및 TM-편광에 대한 위상의 변화를 의미한다.

광섬유(Optical Fiber)

$\sin\theta_i > n$ 인 경우에, 식 (4.6.1)과 식 (4.6.2)의 제곱근의 값은 음수(-)가 되어 반사계수(r_s, r_p)는 허수(i)를 사용하여 아래와 같이 표현할 수 있다.

$$r_s = \frac{\cos\theta_i - \sqrt{n^2 - \sin^2\theta_i}}{\cos\theta_i + \sqrt{n^2 - \sin^2\theta_i}} = \frac{\cos\theta_i - i\sqrt{\sin^2\theta_i - n^2}}{\cos\theta_i + i\sqrt{\sin^2\theta_i - n^2}} \quad (4.6.1)$$

$$r_p = \frac{-n^2\cos\theta_i + \sqrt{n^2 - \sin^2\theta_i}}{n^2\cos\theta_i + \sqrt{n^2 - \sin^2\theta_i}} = \frac{-n^2\cos\theta_i + i\sqrt{\sin^2\theta_i - n^2}}{n^2\cos\theta_i + i\sqrt{\sin^2\theta_i - n^2}} \quad (4.6.2)$$

식 (4.6.1)과 식 (4.6.2)에 공액 복소수를 곱해줌으로서 반사계수들의 절대값의 제곱이 “1”이 됨을 쉽게 알 수 있으며, 이는 내부 입사각이 임계각보다 같거나 클 경우에 $R=1$ 이 되어 전반사가 일어남을 의미한다. 또한 반사계수가 복소수로 표현됨은 위상이 입사각에 따라서 변한다는 것을 의미하며, 이를 그림 4.16에 나타내었다.