Appunti di ottica

Tommaso Miliani

03-10-25

1 Polarizzazione su di uno specchio metallico

Dato un campo elettrico che si propaga lungo l'asse x, il campo elettrico generico nel piano yz si può scrivere come

$$\vec{E} = E_{0z}\cos(kx - \omega t + \phi_z)\hat{u}_z + E_{0y}\cos(kx - \omega t + \phi_y)\hat{u}_y$$

Figura 1: La situazione dopo $t = \epsilon$

Con i moduli $E_{0z} = E_{0y}$ tale che i vettori sono in fase con $\phi_y = \phi_z + \frac{\pi}{2}$, scelgo che $\phi_z = 0$ e dunque $\phi_y = \frac{\pi}{2}$, allora posso dire che il vettore campo elettrico si può esprimere come

$$\vec{E} = E_0\cos(kx - \omega t + \frac{\pi}{2})\hat{u}_y + E_0\cos(kx - \omega t)\hat{u}_z$$

La componente lungo y diventa leggermente positiva mentre la componente lungo z è leggermente ridotta dopo un certo tempo ϵ, che scelgo molto piccolo. Allora risulta che il campo elettrico è ruotato rispetto alla direzione iniziale e sarà polarizzato verso sinistra.

Voglio vedere che succede se mando una certa onda piana con una certa polarizzazione σ su di uno specchio. L'interferenza distruttiva causata dal metallo non permette di avere campo elettrico dentro lo specchio ma solo fuori come riflesso. Gli elettroni che oscillano nel mezzo metallico, oltre che a generare il campo elettrico in controfase, generano un onda anche verso la direzione di provenienza del campo elettrico e dunque i due campi elettrici non si eliminano. Dobbiamo scrivere il campo elettrico che si propaga verso sinistra cambiando la fase del campo di una fase π:

Figura 2:

$$\vec{E} = -E_0\cos(-kx - \omega t + \frac{\pi}{2})\hat{u}_y + E_0\cos(-kx - \omega t)\hat{u}_z$$

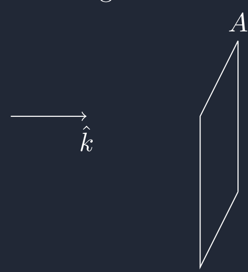
L'effetto dello specchio metallico è dunque quello di invertire il valore del campo elettrico in virtù del fatto che il campo generato è in controfase. Quindi i due campi sono opposti in $x = 0$ ed il nuovo campo si propaga verso sinistra e non verso destra; la polarizzazione quando la luce incide su di uno specchio viene invertita per cui se prima era a polarizzazione circolare sinistra, l'onda uscente avrà una polarizzazione circolare destra.

2 L'energia dell'onda elettromagnetica

Perché ci si scalda al sole? Quando una onda elettromagnetica incide sui nostri elettroni li mette in accelerazione e dunque guadagnano energia cinetica e la rilasciano sottoforma di calore. Come si può determinare l'energia emessa da una data onda elettromagnetica? Posso determinare **l'intensità luminosa**, ossia l'energia che passa per una data superficie A:

$$\frac{\Delta E}{\Delta t} \cdot \frac{1}{A} = I = \epsilon_0 c \vec{E}(t)^2 \tag{1}$$

Figura 3:



Ossia l'energia che attraversa una certa superficie in un certo intervallo di tempo:

$$\Delta E = I A \Delta t \tag{2}$$

Dato che il campo elettrico oscilla sempre, ci sono degli istanti in cui il campo elettrico è nullo: l'intensità luminosa dunque oscilla anch'essa con un certo periodo e con una certa fase rispetto al campo elettrico. Dato che

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{2\pi c}{\lambda}$$

Dove λ non è altro che la lunghezza d'onda della radiazione considerata: se si considera la radiazione luminosa $\sim 0.6 \cdot 10^{-6}\ m$, si ha che il periodo di oscillazione è $0.2 \cdot 10^{-14}\ s$. La nostra intensità luminosa è allora la media dell'intensità luminosa su un periodo di oscillazione del campo elettrico:

$$< I >= c\epsilon_0 \frac{1}{T}\int_0^T \vec{E}^2\ dt \implies < I >= c\epsilon_0 \frac{1}{T}\int_0^T E_0^2 \cos^2(kx - \omega t)\ dt$$

Allora posso risolvere la media rispetto al coseno alla seconda, che non è altro che un mezzo, allora posso dire che

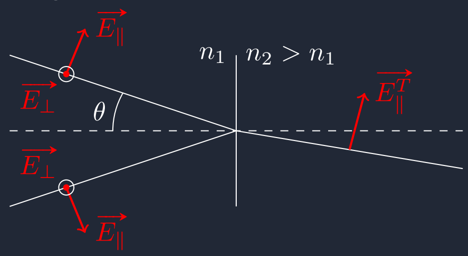
$$< I >= \frac{1}{2} c\epsilon_0 E^2 \tag{3}$$

Di conseguenza la media dell'intensità luminosa non è altro che la metà dell'intensità luminosa totale in valore assoluto. Se la polarizzazione del campo elettrico in modulo rimane sempre E_0 allora l'intensità varia poiché si ha il doppio dell'intensità: questa onda polarizzata è la somma del contributo dell'onda piana iniziale e del contributo sfasato rispetto a questa onda.

3 Il fenomeno della trasmissione di un mezzo dielettrico

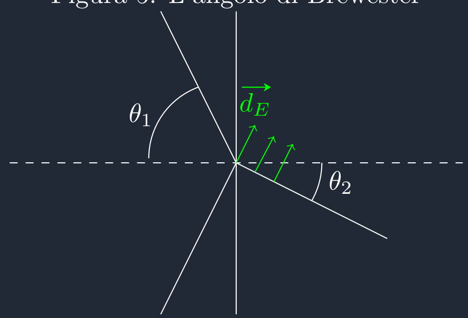
I fenomeni di trasmissione e di riflessione alle interfacce tra dielettrici dipendono dalla polarizzazione delle onde rispetto al piano di incidenza. Il **piano di incidenza** è il piano che contiene il **raggio incidente** definito dal vettore $\hat{k}$ e la direzione normale alla superficie nel punto di incidenza: nel disegno il piano di incidenza coincide con il foglio. Il vettore campo elettrico è dunque scomponibile in due componenti una parallela ed una perpendicolare al piano di incidenza (il cui verso, ossia se entrante o uscente è arbitrario). Un fenomeno particolare che si incontra è quando una onda incide un dielettrico senza essere riflessa (ossia la luce se ha una polarizzazione con solo $\vec{E_\parallel}$) viene solo trasmessa.

Figura 4: L'interfaccia tra dielettrici



Se avessi un dipolo elettrico oscillante con il campo orientato in una certa direzione, allora esso emetterà solamente campo elettrico con direzione perpendicolare alla direzione del dipolo elettrico oscillante; l'emissione lungo la direzione di oscillazione è nulla. Il risultato delle onde in trasmissione o riflessione sono date dalle cariche all'interno del dielettrico: si immagina di avere la condizione per cui si ha una interfaccia con un raggio di luce che incide ad un certo angolo sul dielettrico in modo tale che si crei un angolo di $90°$ tra i raggi riflessi e trasmessi: in questo caso si creano dipoli elettrici nel dielettrico che oscillano perpendicolarmente alla direzione dell'onda trasmessa. Questi dipoli possono creare solo delle onde nella direzione dell'onda riflessa e dunque l'onda riflessa non può esistere. Questo angolo particolare prende il nome di **angolo di Brewester** e questo vale solo quando $\vec{E}$ giace sul piano di incidenza e dunque si può verificare solo per una polarizzazione lineare e vale dunque per $\vec{E_\parallel}$. La relazione che ottengo tra gli angoli sotto mi permette di ricavare l'angolo di Brewester:

Figura 5: L'angolo di Brewester



$$\begin{cases} \theta_1 + \theta_2 + \frac{\pi}{2} = \pi \\ n_1 \sin\theta_1 = n_2 \sin\theta_2 \end{cases} \implies \begin{cases} \theta_2 = \frac{\pi}{2} - \theta_1 \\ n_1 \sin\theta_1 = n_2 \sin(\frac{\pi}{2} - \theta_1) = n_2 \cos\theta_1 \end{cases}$$

Si ottiene allora l'angolo critico per il quale si ha questa condizione:

$$\tan\theta_1 = \frac{n_2}{n_1} \tag{4}$$

L'angolo tra aria e vetro di Brewester è esattamente $\theta = 56°$. Se della luce con polarizzazione ellittica (casuale) incide con l'angolo di Brewester su di una superficie dielettrica, la riflessione emerge con polarizzazione lineare e perpendicolare. L'interfaccia si comporta come se fosse un polarizzatore: solo la luce con una data polarizzazione può percorrere il cammino di riflessione. Una polarizzazione **ellittica** è una polarizzazione tale per cui

$$E_{0y} \neq E_{0z} \qquad \text{se} \qquad \phi_y \neq \phi_z$$

E dunque la punta del campo elettrico sul piano zy segue la traiettoria di una ellisse.