LAB IV mod 6 INTRODUZIONE

- Esperienze Tradizionali

- Il mod 6 si articola in 4 esperienze, di cui 3 sono di ottica e la 4ª riguarda il pilotaggio di un dispositivo tramite software

  → Pilotare oscilloscopio e circuito LC tramite LAB VIEW.

  4ª) Occorrerà ricavare stime della frequenza di risonanza, fattore di qualità...

  1ª) Stimare lo spessore di un film sottile tramite l'osservazione di figure di interferenza in uno spettrometro. (Spessori dell'ordine del μm)

  2ª) Determinare l'angolo di accettazione della fibra ottica.

  3ª) Misurare la trasmittanza di filtri ottici. Per tirare fuori l'informazione c'è bisogno di una tecnica detta LOCK-IN che ci consente di scendere al di sotto del rumore esterno.

- Ci sono dei problemi relativi all'organizzazione, ma ce la si può fare. All'incirca possono venire 5/6 gruppi al giorno.

Esame: Domanda su uno di questi quattro argomenti + altre

Trattazione breve

- Fondamenti di fibra ottica
- Rivelatori (in particolare di celle fotovoltaiche)
- Analisi del rumore (sorgenti di rumore e loro superamento)
- Vuoto (tecniche di misura e realizzazione)

- Le relazioni vanno consegnate il prima possibile

- Libri di testo: Hecht (parte di ottica, elettronica etc...); Building a scientific apparatus.

LEZIONI UTILI ALL'ESPERIENZA CON LO SPETTROMETRO (MASAP)

Interazione radiazione - materia → LUCE → OTTICA.

La velocità di propagazione delle onde nel mezzo è pari a

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu \varepsilon}}$$

↓

Risposta del mezzo al C. $\vec{E}$

↓

Se il campo è statico dipende dal mezzo

↓

Ad esempio, nell'acqua, per campi statici ε è molto alta

Aumentando la frequenza di oscillazione del campo elettrico avremo una diversa risposta del mezzo. Infatti l'ε dell'acqua è molto piccola per campi oscillanti.

- Per campi statici ε è detta costante dielettrica;
- Per campi oscillanti cambiando la risposta del mezzo cambierà anche ε.

Possiamo scrivere la permeabilità elettrica relativa come

$$\varepsilon_r = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$$

con $\varepsilon_0 \sim 8{,}8 \cdot 10^{-12} \frac{F}{m}$.

La permeabilità magnetica relativa è pari a

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0}$$

con $\mu_0 \sim 4\pi \cdot 10^{-7}\ H/m$.

Possiamo così riscrivere la velocità di propagazione dell'onda come

$$v = \underbrace{\frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}}}_{\frac{1}{\sqrt{9 \cdot 10^{-12} \cdot 10^{-8}}} \sim 3 \cdot 10^8 m/s = c} \cdot \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_r \mu_r}}$$

$$= \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_r \mu_r}} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_r}}$$

In molti mezzi $\mu_r \sim 1$ → buona approssimazione

dove $\sqrt{\varepsilon_r}$ è detto indice di rifrazione assoluto del mezzo ed è chiamato n.
Quindi, la velocità di propagazione di un'onda nel mezzo è pari a

$$v = \frac{c}{n}$$

Per l'acqua, ad esempio, $\varepsilon \sim 80$ per campi oscillanti e il suo indice di rifrazione $n_{H_2O} = 1,33$, quindi

$$\varepsilon_r = n^2 \sim 1,77$$

L'indice di rifrazione dipende dalla frequenza dell'onda incidente, che lo fissa in maniera univoca:

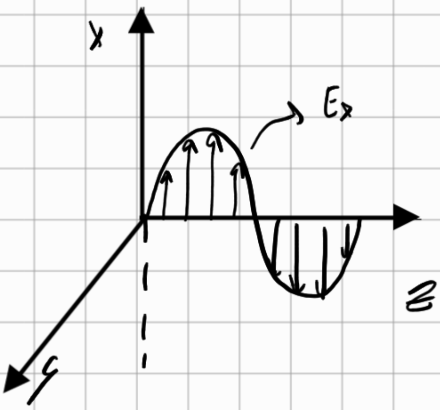
$$n = n(\nu)$$

anche se in genere n si dice dipendere da λ poiché

la lunghezza d'onda è più semplice da valutare.
Quindi scriveremo generalmente

$$n = n(\lambda)$$

- Quello che vogliamo fare in seguito è studiare un'onda piana che si propaga.
Consideriamo il seguente sistema

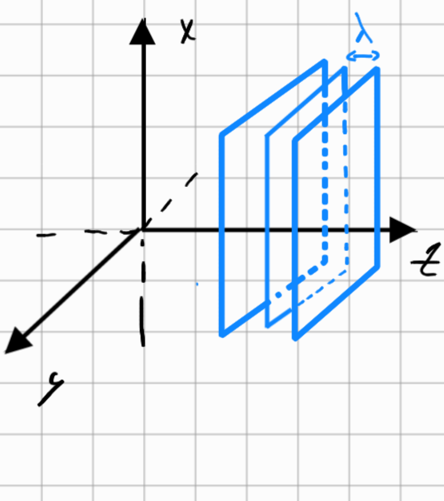


Abbiamo a che fare con un campo polarizzato lungo x che è sol. delle eq. di Maxwell

$$E_x = E_0 \cos(\omega t - kz + \varphi)$$

- Facciamo considerazioni perlopiù su $\vec{E}$ perchè otticamente (in regime ottico) il mezzo interagisce poco con il campo magnetico. Difatti avremo generalmente $\mu_r \sim 1$.

- L'onda da noi considerata, poichè il luogo dei punti del piano aventi la fase del coseno che descrive E_x, formerebbe un piano a t fissato, è un'onda piana.



Ovvero deve essere

$$\omega t - kz + \varphi = \text{cost} = C$$

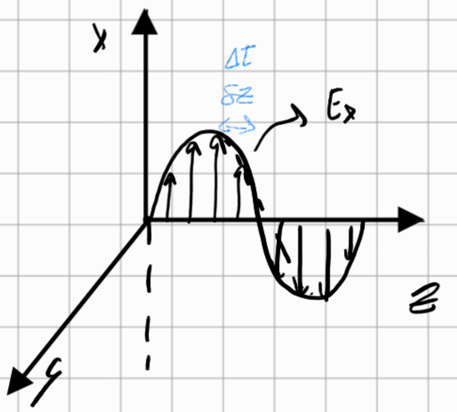
con

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu$$

e

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

Passato un certo istante di tempo si sposterebbe il massimo di E_x



Quindi, come risulta la velocità di propagazione dell'onda? Sappiamo che

$$v = \frac{dz}{dt}$$

e

$$z = \frac{1}{k}(\omega t + \varphi - c)$$

da cui

$$v = \frac{dz}{dt} = \frac{\omega}{k} = \nu\lambda$$

N.B. $\frac{2\pi}{k} = \lambda$

Sappiamo anche dover valere

$$v = \nu\lambda = \frac{c}{n} \rightarrow n = \frac{c}{\nu\lambda}$$

e di conseguenza per la luce nel vuoto avremo

$$c = \nu \lambda_0$$

e di conseguenza

$$\frac{1}{n} = \frac{\lambda}{\lambda_0} \Rightarrow \boxed{\lambda = \frac{\lambda_0}{n}}$$

Vogliamo complicare un po' la situazione, considerando un fronte d'onda sferico, che ad un'opportuna distanza può essere approssimato ad un fronte d'onda piano.

- Un'onda / Una radiazione reale perfettamente monocromatica non esiste, poiché dovrebbe essere rapp. da un seno e coseno estesi fino a $\pm\infty$.
- Normalmente si ha una sovrapposizione di onde monocromatiche, i cosiddetti "pacchetti d'onda", che "viaggiano" alla velocità di gruppo v_g (media).

Consideriamo il seguente campo elettrico

$$E = E_0 \cos[(\omega - d\omega)t - (k - dk)z] + E_0 \cos[(\omega + d\omega)t - (k + dk)z]$$

$$= 2E_0 \cos(d\omega\, t - dk\, z) \cos(\omega t - kz)$$

Inostoferesi

Tale onda avrà una velocità di fase

$$v_f = \frac{\omega}{k}$$

mentre la velocità di gruppo è data da

$$v_g = \frac{d\omega}{dk}$$

Abbiamo a che fare con il fenomeno dei Battimenti. Quest'ultimo ad esempio si verifica quando accordiamo uno strumento musicale. Per come abbiamo definito ω, sappiamo che

$$\omega = k v = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{c}{n(\lambda)}$$

Di conseguenza possiamo sfruttare anche la dipendenza di n da λ, quindi

$$v_g = \frac{d\omega}{d\lambda} \frac{d\lambda}{dk} = \left[- \frac{2\pi c}{\lambda^2 n^2(\lambda)} \left(n + \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right) \right] \left(- \frac{2\pi}{k^2} \right)$$

$$= \frac{\cancel{4\pi^2} c}{\cancel{\lambda^2} n^2(\lambda)} \left(n + \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right) \frac{\cancel{\lambda^2}}{\cancel{4\pi^2}}$$

$$= \frac{c}{n^2(\lambda)} \left(n + \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right)$$

Possiamo anche scrivere

$$v_g = \frac{c}{n^2(\lambda)} \left(n + \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right) \frac{n - \lambda \frac{dn}{d\lambda}}{n - \lambda \frac{dn}{d\lambda}}$$

$$= \frac{c}{n^2(\lambda)} \frac{n^2 - \lambda^2 \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2}{n - \lambda \frac{dn}{d\lambda}}$$

Quest'espressione ci piace maggiormente poiché nel regime al quale opereremo avremo che il materiale sarà trasparente alla radiazione, di conseguenza i termini in n^2 saranno trascurabili e potremo scrivere

$$v_g = \frac{c}{\underbrace{n - \lambda \frac{dn}{d\lambda}}_{}} = \frac{c}{N_g}$$

N_g = INDICE DI RIFRAZIONE DEL GRUPPO

- Si osserva che nel caso del vetro la variazione fra n e N_g è di qualche percento.

- Questo ci serve perché nella trasmissione con le fibre ottiche il segnale luminoso, l'impulso viene lanciato nella fibra e poi ne fuoriesce. All'uscita potremo notare come le varie lunghezze d'onda influiscono sulla velocità di gruppo. Generalmente la forma d'onda apparirà più allargata all'uscita della fibra, con seguente minor numero di informazioni trasmesse.