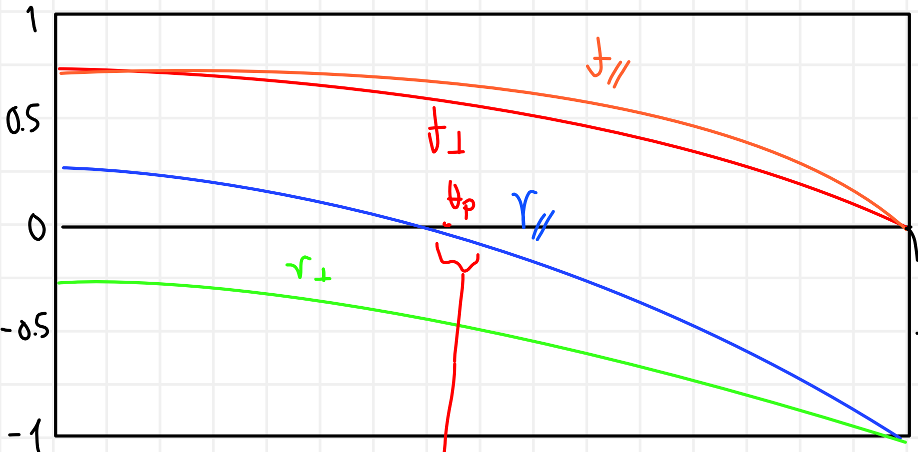
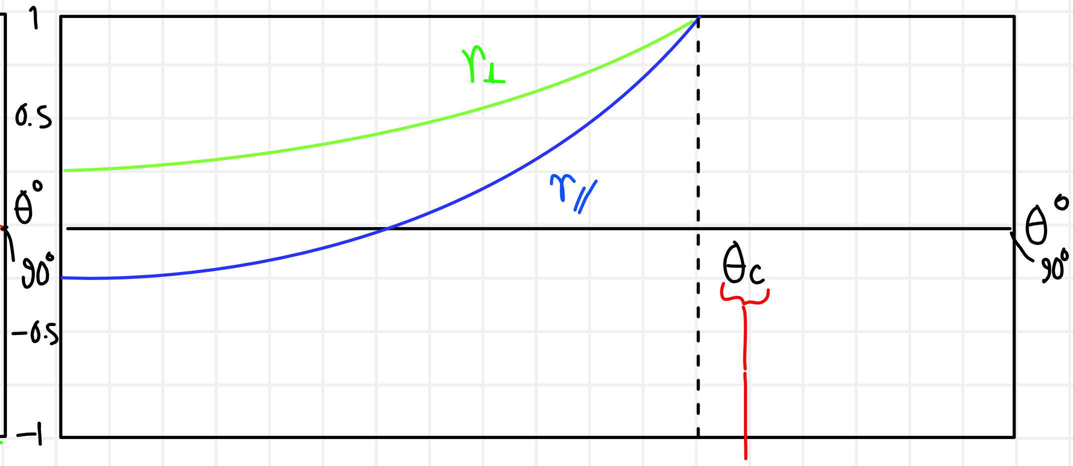
Reflexión externa

$n_i < n_f \Rightarrow \theta_f < \theta_i$

Reflexión interna

$n_i > n_f \Rightarrow \theta_f > \theta_f$





¿Qué significa $r_{/\!/} = 0$?

$$r_{/\!/} = \left(\frac{E_{0r}}{E_{0i}}\right)_{/\!/} = 0 \quad \text{para } \theta_i = \theta_p$$

esto implica: $E_{0r}|_{/\!/} = 0$, mientras que para $\theta_i = \theta_p$: $E_{0r}|_\perp \neq 0$. i.e, si hay luz reflejada, pero únicamente la componente $\perp$ al plano de incidencia.

Aquí, θ_i en θ_p, el campo en vez de ir así: $\nwarrow \vec{E}_r$ ahora va $\odot \vec{E}_r$ o $\otimes \vec{E}_r$, i.e, cambio a reflexión externa.

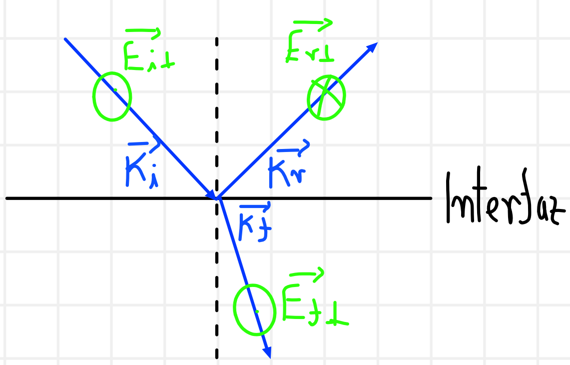
Anteriormente se vió que:

$$r_\perp = \frac{\operatorname{sen}(\theta_i - \theta_f)}{\operatorname{sen}(\theta_i + \theta_f)}$$

y $r_\perp < 0$ siempre en el caso de reflexión externa. ¿Qué significa $r_\perp < 0$?

$$r_\perp = \left(\frac{E_{0r}}{E_{0i}}\right)_\perp < 0 \Rightarrow$$

$\vec{E}_{0r}|_\perp$ apunta en sentido opuesto a $\vec{E}_{0i}|_\perp$. i.e si $\vec{E}_{0i}|_\perp$ es saliente ($\odot$), el $\vec{E}_{0r}|_\perp$ apunta hacia dentro ($\otimes$), esto con diferencia de fase de π rad ó $180°$.



Por tanto, la componente de campo eléctrico normal al plano de incidencia sufre un cambio de fase de π rad ó $180°$ bajo reflexión, cuando

$n_i < n_t$, i.e, en el caso de reflexión externa.

obs: dos campos eléctricos están en fase si las componentes perpendiculares al plano de incidencia son paralelas entre sí (i.e. apuntan en la misma dirección).

Y estarán desfasadas π radianes si las componentes de $\vec{E}$ perpendiculares al plano de incidencia son antiparalelas entre sí.

Si los campos eléctricos están en fase, los magnéticos también lo están.

Reflectanctancia y transmitancia

Recordando:

$$\underbrace{\vec{S}}_{\text{Energía por unidad de tiempo asociada a la onda electromagnética.}} = c^2 \varepsilon_0 \cdot \vec{E} \times \vec{B}$$

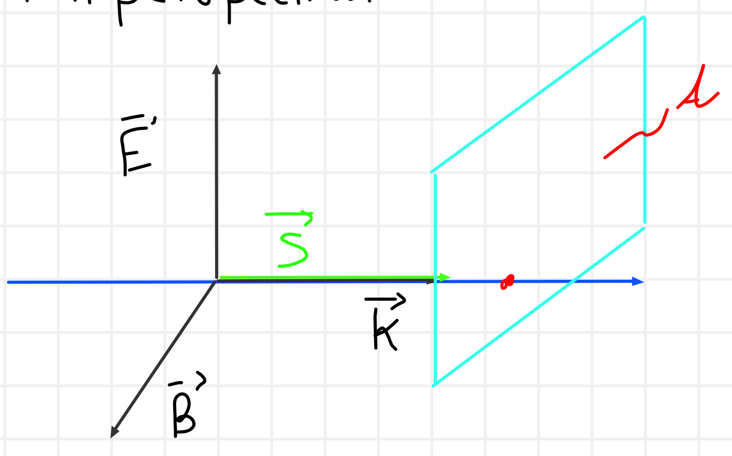
Y:

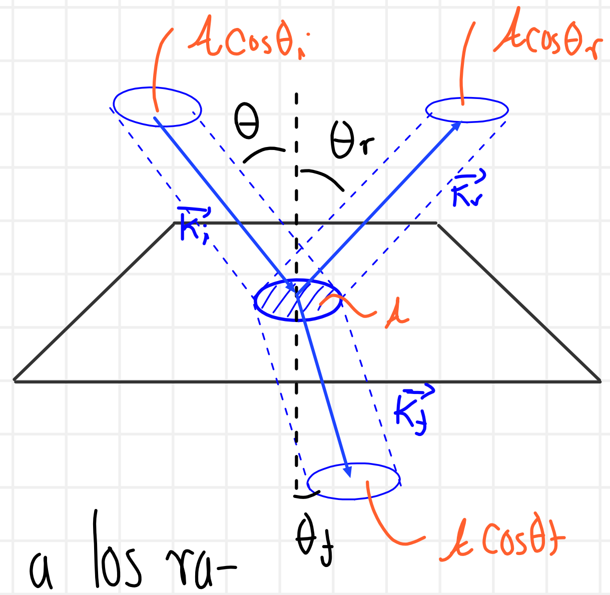
Irradiancia: "cantidad de luz que se detecta o se mide".

$$I = \langle S \rangle_T = \frac{c\epsilon_0}{2} E_0^2$$

$$\Rightarrow I \propto E_0^2$$

En perspectiva:





Sean I_i, I_r e I_t las irradiancias asociadas a los rayos incidente, reflejado y transmitido respectivamente. Las áreas transversales a cada rayo son $A\cos\theta_i$, $A\cos\theta_r$ y $A\cos\theta_t$. Las potencias (energía por unidad de tiempo) asociadas a estos rayos son:

$$I_i \cdot A\cos\theta_i$$

$$I_r A \cos\theta_r$$
$$I_t A \cos\theta_t$$

se define la reflectancia:

$$R = \frac{I_r \cdot A\cos\theta_r}{I_i\, A\cos\theta_i} = \frac{I_r}{I_i}$$

y también la transmitancia:

$$T = \frac{I_t \cdot A\cos\theta_t}{I_i \cdot A\cos\theta_i} = \frac{I_t \cos\theta_t}{I_i \cos\theta_i}$$

Veamos que:

$$R = \frac{I_r}{I_i} = \frac{\frac{v_r \varepsilon_r}{2} E_{or}^2}{\frac{v_i \varepsilon_i}{2} E_{oi}^2} = \left(\frac{E_{or}}{E_{oi}}\right)^2 = r^2.$$

; Pues el medio y la velocidad no cambian en el mismo medio $\Rightarrow v_i = v_r$ y $\varepsilon_i = \varepsilon_r$.

y:

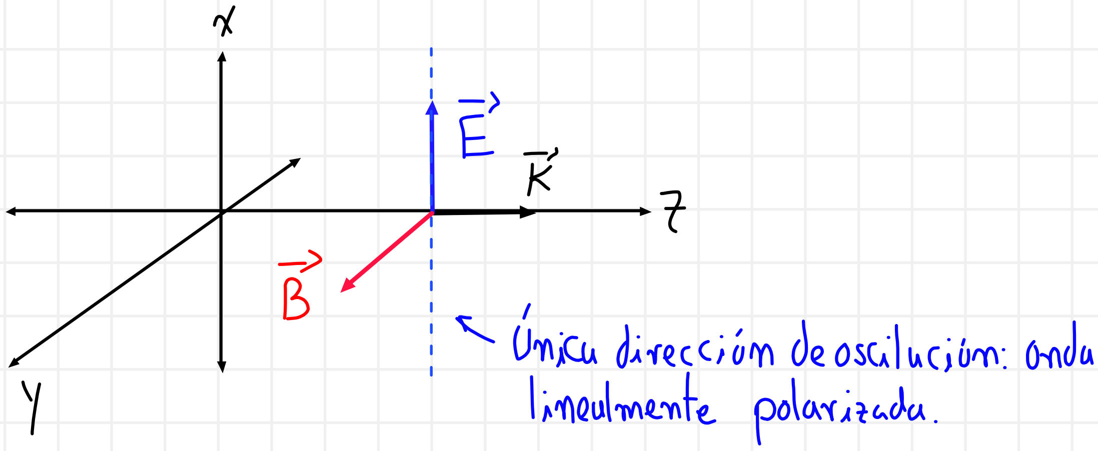
$$T = \frac{I_t \cos\theta_t}{I_i \cos\theta_i} = \frac{\frac{v_t \varepsilon_t}{2} E_{ot}^2 \cos\theta_t}{\frac{v_i \varepsilon_i}{2} E_{oi}^2 \cos\theta_i}$$

; Considerando que no estamos en un dieléctrico: $\varepsilon_t = \varepsilon_i$. Luego:

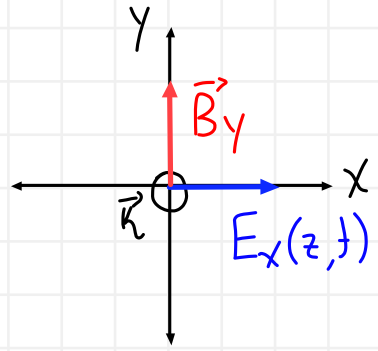
$$= \frac{v_t}{v_i} \cdot \underbrace{\left(\frac{E_{ot}}{E_{oi}}\right)^2}_{t^2} \cdot \frac{\cos\theta_t}{\cos\theta_i} = \frac{c v_t}{c v_i} \cdot t^2 \cdot \frac{\cos\theta_t}{\cos\theta_i}$$

$$= \frac{n_i}{n_t} \cdot \frac{\cos\theta_t}{\cos\theta_i} \cdot t^2$$

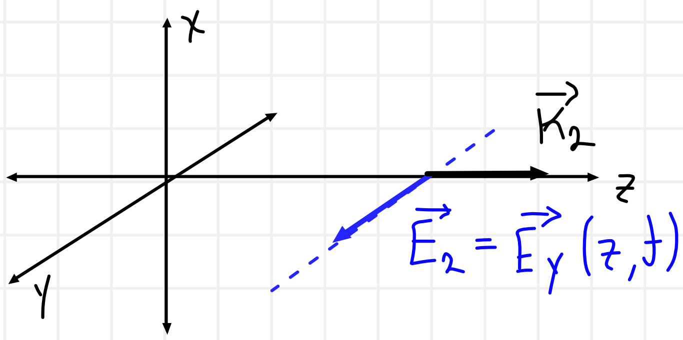
Polarización



Viendo el plano yz:



Consideremos otra onda pero ahora $\vec{E}$ varía en el eje y, y a partir de eso, responderemos: ¿Qué pasa cuando estas ondas E.M se superponen?



Ambas ondas viajan en z, y:

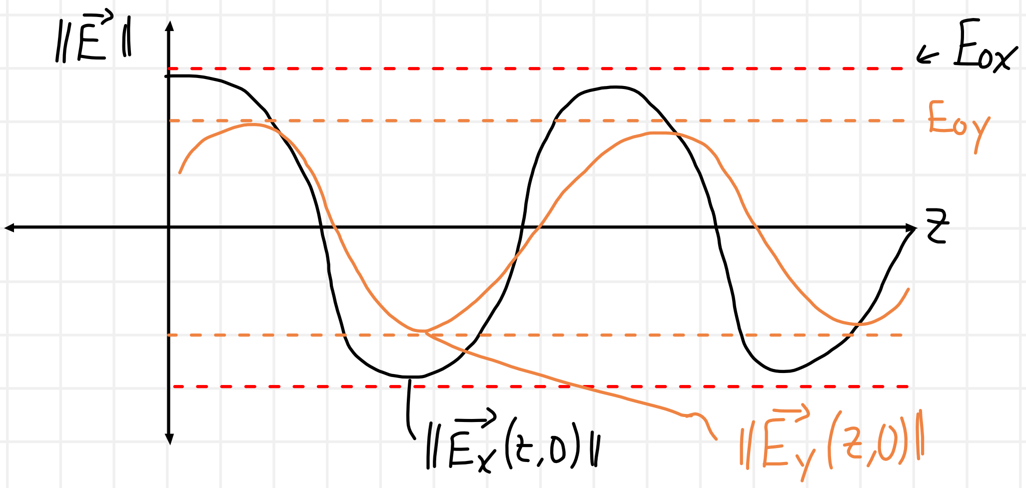
Indica que están linealmente polarizadas

$$\vec{E}_x(z,t) = \boxed{E_{0x}\,\hat{i}\cdot\cos}(Kz-\omega t)\ \dots (01)$$

$$\vec{E}_y(z,t) = \boxed{E_{0y}\,\hat{j}\cos}(Kz-\omega t+\epsilon)\ \dots (02)$$

ambas tienen misma λ, ν y ϵ es la diferencia de fase relativa entre ambas ondas.

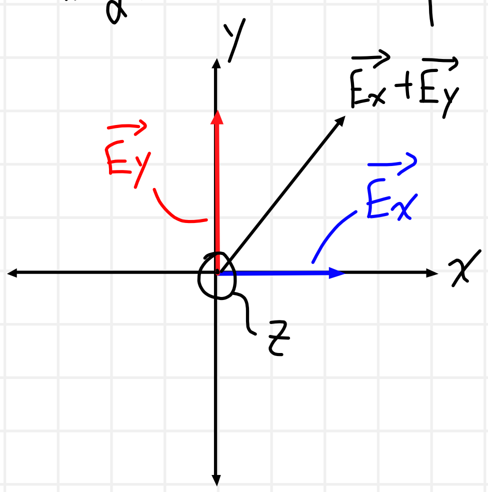
Polarización lineal



Lo anterior muestra una superposición de las ondas E.M. con campos eléctricos $\vec{E}_x$ y $\vec{E}_y$.

Si $\vec{E}_x$ satisface la ec. de onda, y $\vec{E}_y$ también la satisface, entonces la suma también la satisface.

Diagrama de campos.



La onda resultante de la superposición de estas dos ondas E.M. linealmente polarizadas y perpendiculares, está dada por:

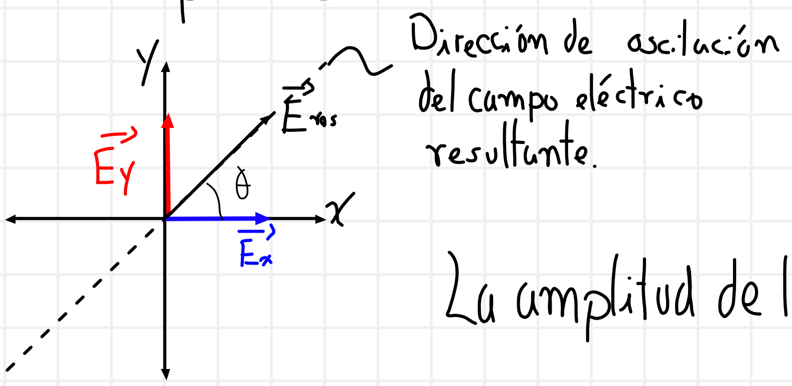
$$\vec{E}_{res}(z,t) = \vec{E}_x(z,t) + \vec{E}_y(z,t)$$

1^er^ Caso:

$\varepsilon = 2\pi m$, $m \in \mathbb{Z}$. Esto implica que las ondas están en fase. Luego:

$$\vec{E}_{res}(z,t) = E_{ox}\hat{\imath}\cos(Kz-\omega t) + E_{oy}\hat{\jmath}\cdot\underbrace{\cos(Kz-\omega t+2\pi m)}_{=\cos(Kz-\omega t)} = \underbrace{(E_{ox}\hat{\imath}+E_{oy}\hat{\jmath})}_{\text{amplitud vectorial de la onda resultante constante.}}\cos(Kz-\omega t)$$

$\vec{E}_{res}$ tiene una dirección de oscilación constante, lo cual implica que está linealmente polarizada



$$\tan\theta = \frac{E_{oy}}{E_{ox}}$$

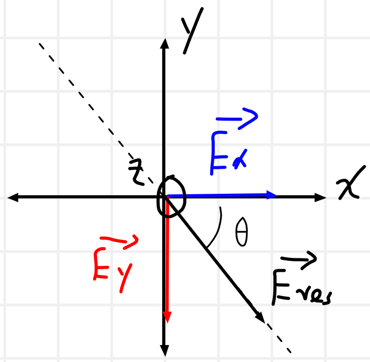
La amplitud de la onda escalar de la resultante está dada por:

$$E_o = \sqrt{E_{ox}^2 + E_{oy}^2} \quad (\vec{E}_{res} = E_o \ldots)$$

2^do^ Caso:

$\varepsilon = (2m+1)\pi \;\forall\; m \in \mathbb{Z}$, i.e: ondas desfasadas π radianes.

$$\vec{E}_{res}(z,t) = E_{ox}\hat{\imath}\cos(Kz-\omega t) + E_{oy}\hat{\jmath}\underbrace{\cos(Kz-\omega t+(2m+1)\pi)}_{-\cos(Kz-\omega t)} = \underbrace{(E_{ox}\hat{\imath}-E_{oy}\hat{\jmath})}_{\text{amplitud vectorial constante.}}\cos(Kz-\omega t)$$



Como en el caso anterior, esta onda está linealmente polarizada en la dirección de osilación dada por θ.

$$\tan\theta = -\frac{E_{oy}}{E_{ox}}$$

y la amplitud escalar del campo eléctrico resultante es:

$$E_o = \sqrt{E_{ox}^2 + E_{oy}^2}$$

Toda onda E.M. linealmente polarizada puede expresarse como la superposición de dos ondas E.M. linealmente polarizadas y perpendiculares entre sí.

3^{er} caso:

Las ondas E.M. que se superponen están linealmente polarizadas, son perpendiculares entre sí, y además tienen la misma amplitud:

$$E_{0x} = E_{0y} = E_0$$

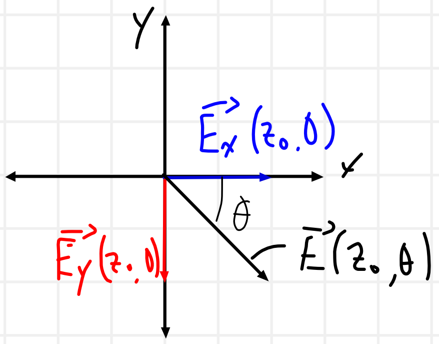
Se considera además: $\varepsilon = +\frac{\pi}{2} \bmod (2\pi)$.

$$\Rightarrow \vec{E}_x(z,t) + \vec{E}_y(z,t) = E_0\hat{\imath}\cos(Kz-\omega t) + E_0\hat{\jmath}\underbrace{\cos\left(Kz-\omega t+\frac{\pi}{2}\right)}_{-\operatorname{sen}(Kz-\omega t)}$$

$$\Rightarrow \vec{E}(z,t) = E_0\left(\hat{\imath}\cos(Kz-\omega t) - \hat{\jmath}\operatorname{sen}(Kz-\omega t)\right)$$

Evaluaremos gráficamente, se considera $z = z_0$.

Para $t = 0$:



$$\vec{E}(z_0,0) = E_0\cdot(\cos(Kz_0)\hat{\imath} - \operatorname{sen}(Kz_0)\hat{\jmath})$$

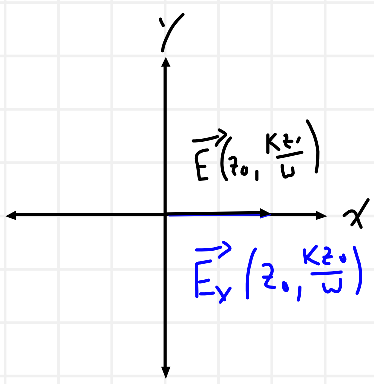
$$\Rightarrow \|\vec{E}(z_0,0)\| = E_0$$

Para la dirección de $\vec{E}$ resultante en el punto $z = z_0$ y $t = 0$:

$$\tan\theta = \frac{-E_0\operatorname{sen}(Kz_0)}{-E_0\cos(Kz_0)} = -\tan(Kz_0) = \tan(-Kz_0)$$

$$\Rightarrow \theta = -Kz_0$$

A $t = \frac{Kz_0}{\omega}$:



$$\vec{E}\left(z_0, \frac{Kz_0}{\omega}\right) = E_0\hat{\imath}\cos\left(Kz_0 - \omega\cdot\frac{Kz_0}{\omega}\right) - E_0\hat{\jmath}\operatorname{sen}\left(Kz_0 - \omega\cdot\frac{Kz_0}{\omega}\right)$$

$$= E_0\hat{\imath}$$

$$\Rightarrow \left\|\vec{E}\left(z_0, \frac{Kz_0}{\omega}\right)\right\| = E_0$$

El punto es que $\|E(z_0,t)\| = E_0 \ \forall t$, i.e la magnitud no varían en ningún punto, i.e se mantiene constante. En general:

$$\tan\theta = -\frac{E_0\operatorname{sen}(Kz_0 - \pi/2)}{E_0\cos(Kz_0 - \pi/2)} = -\tan(Kz_0 - \pi/2)$$

$$\Rightarrow \theta = -Kz_0 + \frac{\pi}{2}$$ $\Rightarrow$ la dirección del campo varía con la posición espacial de la onda.