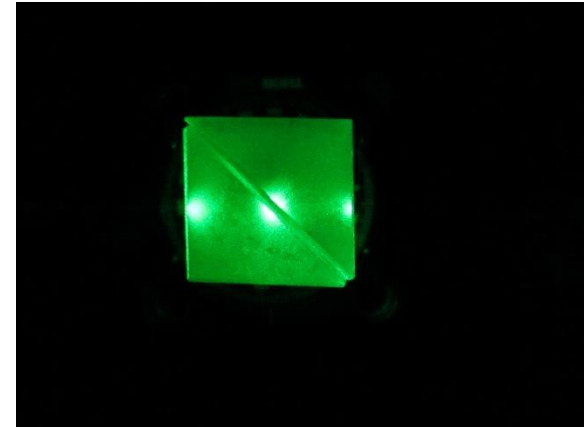
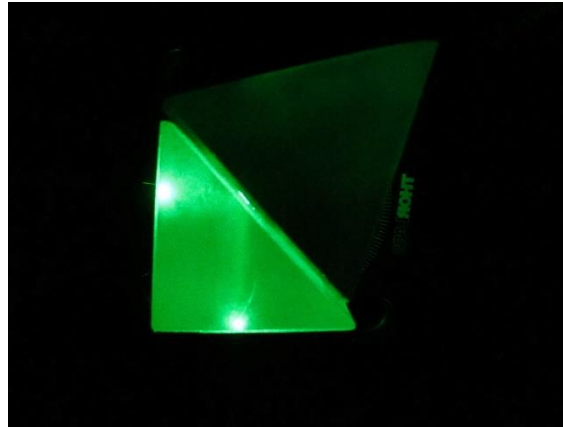
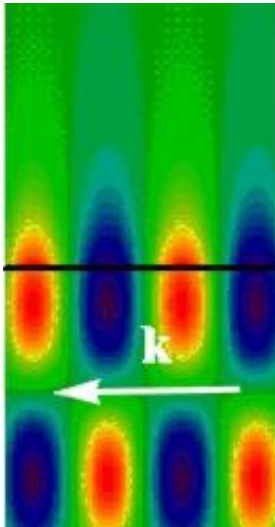
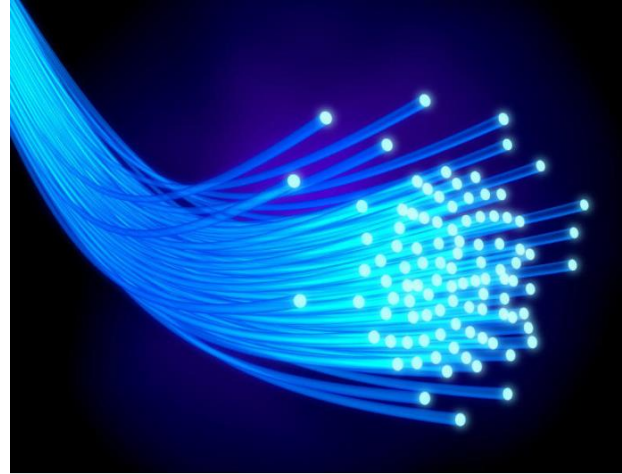
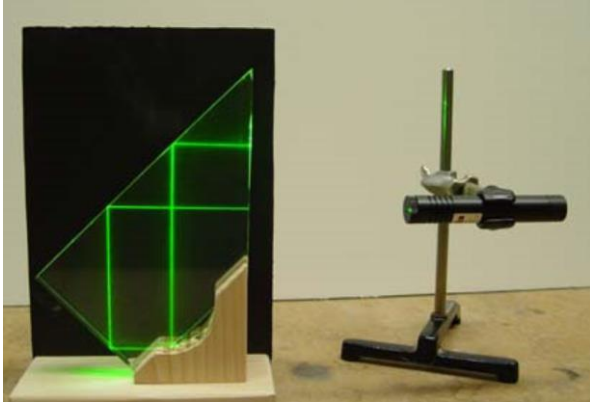
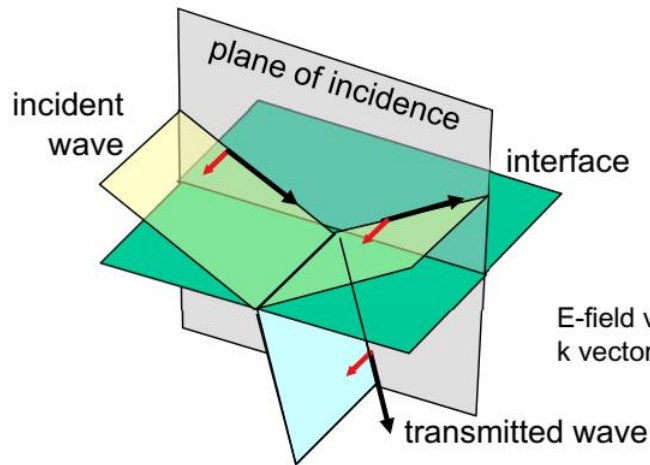


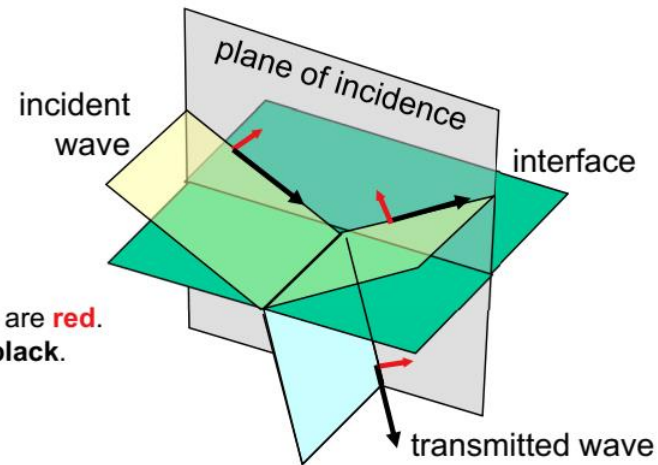
Reflexão Interna total e as ondas evanescentes



As equações de Fresnel



E-field vectors are **red**.
k vectors are **black**.



Luz com polarização “s”

$$r_{\perp} = \frac{n_i \cos(\theta_i) - n_t \cos(\theta_t)}{n_i \cos(\theta_i) + n_t \cos(\theta_t)}$$

$$t_{\perp} = \frac{2n_i \cos(\theta_i)}{n_i \cos(\theta_i) + n_t \cos(\theta_t)}$$

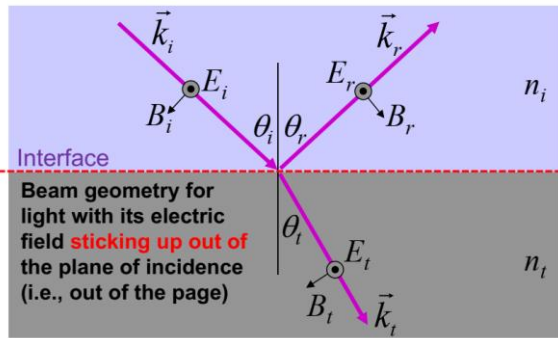
Luz com polarização “p”

$$r_{\parallel} = \frac{n_i \cos(\theta_t) - n_t \cos(\theta_i)}{n_i \cos(\theta_t) + n_t \cos(\theta_i)}$$

$$t_{\parallel} = \frac{2n_i \cos(\theta_i)}{n_i \cos(\theta_t) + n_t \cos(\theta_i)}$$

E a lei de Snell-Descarte é válida com ambas as polarizações $n_i \sin \theta_i = n_t \sin \theta_t$

Mudança de fase em reflexão



Na incidência normal $\theta_i = 0$

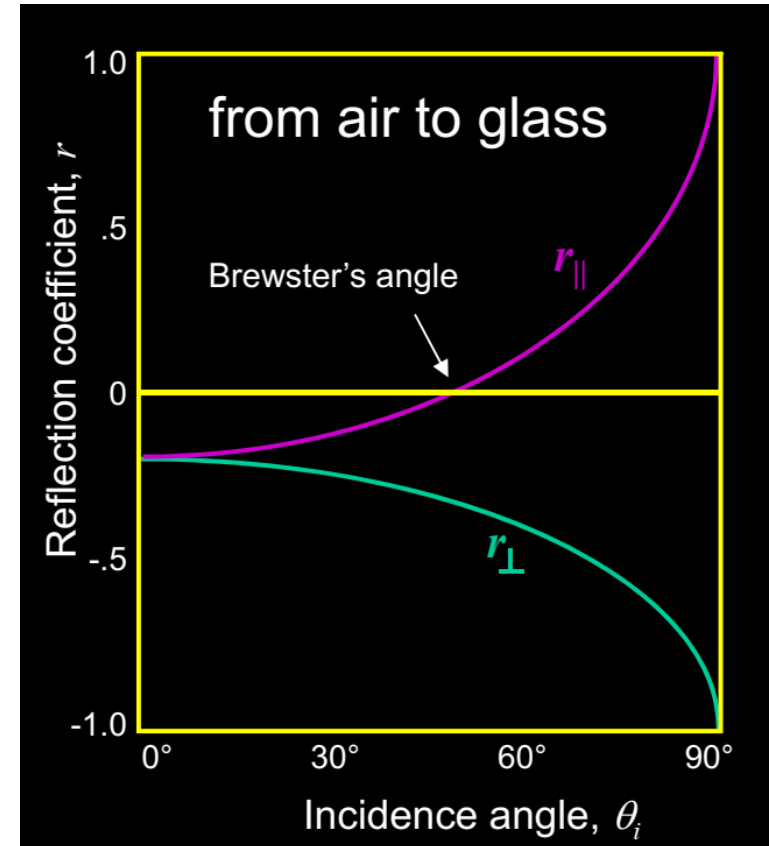
$$r_{\perp} = r_{\parallel} = \frac{n_i - n_t}{n_i + n_t} = -0.2 \text{ se } \begin{cases} n_i = 1 \\ n_t = 1.5 \end{cases}$$

Quando $n_i < n_t$ (ar \rightarrow vidro)

Haverá interferência **destrutiva** entre o feixe incidente e o feixe refletida na zona onde sobrepõem próximo da interface.

Se $n_i > n_t$ (vidro \rightarrow ar)

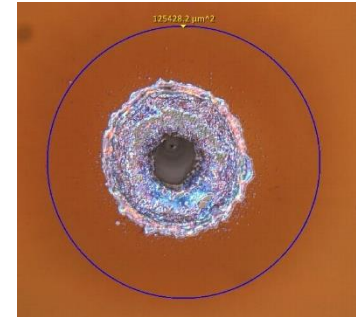
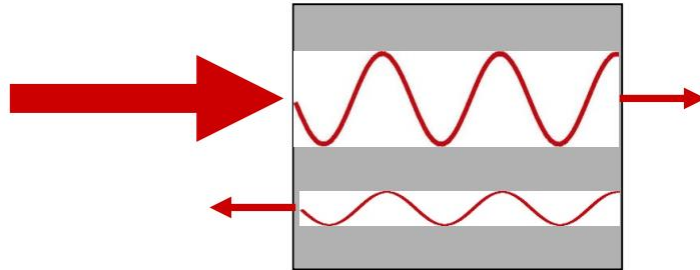
Haverá interferência **construtiva**



Nota: Para polarização p e ângulos maior do que o ângulo de Brewster r_{\parallel} é positivo

Efeito da fase

Aumentar gradualmente a intensidade dum feixe laser, onde se verificar os primeiro danos?



A resposta obvio parece ser a primeiro superfície,
mas interferência construtiva acontece na segunda superfície.
O efeito é significativo:

Na 1ª superfície

$$(1 - 0.2)^2 = 0.64$$

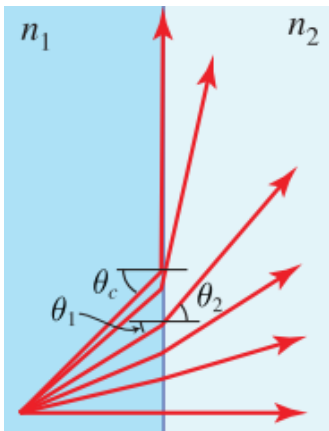
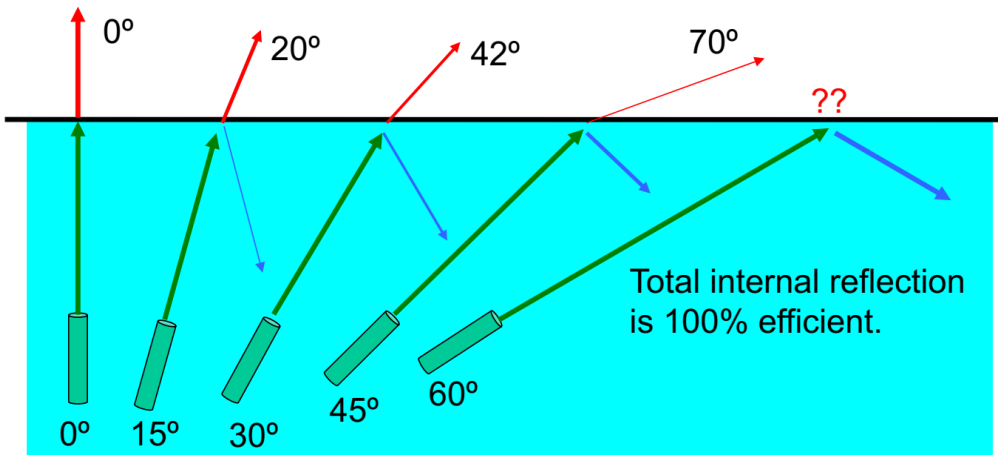
Na 2ª superfície

$$(1 + 0.2)^2 = 1.44$$

$$(n_{\text{vidro}} = 1.5)$$

O ângulo crítico

Se $n_i > n_t$



Na maneira que

$$\theta_i \rightarrow \theta_c$$

- O raio refratado enfraquece
- O raio refletido fortalece

Lei de Snell

$$n_i \sin \theta_i = n_t \sin \theta_t$$

Valor máximo do sin é 1

Existe um ângulo crítico para qual

$$\theta_t \rightarrow \pi / 2$$

O feixe se propaga ao longo da interface

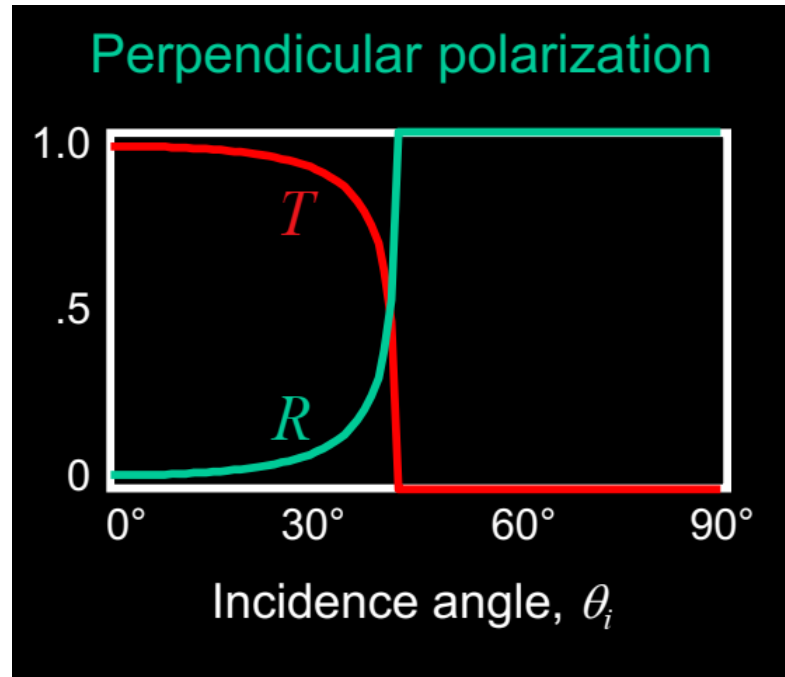
$$n_i \sin \theta_c = n_t \sin (\pi / 2) = n_t$$

$$\theta_c = \sin^{-1} \left(\frac{n_t}{n_i} \right)$$

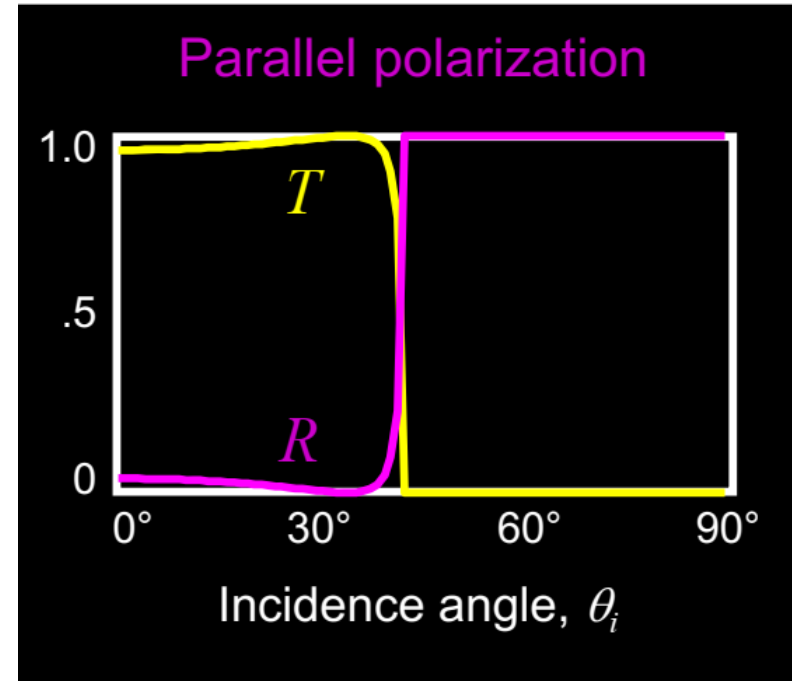
$$n_{H_2O} \approx \frac{4}{3} \quad \theta_c = \sin^{-1} \left(\frac{3}{4} \right) \approx 48.6^\circ$$

Transmitância e Reflectância (vidro → ar)

Polarização “s”

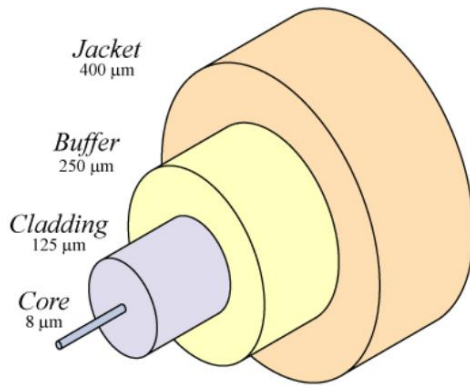


Polarização “p”



A potência transmitida tende para 0 ao aproximar o ângulo crítico

Fibra Óticas

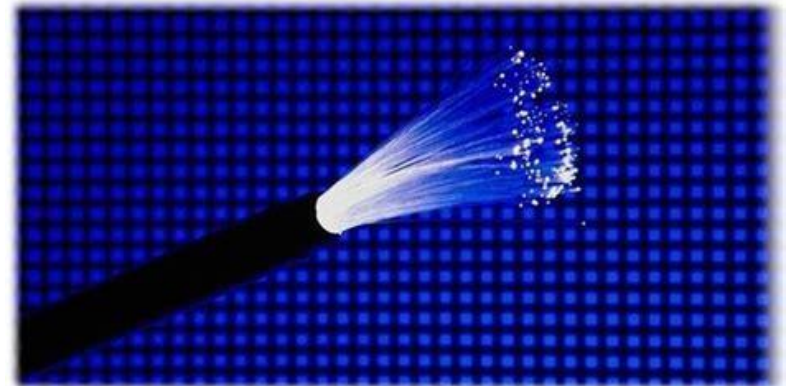
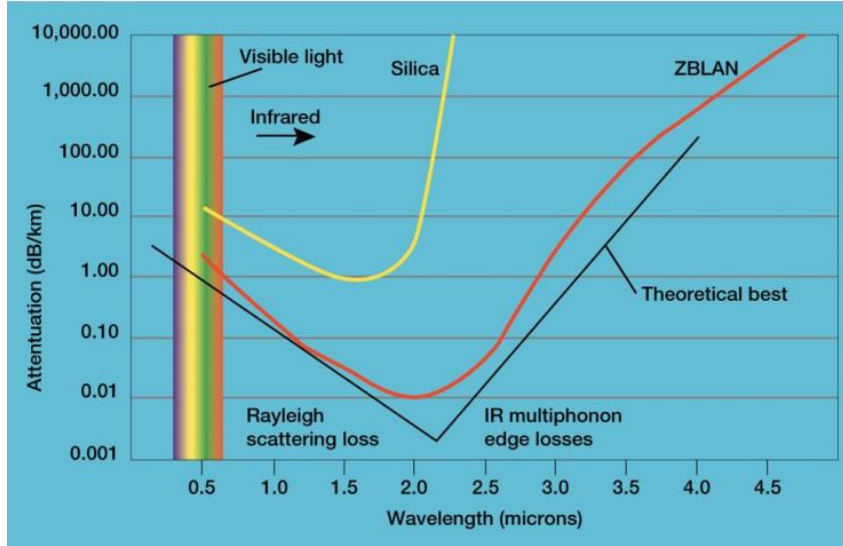


1965 Charles Kao propus que fibras ótica seriam viáveis se as perdas podiam ser reduzidos até cerca de 20 dB/km. Verificou que as perdas são dominados pelas impurezas no vidro sobre condições de reflexão interna completa.

1970 Corning Primeira fibra telecomunicações (17 dB/km)
~2% transmissão depois 1 km

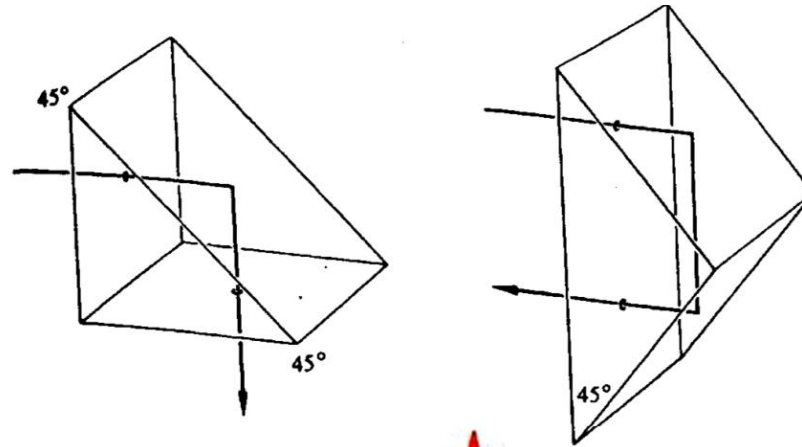
Estado de arte hoje ~0,2 dB/km taxa de envio de dados ~40 Gb/s

~96% transmissão depois 1 kkm

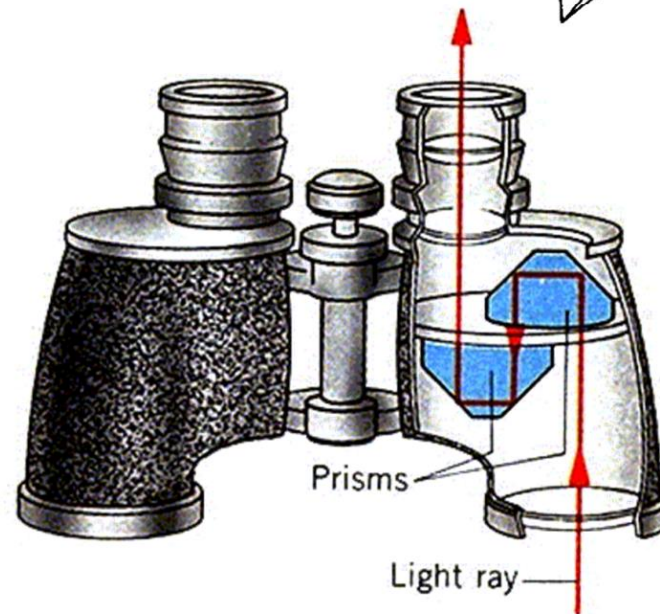


Outra aplicação

Beam steerers



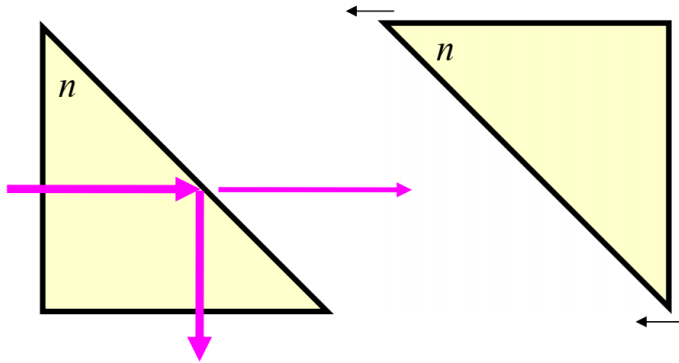
Beam steerers
used to compress
the path inside
binoculars



Também
aumenta o efeito
paralaxe

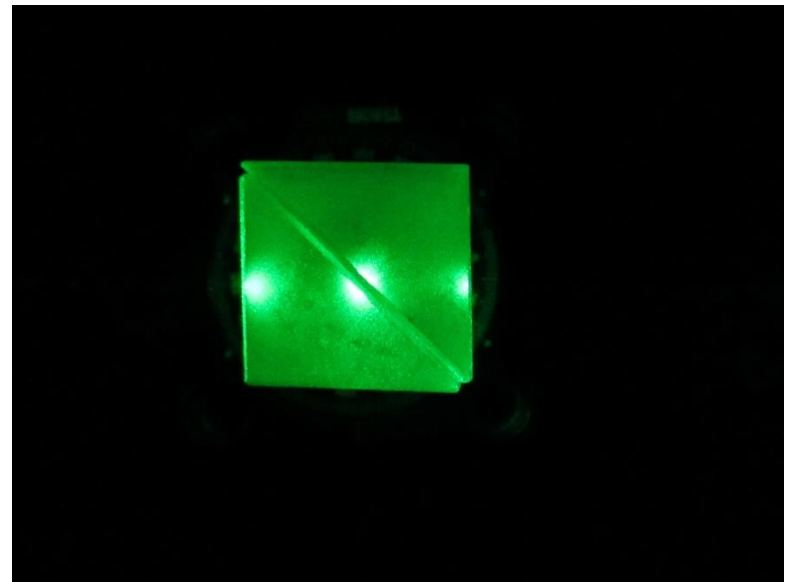
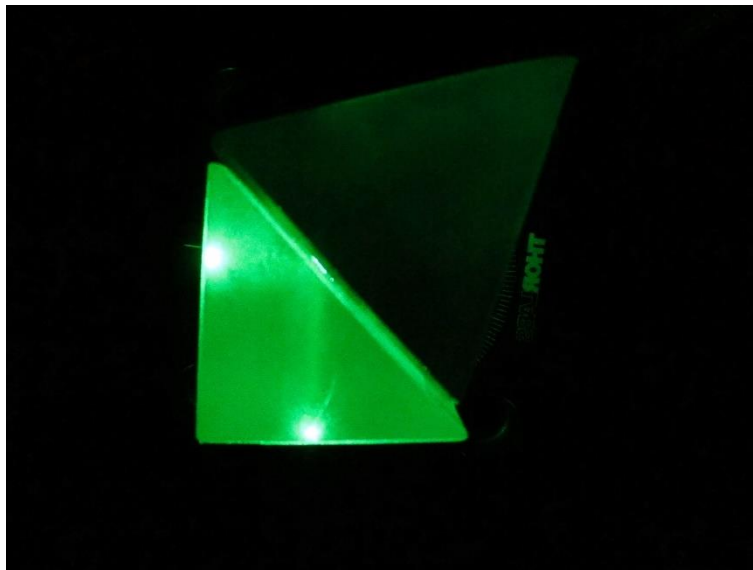
O que acontece quando....

Nas condições de reflexão interna completa
o que acontece se nos aproximamos um segundo prisma ?



Antes das superfícies se tocam,
começa aparecer um feixe transmitido.

O que está a acontecer no outro lado
duma reflexão interna completa?



Ondas que não se propagam em espaço

Uma onda plano a propagar ao longo do eixo dos zzs tem a forma

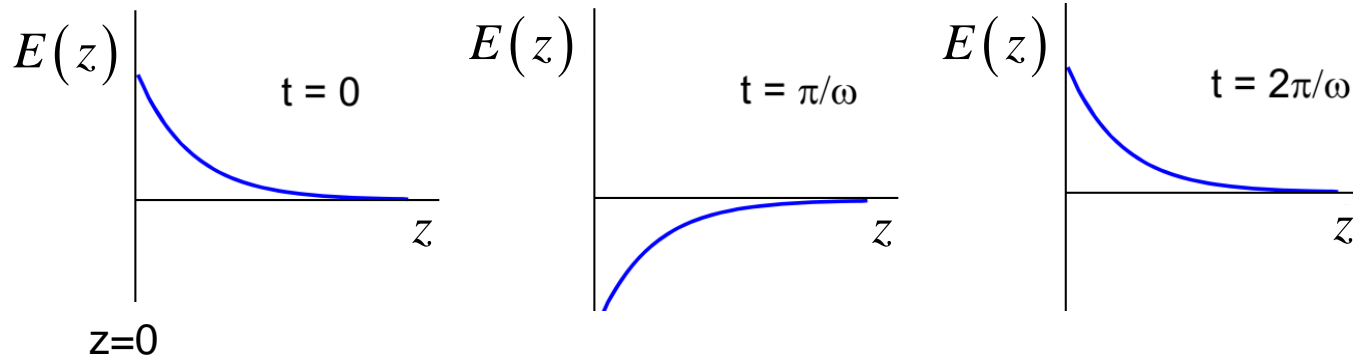
$$E(z, t) = E_0 \exp[i(kz - \omega t)]$$

O que acontece se o vetor de onda k passa ser um número imaginário

$$k \rightarrow i\beta \quad \beta \in \mathbb{R}$$

$$E(z, t) = E_0 \exp[i(i\beta z - \omega t)] = E_0 e^{-\beta z} e^{-i\omega t}$$

Continua oscilar no tempo mas não no espaço

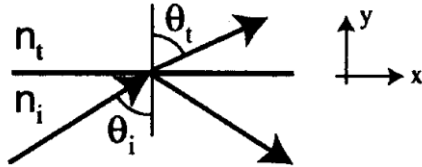


Parte real: $E(x, t) = E_0 e^{-\beta z} \cos(\omega t)$

È uma onda localizada no espaço, conhecida como uma **onda evanescente**

A onda evanescente

A onda evanescente é “transmitida” quando existe reflexão interna total.



Considere o caso de polarização “s”

$$r_{\perp} = r_s = \frac{n_i \cos \theta_i - n_t \cos \theta_t}{n_i \cos \theta_i + n_t \cos \theta_t}$$

Para $\theta_i > \theta_c = \sin^{-1}(n_t / n_i)$

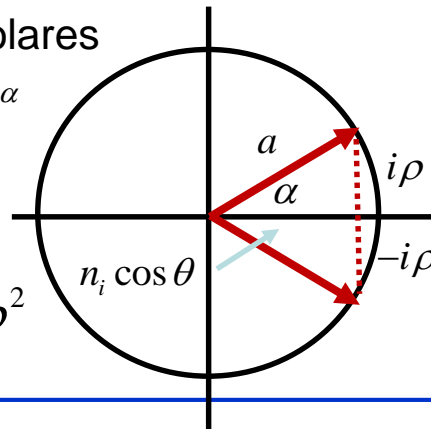
$$n_t \cos(\theta_t) = \sqrt{n_t^2 (1 - \sin^2(\theta_t))} = \sqrt{n_t^2 - n_i^2 \sin^2(\theta_i)} = i \sqrt{n_i^2 \sin^2(\theta_i) - n_t^2} \equiv i\rho \quad \rho \in \mathbb{R}$$

$$n_i \cos \theta_i \pm n_t \cos \theta_t \rightarrow n_i \cos \theta \pm i\rho$$

Em coordenados polares

$$n_i \cos \theta \pm i\rho \equiv ae^{\pm i\alpha}$$

$$a^2 = (n_i \cos \theta)^2 + \rho^2$$



$$r_{\perp} = \frac{ae^{-i\alpha}}{ae^{i\alpha}} = e^{-i2\alpha}$$

$$R_{\perp} = |r_{\perp}|^2 = 1$$

Toda a potência é refletida se $\theta_i > \theta_c$!

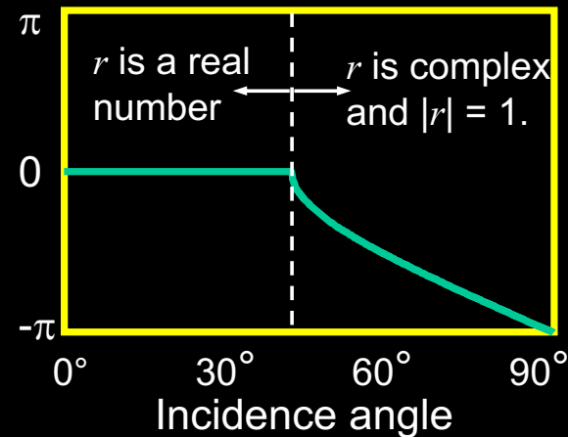
A onda evanescente não transporta potência

Variação de fase

No caso de reflexão interna completa a fase da onda refletida varia com o ângulo da incidência

vidro \rightarrow ar $n_i > n_t$

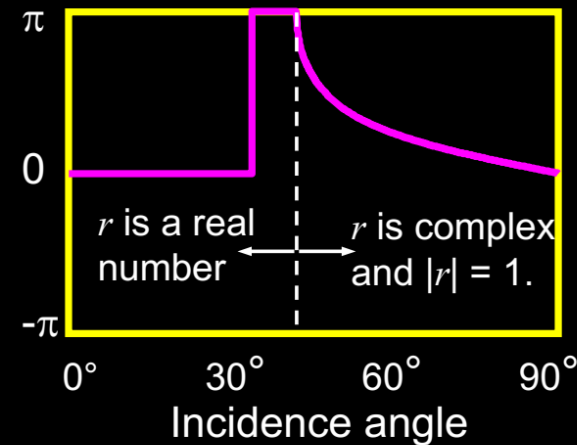
\perp



fase = 0 radianos para

$$\theta_i < \theta_c$$

\parallel



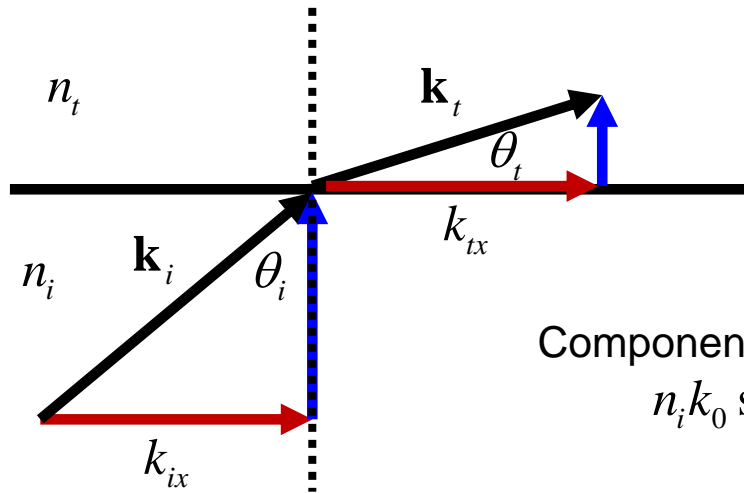
fase = 0 radianos para

$$\theta_i < \theta_B$$

fase = π radianos para

$$\theta_B < \theta_i < \theta_c$$

O vetor da propagação



Lei de Snell

$$n_i \sin \theta_i = n_t \sin \theta_t$$

Componente do vetor da propagação ao longo da interface

$$n_i k_0 \sin \theta_i = n_t k_0 \sin \theta_t$$

$$k_{ix} = k_{tx}$$

Componente do vetor da propagação perpendicular da interface

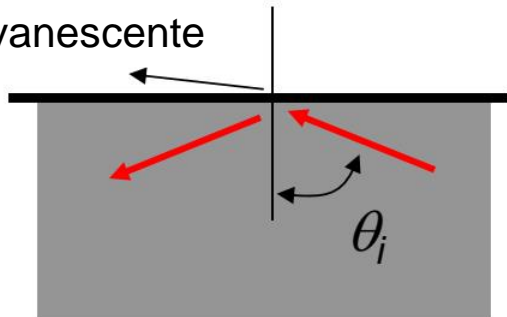
$$\begin{aligned} k_{ty} &= n_t k_0 \cos \theta_t = n_t k_0 \sqrt{1 - \sin^2(\theta_t)} \\ &= k_0 \sqrt{n_t^2 - n_i^2 \sin^2(\theta_i)} = i k_0 \sqrt{n_i^2 \sin^2(\theta_i) - n_t^2} \quad \theta_i > \theta_c \\ &\equiv i\beta \end{aligned}$$

Onda que propaga ao longo da interface
e decai exponencialmente na direção perpendicular

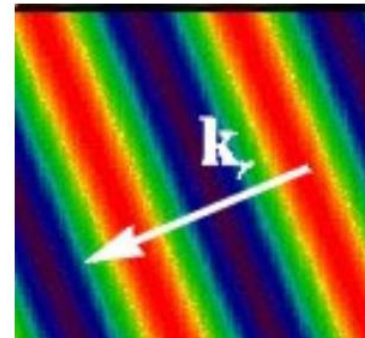
$$E_t(x, y, t) = E_0 \exp \left[i \left(k_{tx} x + k_{ty} y - \omega t \right) \right] = E_0 e^{-\beta y} \exp \left[i \left(n_i k_0 \sin \theta_i x - \omega t \right) \right]$$

A onda evanescente

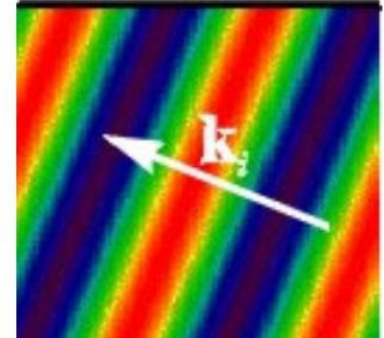
A onda evanescente



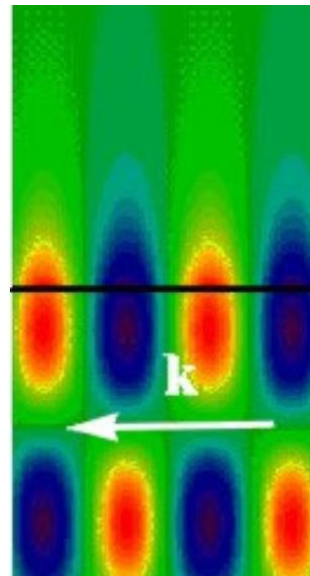
A onda refletida



A onda incidente



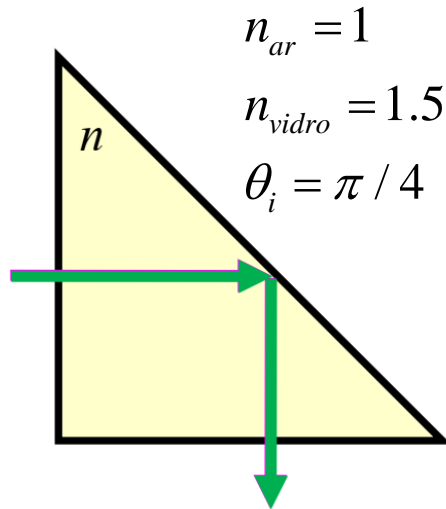
A onda total



Onda evanescente
decai numa distância $\sim 1/\beta$

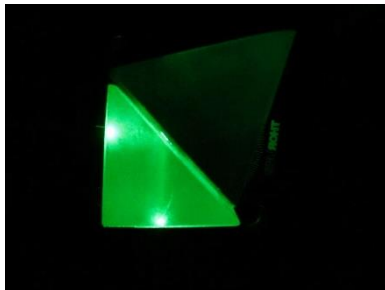
A sobreposição das ondas
incidentes e refletidas

Um exemplo numérico



$$\theta_c = \sin^{-1}(1/1.5) \approx 41.8^\circ$$

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\left(\frac{n_{vidro}}{n_{ar}}\right)^2 \sin^2(\theta_i) - 1}$$



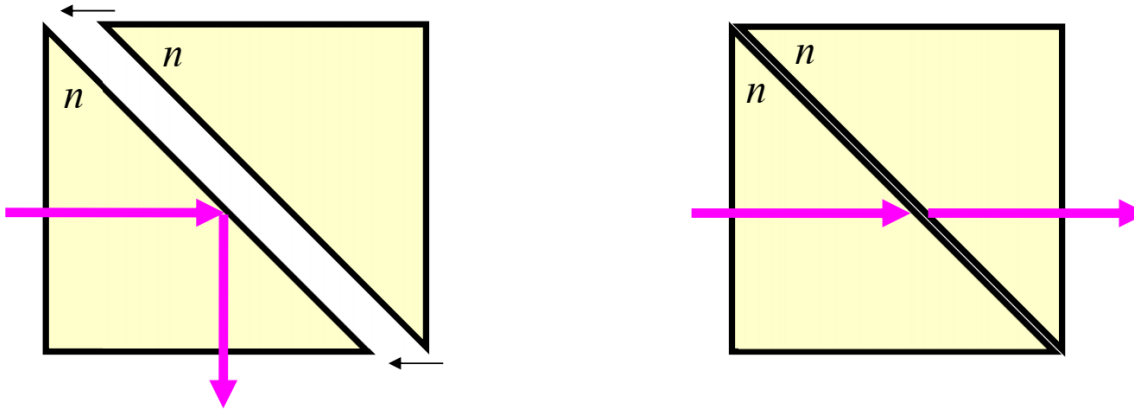
Luz verde $\lambda_0 = 532 \text{ nm}$

$$\beta \approx 4.2 \times 10^{-3} \text{ nm}^{-1}$$

$$1/\beta \approx 240 \text{ nm}$$

Em geral $1/\beta$ é menor mas a mesma ordem do comprimento de onda no espaço livre

Reflexão interna completa “frustrada”



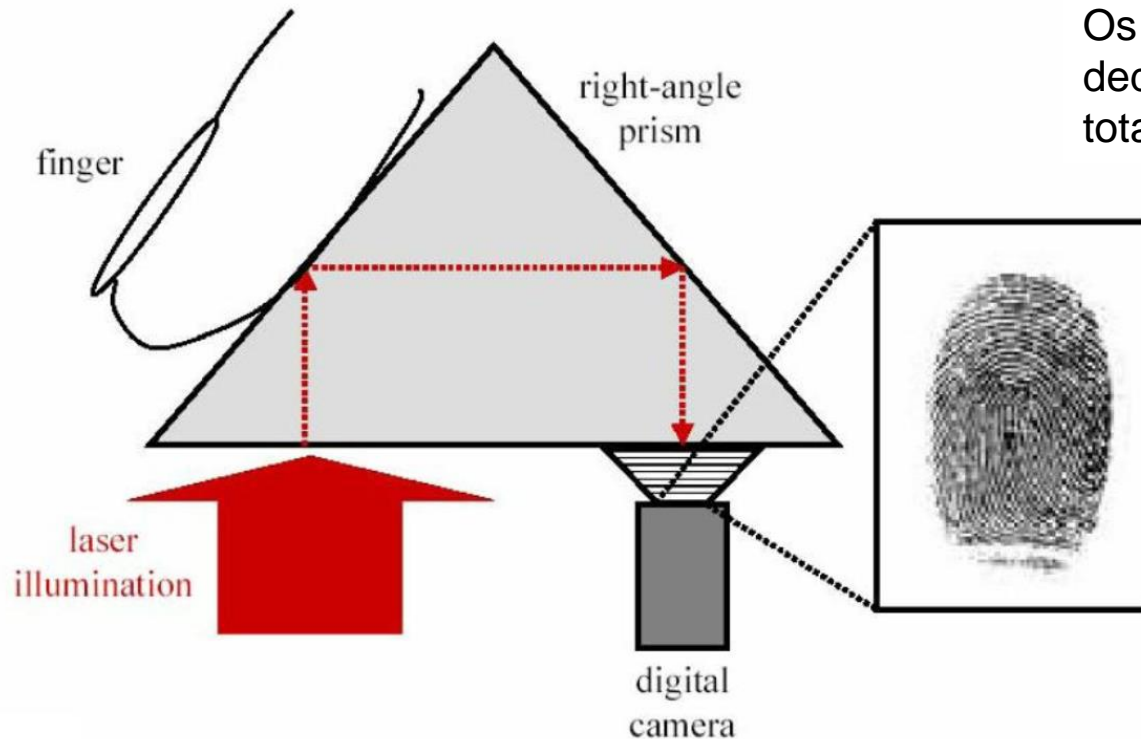
Se uma superfície se aproxima à interface suficiente perto ($1/\beta$) haverá alguma transmissão

Análogo de efeito “tunnelagem” (passagem numa barreira interdita classicamente)
em mecânica quântica



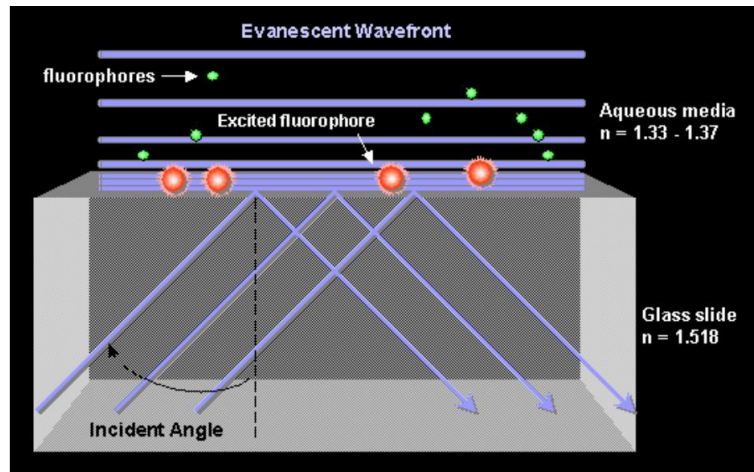
Aplicação Sensor de impressões digitais

Fingerprint sensors



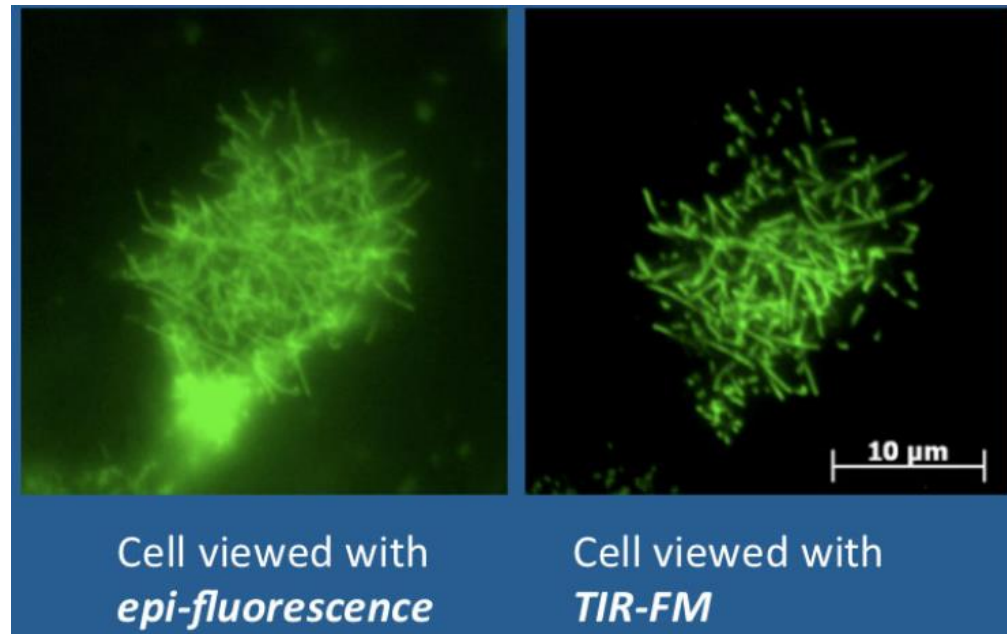
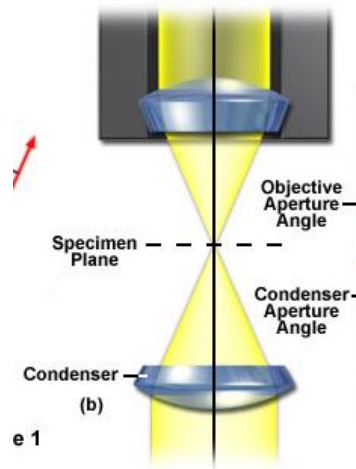
Os pequenas elevações no dedo frustram a reflexão interna total e deixam passa alguma luz

Microscopia



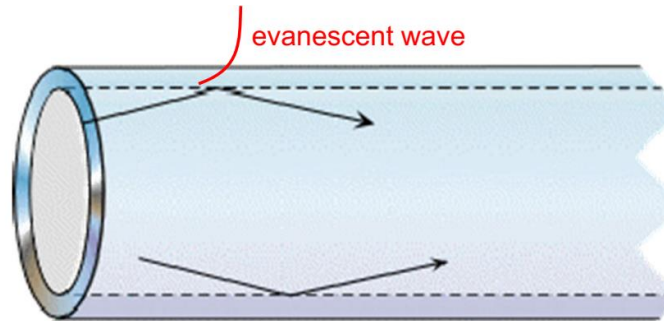
Apenas objetos dentro de cerca de 200 nm da interface são iluminados

Imagem convencional é menos nítida devido a emissão da luz fora do plano focal

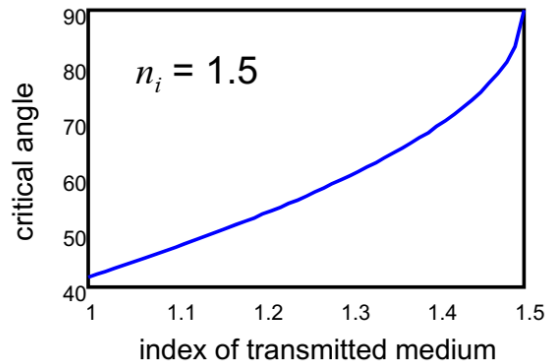


Sensores Fibra ótica

Especialidade dum grupo da investigação na Universidade do Porto



rays propagating in a large-core fiber



O valor do ângulo crítico varia como índice de refração do meio envolvente.

Quando n_t aumenta reflexão interna total é menos provável.

Este efeito pode ser usado para detetar pequenas variações no índice de refração do meio envolvente.