

Fisica 2 STC - seconda prova in itinere

1) a) Per un solenoide infinito

$$B = \mu_0 n I = \mu_0 n \cdot 30 (1 - e^{-1.60 t})$$

uniforme sui punti della bobina -

$$b) \quad \Phi(B) = \int \underline{B} \cdot \underline{n} dS = N \pi R^2 B = N \pi R^2 \mu_0 n \cdot 30 (1 - e^{-1.60 t})$$

\uparrow
 $\underline{B} \parallel$ normale bobina
e N spire nella bobina

$$c) \quad \text{f.e.m.} = - \frac{d\Phi(B)}{dt} = N \pi R^2 \mu_0 n \cdot 30 \cdot 1.60 e^{-1.60 t}$$
$$= N \pi R^2 \mu_0 n \cdot 48 e^{-1.60 t}$$

d) f.e.m. ha valore massimo quando $t=0$.

$$\text{Quindi } \text{f.e.m.}_{\max} = N \pi R^2 \mu_0 n \cdot 48 \approx 68 \text{ mV}$$

e) la corrente nella bobina deve scorrere in senso opposto a quella nel solenoide per cercare di contrastare il campo magnetico decrescente (i.e. del solenoide)

$$2) \quad E(x, t) = A \cos(kx - \omega t)$$

a) Per esempio all'esempio $t=0$ si ha

$$E(x) = A \cos(kx)$$

Per la funzione $f(x) = \cos(x)$ ha periodo 2π

segue che $\lambda = 2\pi/k$

b) In modo analogo, ponendo $\mathbf{k} = 0$ si ottiene

$$E(t) = A \cos(\omega t)$$

che, per lo stesso motivo di cui sopra, ha periodo $T = 2\pi/\omega$

c) Consideriamo il campo elettrico nel punto $x = x_0$ al tempo $t = t_0$

$$E(x_0, t_0) = A \cos(kx_0 - \omega t_0)$$

Osserveremo il medesimo campo elettrico in un punto $x' = x_0 + \Delta x$ e al tempo $t' = t_0 + \Delta t$ e

$$A \cos(k(x_0 + \Delta x) - \omega(t_0 + \Delta t)) =$$

$$= A \cos(kx_0 - \omega t_0 + k\Delta x - \omega\Delta t) = A \cos(kx_0 - \omega t_0) \quad \text{sicuramente}$$

$$\Rightarrow \quad k\Delta x - \omega\Delta t = 0 \quad \text{ovvero} \quad \frac{\Delta x}{\Delta t} = \omega/k$$

Ma $\frac{\Delta x}{\Delta t} = \text{velocit\`a}$ positiva ovvero $v = \omega/k$ e l'ondata
e' progressiva perche' $v > 0$.

a) da forza di Lorentz su di un elettrone e^- con velocit\`a v

$$\underline{F} = q (\underline{E} + \underline{v} \times \underline{B})$$

$$\text{Se per}\quad F_{\text{campo magnetico}} = q \underline{v} \times \underline{B}$$

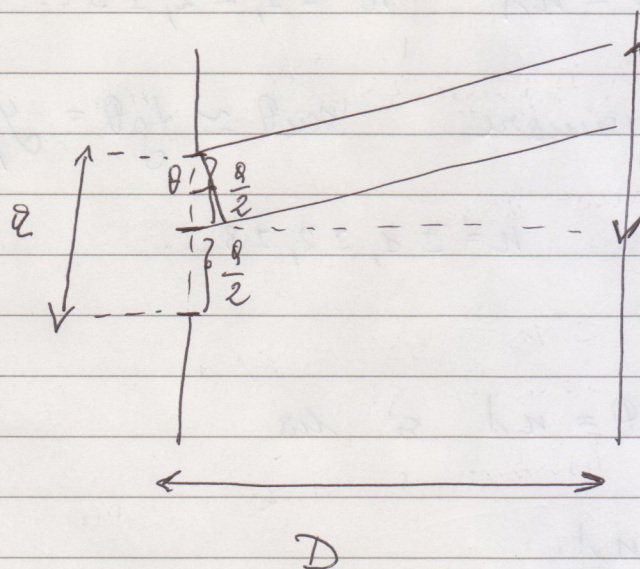
$$\text{Pertanto} \quad \frac{F_{\text{campo magn.}}}{F_{\text{campo el.}}} = \frac{q \underline{v} \times \underline{B}}{q \underline{E}} = \frac{v}{E/B} \quad -2-$$

Per un'onda $\frac{e.m.}{c}$ propagarsi in vuoto $\frac{E}{B} = c$.

Pertanto $\frac{F_{c. \text{mag.}}}{F_{c. \text{el.}}} \ll 1$ se $\frac{v}{c} \ll 1$.

3) Per diffrazione si intende il fenomeno dell'interferenza tra le infinite sorgenti infinitesime in cui si può scomporre la fenditura di ampiezza a .

Consideriamo il disegno sottostante



Supponiamo $D \gg a$
e di modo che i raggi
usciti dalla fenditura
siano quasi paralleli.

Immaginiamo di dividere in due metà la fenditura, tra i punti corrispondenti di ciascuna metà della fenditura vi è la differenza di cammino geometrico

$$\delta = \frac{a \sin \theta}{2}$$

Questa differenza produrrà sullo schermo, all'angolo θ , un punto di buio se

$$\delta = \frac{\lambda}{2} \Rightarrow \frac{a \sin \theta}{2} = \frac{\lambda}{2}$$

Qualelemente, immaginando di dividere la fenditura in 4 parti si avrà buio all'angolo θ se

$$\frac{a \sin \theta}{\frac{a}{2}} = \frac{1}{2}; \quad a \sin \theta = 2\lambda$$

In 6 parti: $\frac{a \sin \theta}{\frac{a}{3}} = \frac{1}{2}; \quad a \sin \theta = 3\lambda$

In generale si osservano punti di buio agli angoli

$$a \sin \theta = n\lambda \quad n = \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots$$

Per $\theta \ll 1$ si può approssimare $\sin \theta \approx \tan \theta = y/D$

da cui $y_{\min} \approx nD \frac{\lambda}{a} \quad n = \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots$

Dalla condizione $a \sin \theta = n\lambda$ si ha

$$\sin \theta = \frac{n\lambda}{a}$$

che ha significato se $\sin \theta \leq 1 \Rightarrow \frac{n\lambda}{a} \leq 1$

In particolare, volendo poi osservare minimi ad angoli non troppo piccoli, richiediamo

$$\frac{\lambda}{a} \sim 1 \Rightarrow \lambda \sim a$$

Pertanto, per osservare fenomeni di diffrazione con luce visibile servono fenditure con larghezze \sim micrometro.