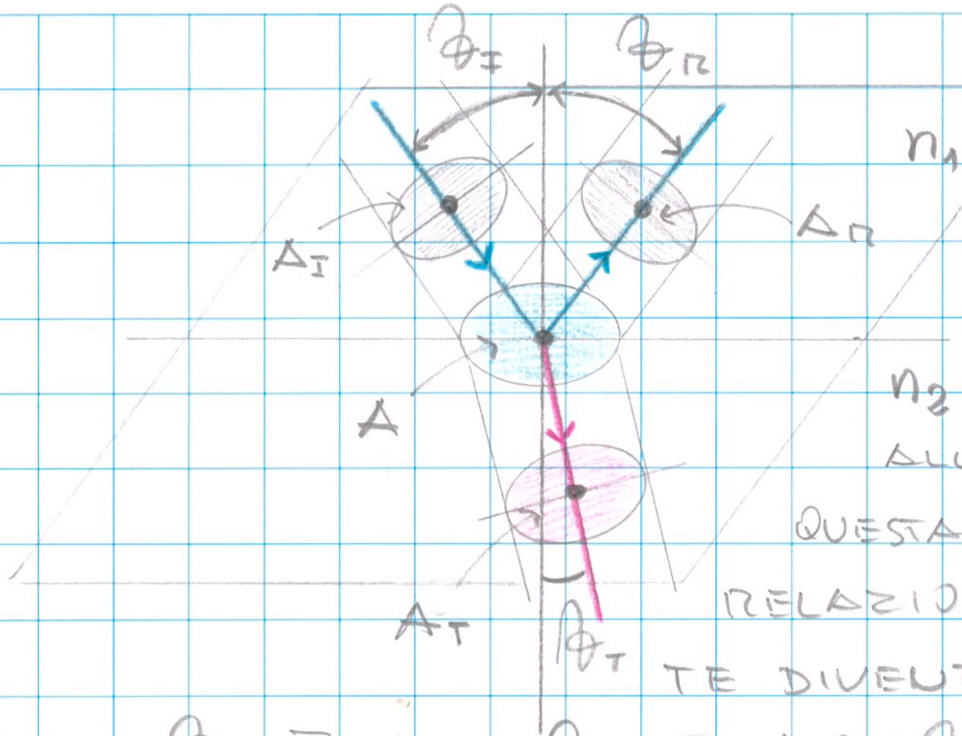


ALLA LUCE DI QUESTA FIGURA LA RELAZIONE PRECEDENTE DIVENTA

$$I_I A\cos\theta = I_R A\cos\theta + I_T A\cos\theta_T$$ CON

$$\theta=\theta_I=\theta_R . \quad I=\frac{\varepsilon v}{2}E_0^2 \Rightarrow E_{0I}^2=E_{0R}^2+\frac{v_T\varepsilon_T}{v_I\varepsilon_I}\left(\frac{\cos\theta_T}{\cos\theta}\right)E_{0T}^2$$

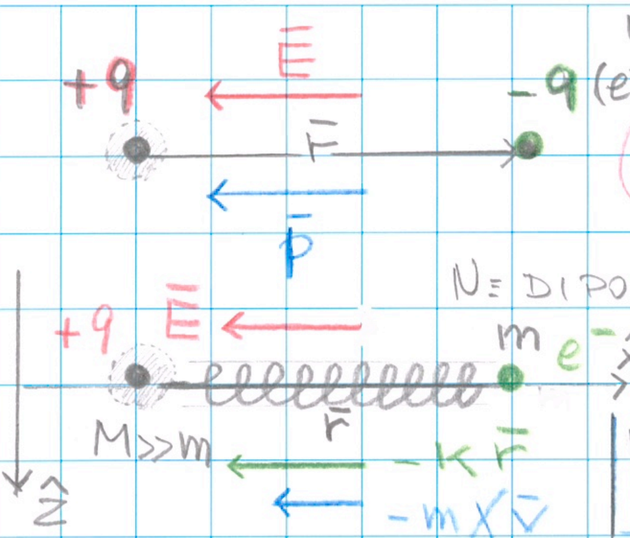
CON $\mu_1=\mu_2=\mu_0$ E $v^2=\frac{1}{\varepsilon\mu} \Rightarrow \frac{v_T\varepsilon_T\mu_0}{v_I\varepsilon_I\mu_0}=\frac{\cancel{v_T}\, v_I^2}{\cancel{v_I}\, v_T^2}=\frac{v_I}{v_T}=n$

$$E_{0I}^2=E_{0R}^2+n\left(\frac{\cos\theta_T}{\cos\theta_I}\right)E_{0T}^2 \Rightarrow 1=r^2+n\left(\frac{\cos\theta_T}{\cos\theta_I}\right)^2 t^2$$

$$r^2=R=\frac{P_R}{P_I}=\frac{I_R}{I_I}=\left(\frac{E_{0R}}{E_{0I}}\right)^2=r^2;\quad T=n\left(\frac{\cos\theta_T}{\cos\theta}\right)t^2$$

CHE A INCIDENZA $\perp$ DIVENTA $T=nt^2$

OSCILLATORE DI LORENTZ PROPRIETÀ OTTICHE DEI MATERIALI. CONSIDERIAMO PER PRIMO LE PROPRIETÀ OTTICHE DI UN MATERIALE DIELETTRICO (NON CONDUTTORE). COME SAPPIAMO SE A UN DIELETTRICO È APPLICATO UN CAMPO È ESTERNO OSSERVIAMO IL FENOMENO DELLA POLARIZZAZIONE CHE POSSIAMO SCHEMATIZZARE NEL MODO SEGUENTE.



MOMENTO DI DIPOLO

$$\bar p = -q\bar r \qquad \bar P = -Ne\bar r \qquad N = \frac{\sum_i p_i}{V}$$

POLARIZZAZIONE

N = DIPOLI PER UNITÀ DI VOLUME

L'EQUAZIONE DEL MOTO

$$m\frac{d^2\bar r}{dt^2} = -k\bar r - m\gamma\frac{dr}{dt} - e\bar E$$

NEL CASO DI UN CAMPO $\tilde E(\bar r, t)$ ARMONICO L'ELETTRONE SARÀ SOGGETTO A UN MOTO AMONICO. NEL CASO DI UN CAMPO E.M. ARMONICO E 1D LUNGO LA COORDINATA $\hat x$, L'ELETTRONE SARÀ SOGGETTO ALLA FORZA DI LORENTZ. CON M>>m (COME NEL CASO DELL'ATOMO DI H DOVE M È LA MASSA DEL PROTONE $\simeq 1800\,m$) POSSIAMO CONSIDERARE SOLO IL MOTO DELL'e^- CON p^+ FISSO NEL S.d.R DEL LABORATORIO. QUINDI L'EQ. DEL MOTO DIVENTA

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = -Kx - m\gamma\frac{dx}{dt} - e\left[\bar E + \bar v\times\bar B\right] \quad \text{CON } \frac{|\bar E|}{c} = |\bar B|$$

TERMINE DINAMICO — FORZA MOLLA — FORZA DISSIP. — FORZA ESTERNA DOVUTA AL CAMPO E.M.

ANALIZZIAMO QUESTI TERMINI. Kx RAPPRESENTA LA FORZA COULUMBIANA DEL LEGAME ATOMICO. $m\gamma\frac{dx}{dt}$ È LA FORZA DISSIPATIVA DOVUTA ALL'IRRAGGIAMENTO DI UNA CARICA ACCELERATA (DI QUESTO NE DISCUTEREMO A LUNGO PIÙ AVANTI) $e^-[\bar E + (\bar v\times\bar B)]$ È LA FORZA DI LORENTZ DOVE

IL TERMINE $(\bar{V} \times \bar{B})e^-$ PER $|\bar{V}| \ll c$ È TRASCURABILE RISPETTO A $e^-\bar{E}$ ESSENDO $|\bar{B}| = \frac{|\bar{E}|}{c}$.

OSSERVAZIONE. FACCIAMO NOTARE CHE CON $\bar{E}$ STATICO L'EQ. DEL MOTO SI RIDUCE A $-Kx = e\bar{E}$ E $\bar{p}_{STA} = -Nex = \frac{Ne^2\bar{E}}{K}$. TUTTAVIA SE $\tilde{E} = \tilde{E}_0 e^{-i\omega t}$ $\Rightarrow$ $\tilde{x} = \tilde{x}_0 e^{-i\omega t}$ E $\frac{dx}{dt} = -i\omega x$

$\frac{d^2x}{dt^2} = -\omega^2 x$, MENTRE L'EQ. DEL MOTO DIVENTA

$$m\ddot{\tilde{x}} + m\gamma\dot{\tilde{x}} + K\tilde{x} = -e\tilde{E}$$

DA CUI

$$\boxed{\tilde{x} = \frac{-e\tilde{E}}{-m\omega^2 - im\gamma\omega + K}} \Rightarrow \boxed{\tilde{x} = \frac{-e\tilde{E}/m}{-\omega^2 - i\omega\gamma + \omega_0^2}}$$

DOVE $\omega_0^2 = \frac{K}{m}$ È LA FREQUENZA PROPRIA DELL'OSCILLATORE. $\Rightarrow$ $\tilde{x} = \tilde{x}_0 e^{-i\omega t}$ CON $\tilde{x}_0 = \frac{1}{m} \frac{-eE_0}{(\omega_0^2 - \omega^2) - i\omega\gamma}$

(ATTENZIONE CHE D. GRIFFITHS USA q, MENTRE QUI ABBIAMO USATO $-e$!) $\tilde{p} = -e \cdot \tilde{x}(t) = \frac{1}{m} \frac{e^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma} \tilde{E}$

CON $\tilde{E} = \tilde{E}_0 e^{-i\omega t}$, ω_0 = FREQUENZA PROPRIA; ω = FREQ. DELLA FORZANTE. (CAMPO E.M. ESTERNO).

OSSERVAZIONE IN QUESTO CASO $\tilde{p}$, MOMENTO DI DIPOLO ELETTRICO È UNA FUNZIONE COMPLESSA DI ω. IL SIGNIFICATO FISICO, GIÀ RISCONTRATO NEI MOTI OSCILLANTI, È CHE IL TERMINE $-i\omega\gamma$ INTRODUCE UNO SFASAMENTO (VEDI DA PAG. 98 CIRCUITI RLC IN SERIE ALIMENTATI IN AC) TRA $\tilde{p}$ E $\tilde{E}$ DI UN ANGOLO DATO DA $\tan^{-1}[\gamma\omega/(\omega_0^2 - \omega^2)]$ INOLTRE QUANDO $\omega \simeq \omega_0$ SI HA UNA RISONANZA (QUESTA CORRISPONDE A UNA TRANSIZIONE OTTICA). NOTIAMO ANCHE CHE PER $\gamma\omega$ PICCOLI (CONDIZIONI

QUASI STATICHE IL TERMINE $i\omega\gamma$ È TRASCURABILE E $\tilde{P}$ E $\tilde{E}$ SONO IN FASE. NOTIAMO ANCHE CHE PER $\omega \ll \omega_0$ L'ANGOLO DI SFASAMENTO È MOLTO PICCOLO, MENTRE PER $\omega \gg \omega_0$ DIVENTA $\sim \pi$.

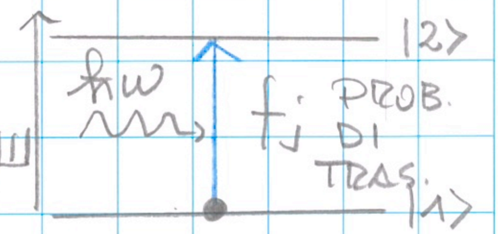
ESTENDIAMO ORA IL MODELLO DI LORENTZ AL CASO DI UN GAS IDEALE, PER ES. Ar O Xe. E ASSUMIAMO CHE CI SIANO UN NUMERO f_i DI ELETTRONI IDENTICI PER UNO STATO "i". ALLORA LA POLARIZZAZIONE DEL GAS CHE ASSUMIAMO ABBIA N ATOMI PER UNITÀ DI VOLUME È DATA DA $\tilde{P} = N \sum_j' p_j(t)$

DOVE $p_j(t) = \frac{1}{m} \frac{e^2}{\omega_j^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_j} \tilde{E}$ $\Rightarrow$

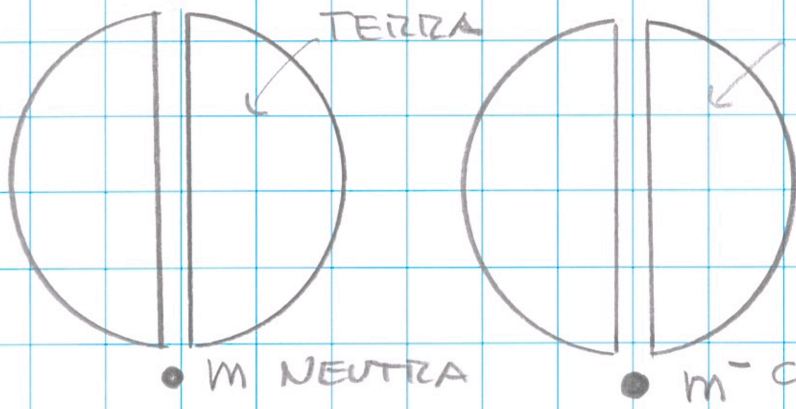
$$\tilde{P}(t) = \frac{Ne^2}{m}\left(\sum_j' \frac{f_j}{\omega_j^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_j}\right)\tilde{E}$$

. QUI COMPAIONO DUE TERMINI ω_j E f_j CHE VANNO CHIARITI. ω_j SONO LE FREQUENZE PROPRIE DEI j-ESIMI OSCILLATORI. (EQUIVALENTI A ω_0 NEL CASO DI OSCILLATORE SINGOLO). f_j È INVECE UN TERMINE CHE NEL MODELLO RAPPRESENTA IL NUMERO DI ELETTRONI NELLO STATO "j". IN EFFETTI LA DISCREPANZA TRA QUESTO MODELLO E I DATI SPERIMENTALI ERA TALE PER CUI A f_j SI È ATTRIBUITO UN SIGNIFICATO FENOMENOLOGICO (INTRODOTTO DA PAULI) CHE POSSIAMO RIASSUMERE NEL TERMINE "FORZA DELL'OSCILLATORE". SOLO CON LA DESCRIZIONE QUANTO-MECCANICA DELLE TRASIZIONI OTTICHE SI È CHIARITO IL SIGNIFICATO

DI f_j DATO CHE RAPPRESENTA LA PROBABILITÀ DI UNA TRANSIZIONE OTTICA INDOTTA DALL'ASSORBIMENTO DI UN FOTONE $\hbar\omega$. QUINDI IL SISTEMA MASSA-MOLLA È SOSTITUITO DA UN SISTEMA DOVE L'ENERGIA È QUANTIZZATA



PROBLEMA. SI CONSIDERI IL SEGUENTE "GEDANKENEXPERIMENT" (ESPERIMENTO NON REALIZZABILE, MA REALISTICO)



LASCIANDO LE MASSE m E m^- LIBERE ALLA LUCE DELLA EQ. DEL MOTO DESCRITTA PRIMA DESCRIVERE QUALITATIVAMENTE IL MOTO DI m E m^-

---

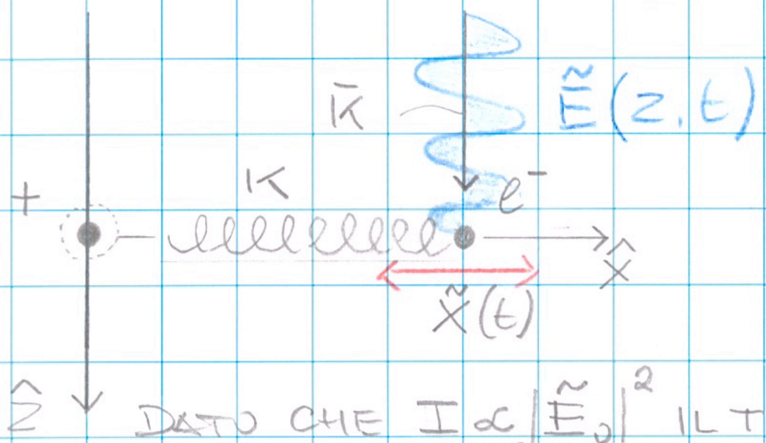
ORA RICORDIAMO CHE $\tilde{P} = \varepsilon_0 \tilde{\chi}_e \tilde{E}$ DOVE $\tilde{\chi}_e$ È LA SUSCEPTIBILITÀ COMPLESSA, MENTRE $\tilde{D} = \tilde{\varepsilon}_r \tilde{E}$ E

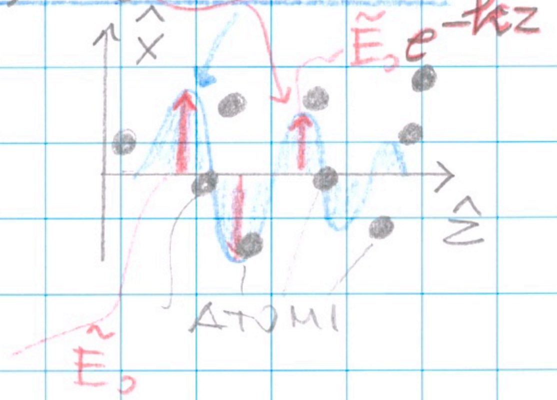
$$\tilde{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon_0 (1 + \tilde{\chi}_e) \qquad \tilde{\varepsilon}_r(\omega) = \frac{\tilde{\varepsilon}(\omega)}{\varepsilon_0} = 1 + \tilde{\chi}_e \Rightarrow$$

$$\tilde{\varepsilon}_r(\omega) = 1 + \frac{N e^2}{m \varepsilon_0} \sum_j \frac{f_j}{\omega_j^2 - \omega^2 - i\gamma_j \omega}$$

IN UN MEZZO DISPERSIVO CON $\mu \simeq \mu_0$ L'EQ. DELLE ONDE DIVENTA $\nabla^2 \tilde{E} = \tilde{\varepsilon} \mu_0 \partial_t^2 \tilde{E}$ QUESTA AMMETTE SOLUZIONI DEL TIPO $\tilde{E}(z,t) = \tilde{E}_0 e^{i(\tilde{k}z - \omega t)}$ DOVE $\tilde{\varepsilon}$ E $\tilde{k}$ SONO COMPLESSI CON $\tilde{k} = \sqrt{\tilde{\varepsilon}\mu_0}\,\omega$ (RICORDIAMO CHE QUESTA RELAZIONE DERIVA DALLA RELAZIONE SCALARE DELLA DISPERSIONE $\frac{\omega}{k} = v$ MA

IN QUESTO CASO $\tilde{k}$ È COMPLESSO. IL SIGNIFICATO LO VEDREMO PIÙ AVANTI. PER ORA ACCONTENTIAMOCI DI SCRIVERE $\tilde{k} = k + i\kappa \Rightarrow \tilde{E}(z,t) = \tilde{E}_0 e^{-\kappa z} e^{i(kz-\omega t)}$





DATO CHE $I \propto |\tilde{E}_0|^2$ IL TERMINE DI ATTENUAZIONE DI I È $e^{-2\kappa z}$ $2\kappa \equiv \alpha$ È NOTO COME COEFF. DI ASSORBIMENTO. DATO CHE $\tilde{k} \Rightarrow \tilde{n} = c\frac{\tilde{k}}{\omega}$; $\mu \simeq \mu_0$

$$\tilde{n} = \sqrt{\frac{\varepsilon \cancel{\mu_0}}{\varepsilon_0 \cancel{\mu_0}}} = \sqrt{\tilde{\varepsilon}_r} \qquad \sqrt{\tilde{\varepsilon}_r} = c\frac{\tilde{k}}{\omega} \qquad \tilde{k} = \frac{\omega}{c}\sqrt{\tilde{\varepsilon}_r}$$

$$\tilde{\varepsilon}_r = 1 + \frac{Ne^2}{m\varepsilon_0}\sum_j \frac{f_j}{\omega_j^2 - \omega_0^2 - i\gamma\omega}$$ NEL CASO DI UN GAS → QUESTO TERMINE È PICCOLO

$$\Rightarrow \sqrt{1+\varepsilon} \simeq 1 + \frac{1}{2}\varepsilon \Rightarrow \tilde{k} = \frac{\omega}{c}\left[1 + \frac{Ne^2}{2m\varepsilon_0}\sum_j \frac{f_j}{\omega_j^2 - \omega^2 - i\gamma_j\omega}\right]$$

$$\tilde{k} = k + i\kappa \qquad k \simeq \frac{\omega}{c}\left[1 + \frac{Ne^2}{2m\varepsilon_0}\sum_j \frac{f_j(\omega_j^2 - \omega^2)}{(\omega_j^2-\omega^2)^2 + \gamma_j^2\omega^2}\right]$$

$$n = \frac{ck}{\omega} = 1 + \frac{Ne^2}{2m\varepsilon_0}\sum_j \frac{f_j(\omega_j^2 - \omega^2)}{(\omega_j^2-\omega^2)^2 + \gamma_j^2\omega^2}$$

$$\alpha \equiv 2\kappa \simeq \frac{Ne^2\omega^2}{m\varepsilon_0 c}\sum_j \frac{f_j\gamma_j}{(\omega_j^2-\omega^2)^2 + \gamma_j^2\omega^2}$$

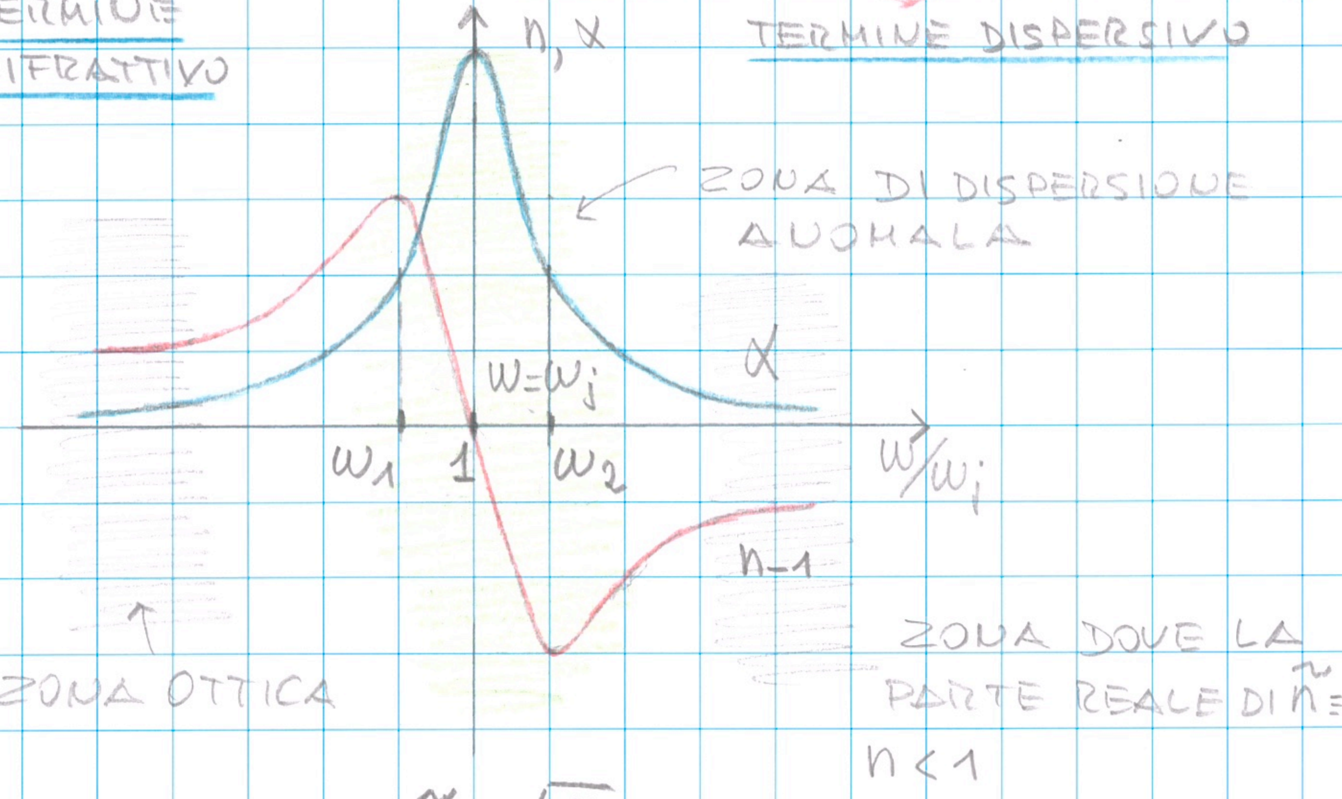
. SE SIAMO A $\omega \ll \omega_j \Rightarrow n = 1 + \frac{Ne^2}{2m\varepsilon_0}\sum_j \frac{f_j}{\omega_j^2 - \omega^2}$

QUESTO È IL CASO IN UN GAS QUANDO LA ω

CORRISPONDE A UN'ENERGIA $\hbar\omega < I_P$, DOVE I_P È IL POTENZIALE DI IONIZZAZIONE DEL GAS. IN QUESTO CASO $\dfrac{1}{\omega_j^2-\omega^2} = \dfrac{1}{\omega_j^2}\left(1-\dfrac{\omega^2}{\omega_j^2}\right)^{-1} \simeq \dfrac{1}{\omega_j^2}\left(1+\dfrac{\omega^2}{\omega_j^2}\right) \Rightarrow$

$$n = \underbrace{1+\left(\frac{Ne^2}{2m\varepsilon_0}\sum_j{}' \frac{f_j}{\omega_j^2}\right)}_{\text{TERMINE RIFRATTIVO}} + \underbrace{\omega^2\left(\frac{Ne^2}{2m\varepsilon_0}\sum_j{}' \frac{f_j}{\omega_j^4}\right)}_{\text{TERMINE DISPERSIVO}}$$

TERMINE CHE PRODUCE DISPERSIONE



LA RELAZIONE $\tilde{n} = \sqrt{\tilde{\varepsilon}_r} = \dfrac{c}{\omega}\tilde{K} \Rightarrow \tilde{K} = \dfrac{\omega}{c}\tilde{n}$

$$\tilde{K} = K + i\hbar = \frac{\omega}{c}\left(n_R + i n_I\right) \Rightarrow$$

$n_R = \dfrac{c}{\omega}K \; ; \; n_I = \dfrac{c}{\omega}\hbar = \dfrac{c}{\omega}\dfrac{\alpha}{2} \Rightarrow$ LA PARTE REALE DI $\tilde{n}$ È LA PARTE RIFRATTIVA, LA PARTE IMMAGINARIA È PROPORZIONALE, A UNA DATA ω AL COEFF. DI ASSORBIMENTO

$$I = I_0 e^{-\alpha z} = I_0 e^{-2 n_I \omega/c}$$

IL MODELLO ESPOSTO UTILIZZATO PER UN GAS PUO' ESSERE ADATTATO ANCHE A UN SOLIDO DIELETTRICO. IN QUESTO CASO IL CONTRIBUTO AL CAMPO $\bar{E}$ TOTALE NELLA POSIZIONE DI UN DATO DIPOLO E DOVUTO A TUTTI GLI ALTRI DIPOLI NEL MATERIALE E' DATO DA $\bar{P}/3\varepsilon_0$ $\Rightarrow$

$\bar{E}_{LOC} = \frac{\bar{P}}{3\varepsilon_0} + \bar{E}_{APP}$ DOVE $\bar{E}_{APP}$ E' IL CAMPO APPLIC.

SE PONIAMO $\bar{E}_{APP} \equiv \bar{E} \Rightarrow \bar{E}_{LOC} = \frac{P}{3\varepsilon_0} + \bar{E}$

$$\bar{P} = \boxed{\frac{Ne^2}{m}\left(\sum_j \frac{f_j}{\omega_j^2 - \omega^2 - i\gamma_j\omega}\right)}\left(\bar{E} + \frac{\bar{P}}{3\varepsilon_0}\right)$$

SE INDICHIAMO IL PREFATTORE $= F$ POSSIAMO RICAVARE $\bar{P} \Rightarrow$

$\bar{P} = \boxed{\left(\frac{F}{1 - F/3\varepsilon_0}\right)}\bar{E} \Rightarrow$ IL MOLTIPLICATORE DI $\bar{E}$ E'

SE SVOLGIAMO IL CONTO PER UN DATO j (PER SEMPLIFICARE LA PARTE FORMALE) OTTENIAMO

$$\frac{F}{1 - F/3\varepsilon_0} = \frac{Ne^2}{m}\,\frac{f}{(\omega_0^2 - Ne^2/3m\varepsilon_0) - \omega^2 - i\gamma\omega}$$

COME VEDIAMO RISPETTO AL GAS LA FREQUENZA PROPRIA DELL'OSCILLATORE $\omega_0' = \omega_0^2 - \frac{Ne^2}{3m\varepsilon_0}$

ANCHE IN QUESTO CASO POSSIAMO OSSERVARE UNA RISONANZA QUANDO

$$\bar{P} = \left(\frac{Ne^2}{m}\,\frac{f}{\omega_0'^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}\right)\bar{E} \Rightarrow |\bar{P}| \Rightarrow \text{PER } f = 1$$

$$\frac{Ne^2}{m}\,\frac{1}{\left((\omega_0'^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma^2\right)^{1/2}}|E| \Rightarrow \omega = \omega_0'$$

FREQ. CAMPO ESTER.

PER IL RESTO LA TRATTAZIONE E' SIMILE A QUELLA DI UN GAS.

ONDE E.M. IN UN CONDUTTORE. UN CONDUTTORE È CARATTERIZZATO DA $\bar{J}_f \neq 0$ E DALLA LEGGE DI OHM $\bar{J}_f = \sigma \bar{E}$. LE EQ. DI MAXWELL QUINDI SONO

$$\bar{\nabla} \cdot \bar{E} = \rho_f / \varepsilon \; ; \; \bar{\nabla} \cdot \bar{B} = 0 \; ; \; \bar{\nabla} \times \bar{E} = -\partial_t \bar{B}$$

$$\bar{\nabla} \times \bar{B} = \mu \sigma \bar{E} + \mu \varepsilon \partial_t \bar{E},$$

MENTRE LA RELAZIONE DI CONTINUITÀ PER $\bar{J}_f \Rightarrow \bar{\nabla} \cdot \bar{J}_f = -\partial_t \rho_f$ CHE COMBINATA CON LA LEGGE DI OHM E GAUSS RISULTA

$$\bar{\nabla} \cdot \bar{J}_f = \bar{\nabla} \cdot (\sigma \bar{E}) = -\sigma \bar{\nabla} \cdot \bar{E} = \partial_t \rho_f \Rightarrow = -\frac{\sigma}{\varepsilon} \rho_f$$

L'EQ. DIF. $\partial_t \rho_f = -\frac{\sigma}{\varepsilon} \rho_f$ HA UNA SOLUZIONE

$\rho_f(t) = \rho_f(0) e^{-(\sigma/\varepsilon) t}$. ABBIAMO GIÀ VISTO QUESTA RELAZIONE IN UN'ALTRO CONTESTO. NATURALMENTE $\frac{\sigma}{\varepsilon} = \frac{1}{\tau}$ DOVE τ È IL TEMPO MEDIO CHE UNA DENSITÀ DI CARICHE LIBERE AL TEMPO $t = 0$, $\rho(0)$, IMPIEGA A DISSIPARSI. TUTTAVIA, NOI NON SIAMO INTERESSATI A QUESTO TRANSIENTE MA DALL'ISTANTE IN CUI $\rho_f \simeq 0 \Rightarrow$

$$\bar{\nabla} \cdot \bar{E} = 0 \; ; \; \bar{\nabla} \cdot \bar{B} = 0$$

TER. DENS. CORR.

$$\bar{\nabla} \times \bar{E} = -\partial_t \bar{B} \; ; \; \bar{\nabla} \times \bar{B} = \mu \varepsilon \partial_t \bar{E} + \mu \sigma \bar{E}$$

. LE CORRISPONDENTI EQS. DELLE ONDE PER $\tilde{E}$ E $\bar{B}$ SONO

$$\bar{\nabla}^2 \tilde{E} = \mu \varepsilon \partial_t^2 \tilde{E} + \mu \sigma \partial_t \tilde{E}$$

$$\bar{\nabla}^2 B = \mu \varepsilon \partial_t^2 \tilde{B} + \mu \sigma \partial_t \tilde{B}$$

CHE AMMETTONO COME SOLUZIONI ONDE PIANE CON IL VETTORE D'ONDA $\tilde{K}$

$$\tilde{E} = \tilde{E}_0 e^{i(\tilde{K} z - \omega t)} \; ; \; \tilde{B} = \tilde{B}_0 e^{i(\tilde{K} z - \omega t)}$$

$$\tilde{K} = \mu \varepsilon \omega^2 + i \mu \sigma \omega = K + i \kappa$$

DOVE $K = \omega\sqrt{\frac{\varepsilon\mu}{2}}\left[\left(1+\left(\frac{\sigma}{\varepsilon\omega}\right)^2\right)^{1/2}+1\right]^{1/2}$ E

$$k = \omega\sqrt{\frac{\varepsilon\mu}{2}}\left[\left(1+\left(\frac{\sigma}{\varepsilon\omega}\right)^2\right)^{1/2}-1\right]^{1/2} \Rightarrow$$

$$\tilde{E}(z,t) = \tilde{E}_0 e^{-kz} e^{i(Kz-\omega t)}$$

$$\tilde{B}(z,t) = \tilde{B}_0 e^{-kz} e^{i(Kz-\omega t)}$$

LA DISTANZA PERCORSA DALL'ONDA PER CUI LA SUA AMPIEZZA SI RIDUCE DI $1/e$ $d = 1/k$ E' DETTO "SKIN DEPTH".

QUESTO EFFETTO DI ATTENUAZIONE DERIVA DALLE EQS. DELLE ONDE, MA LE EQS. DI MAX. IMPONGONO ANCHE ALTRI VINCOLI CHE SERVONO PER DETERMINARE LE AMPIEZZE RELATIVE, LE FASI E LA POLARIZZAZIONE DI $\tilde{E}$ E $\tilde{B}$. DALLE EQS. DI MAXWELL RICAVIAMO CHE $\tilde{E}$ E $\tilde{B}$ SONO CAMPI TRANSVERSI SE QUINDI ORIENTIAMO GLI ASSI IN MODO TALE CHE $\tilde{E}$ OSCILLI LUNGO $\hat{x}$ E SI PROPAGHI LUNGO $\hat{z}$ OTTENIAMO $\tilde{E}(z,t) = \tilde{E}_0 e^{-kz} e^{i(Kz-\omega t)}$ E $\tilde{B}(z,t) = \frac{\tilde{K}}{\omega}\tilde{E}_0 e^{-kz} e^{i(Kz-\omega t)}\hat{y} \Rightarrow \tilde{E}$ E $\tilde{B}$ SONO MUTUAMENTE $\perp$. SE ESPRIMIAMO $\tilde{K} = K e^{i\phi}$ DOVE $K = |K| = \sqrt{K^2+k^2} = \omega\left(\varepsilon\mu\left(1+\left(\frac{\sigma}{\varepsilon\omega}\right)^2\right)^{1/2}\right)^{1/2}$

E $\phi = \tan^{-1}(k/K)$ ALLORA OTTENIAMO CHE $\tilde{E}_0 = E_0 e^{i\delta_E}$ E $\tilde{B}_0 = B_0 e^{i\delta_B} = \frac{K e^{i\phi}}{\omega} E_0 e^{i\delta_E}$

$\Rightarrow \tilde{E}$ E $\tilde{B}$ NON SONO PIÙ IN FASE $\delta_B - \delta_E = \phi$

• PROBLEMA PERCHE'? | MENTRE $B_0/E_0 =$

$$K/\omega = \left(\varepsilon\mu\left(1+\left(\frac{\sigma}{\varepsilon\omega}\right)^2\right)^{1/2}\right)^{1/2}$$