Propagazione di onde e.m. in mezzi dispersivi

Premessa: Con il ***Metodo simbolico*** possiamo dare una rappresentazione complessa ad ogni funzione che varia sinusoidalmente nel tempo, come il campo elettrico dell'onda:

$$E = E_o \sin(\omega t) \quad \Leftrightarrow \quad E = E_o e^{i\omega t}$$

(corrispondenza biunivoca)

In presenza di un'onda gli elettroni del mezzo subiscono una forza:

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_e + \mathbf{F}_m = q_e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

Essendo:

$$B = \frac{E}{c} \qquad |\mathbf{v} \times \mathbf{B}| \leq \frac{vE}{c}$$

Se v << c $\Rightarrow$ $F_m << F_e$.
$\Rightarrow$ In questa approssimazione la propagazione dell'onda è determinata dalle proprietà elettriche del materiale ed è indipendente dalle proprietà magnetiche.

• Consideriamo un modello semplice di **atomo isolato**, (come per la polarizzazione dei dielettrici per deformazion): nucleo puntiforme di carica +*e* e carica negativa -*e* distribuita uniformemente in una regione sferica di raggio *a*.

Se separiamo le distribuzioni di carica, sul protone agisce la forza di attrazione coulombiana:

$$F_e = \frac{e^2 z}{4\pi\varepsilon_o a^3}$$

dovuta alla carica negativa contenuta nella sfera di raggio pari allo spostamento z tra i centri delle due cariche.
La forza sull'elettrone è uguale e contraria ed è una "forza di richiamo":

$$\boxed{m\ddot{z} = -F_e \quad \Rightarrow \quad m\ddot{z} = -kz \quad \Rightarrow \quad \ddot{z} + \omega_0{}^2 z = 0}$$

Quindi l'elettrone oscilla con **moto armonico** con:

Frequenza propria $$\boxed{\omega_0 = \sqrt{\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_o m a^3}}}$$

dove ω_o dipende dall'attrazione coulombiana tra nucleo ed elettrone.

• Consideriamo adesso un **atomo in un gas**.
Con un termine di **smorzamento di tipo viscoso** si tiene conto di:
- interazioni con gli altri atomi
- irraggiamento.

$$\boxed{m\ddot{z} = -b\dot{z} - kz \quad \Rightarrow \quad \ddot{z} + \gamma\dot{z} + \omega_0{}^2 z = 0}$$

Quindi il **moto** è **armonico smorzato**.

In interazione con un'onda, l'equazione di moto dell'elettrone è quella di un oscillatore smorzato forzato da un forzante che oscilla sinusoidalmente (= onda incidente).

$$\boxed{m\ddot{z} = -b\dot{z} - kz + q_e E_0\, e^{i\omega t} \quad \Rightarrow \quad \ddot{z} + \gamma\dot{z} + {\omega_0}^2 z = \frac{q_e}{m} E_0\, e^{i\omega t}}$$

$$\mathbf{p} = q_e \mathbf{z} \quad \Rightarrow \quad \mathbf{P} = N\overline{\mathbf{p}} = Nq_e\overline{\mathbf{z}}$$

$\Rightarrow$ L'onda induce dei dipoli oscillanti e quindi una polarizzazione **P**.

$$\boxed{\ddot{\mathbf{P}} + \gamma\dot{\mathbf{P}} + {\omega_0}^2\mathbf{P} = \frac{N{q_e}^2}{m}\mathbf{E}}$$

La polarizzazione a sua volta modifica il campo elettromagnetico.

Se $\rho = 0$, $\mathbf{J} = 0$:

$$rot\,\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \qquad rot\,\mathbf{B} = \mu_0\varepsilon_0\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mu_0\frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t}$$

$$rot\,rot\,\mathbf{E} = -\nabla^2\mathbf{E} = -\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\mathbf{E}}{\partial t^2} - \mu_0\frac{\partial^2\mathbf{P}}{\partial t^2}$$

$$\Rightarrow \quad \boxed{\nabla^2\mathbf{E} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0\frac{\partial^2\mathbf{P}}{\partial t^2}}$$

In assenza di sorgenti, la soluzione per il campo è del tipo onda piana.

1) L'onda e.m. si propaga. Perchè ci sia interazione tra onda e materia anche la polarizzazazione deve avere una soluzione di propagazione.
2) Per avere scambio di energia, la polarizzazione deve oscillare alla stessa frequenza dell'onda (energia del fotone hν).
⇒ Cerchiamo soluzioni del tipo:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0\, e^{i(\omega t - kz)} \qquad \mathbf{P} = \mathbf{P}_0\, e^{i(\omega t - kz)}$$

$$\ddot{\mathbf{P}} + \gamma \dot{\mathbf{P}} + \omega_0^{\,2}\mathbf{P} = \frac{N q_e^{\,2}}{m}\mathbf{E}$$

dove:

$$\dot{\mathbf{P}} = i\omega \mathbf{P} \qquad \ddot{\mathbf{P}} = -\omega^2 \mathbf{P}$$

$$\Rightarrow \quad -\omega^2 \mathbf{P} + i\gamma\omega \mathbf{P} + \omega_0^{\,2}\mathbf{P} = \frac{N q_e^{\,2}}{m}\mathbf{E}$$

$$\boxed{\mathbf{P} = \frac{N q_e^{\,2}/m}{\omega_0^{\,2} - \omega^2 + i\gamma\omega}\mathbf{E}}$$

Il coefficiente immaginario indica un **ritardo di fase δ:**
P segue **E** con un certo ritardo.

$$\boxed{\operatorname{tg}\delta = \frac{\gamma\omega}{\omega_0^{\,2} - \omega^2}}$$

$\delta \cong 0$, se $\omega << \omega_o$
$\delta = \pi/2 = \max$, se $\omega = \omega_o$.

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{\mu_0 \varepsilon_0}{\varepsilon_0}\frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}$$

dove:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0\, e^{i(\omega t - kz)} \qquad \mathbf{P} = \mathbf{P}_0\, e^{i(\omega t - kz)}$$

$$k^2 \mathbf{E} - \frac{\omega^2}{c^2}\mathbf{E} = \frac{\mu_0 \varepsilon_0 \omega^2}{\varepsilon_0}\mathbf{P} = \frac{\omega^2}{c^2}\frac{1}{\varepsilon_0}\mathbf{P}$$

$$\Rightarrow \quad k^2 \mathbf{E} = \frac{\omega^2}{c^2}\mathbf{E} + \frac{\omega^2}{c^2 \varepsilon_0}\chi \mathbf{E}$$

dove:

$$\chi = \varepsilon_o(\varepsilon_r - 1)$$

$$\Rightarrow \quad \boxed{\frac{k^2}{\omega^2} = \frac{1 + \frac{\chi}{\varepsilon_o}}{c^2} = \frac{\varepsilon_r}{c^2} = \frac{n^2}{c^2}}$$

Relazione di dispersione

n = n(ω) = Indice di rifrazione

Per i **gas**:

$$\mathbf{P} = \chi\mathbf{E} = N\alpha\mathbf{E} \qquad (\mathbf{E} \cong \mathbf{E}_{\mathbf{eff}})$$

$$\Rightarrow \quad \text{Polarizzabilità} \quad \alpha = \frac{q_e^{\,2}/m}{\omega_0^{\,2} - \omega^2 + i\gamma\omega}$$

Inoltre: $N\alpha/\varepsilon_0 << 1$

$$\Rightarrow \quad n = \sqrt{1 + \frac{\chi}{\varepsilon_o}} = \sqrt{1 + \frac{N\alpha}{\varepsilon_o}} \cong 1 + \frac{N\alpha}{2\varepsilon_o} = 1 + \frac{\chi}{2\varepsilon_o}$$

Essendo:

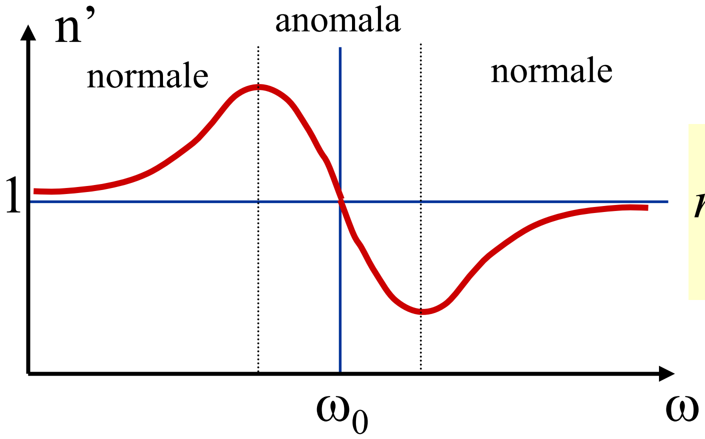
$$\chi(\omega) = \frac{Nq_e^{\,2}/m}{\omega_0^{\,2} - \omega^2 + i\gamma\omega} = \chi' - i\chi'' =$$

$$= \frac{Nq_e^{\,2}}{m}\left[\frac{\omega_0^{\,2} - \omega^2}{\left(\omega_0^{\,2} - \omega^2\right)^2 + \gamma^2\omega^2} - i\frac{\gamma\omega}{\left(\omega_0^{\,2} - \omega^2\right)^2 + \gamma^2\omega^2}\right]$$

$$\Rightarrow \quad n = 1 + \frac{\chi'}{2\varepsilon_o} - i\frac{\chi''}{2\varepsilon_o} = n' - in''$$

Per <u>$\omega << \omega_0$</u> (<u>basse frequenze</u>):
- Si possono trascurare ω^2 e $\gamma\omega$
- n = cost

$$n = n' \cong 1$$



$$n' = 1 + \frac{Nq_e^2}{2m\varepsilon_o} \frac{\omega_o^2 - \omega^2}{\left(\omega_o^2 - \omega^2\right)^2 + \gamma^2\omega^2}$$

Per:

$$\omega < \omega_o \qquad n > 1$$
$$\omega > \omega_o \qquad n < 1$$

La velocità di fase delle singole componenti dipende da ω:
⇒ **Dispersione**

Se:

$$\frac{dn}{d\omega} > 0 \qquad \textbf{Dispersione normale}$$

$$\frac{dn}{d\omega} < 0 \qquad \textbf{Dispersione anomala}$$

Dalla definizione di velocità di gruppo:

$$\frac{1}{v_g} = \frac{1}{v_f} + \frac{\omega}{c}\frac{dn}{d\omega} \qquad \Rightarrow \qquad v_g = \frac{c}{n + \omega \frac{dn}{d\omega}}$$

Nelle regioni di dispersione normale:

$$v_g < v_f \quad \text{e} \quad v_g < c$$

anche quando: $n < 1$ e $v_f > c$

Verifichiamolo. Nella regione di dispersione normale con $n' < 1$ (alte frequenze, $\omega >> \omega_o$), trascurando i termini in γ e ω_o risulta:

$$n' \cong 1 - \frac{Nq_e^2}{2\varepsilon_0 m} \frac{1}{\omega^2}$$

$$v_f = \frac{c}{n} = \frac{c}{1 - Nq_e^2 / 2\varepsilon_0 m\omega^2} \cong c\left(1 + \frac{Nq_e^2}{2\varepsilon_0 m\omega^2}\right) > c$$

$$\frac{dn}{d\omega} = \frac{Nq_e^2}{\varepsilon_0 m\omega^3} \quad \Rightarrow \quad n + \omega\frac{dn}{d\omega} = 1 - \frac{Nq_e^2}{2\varepsilon_0 m\omega^2} + \frac{Nq_e^2}{\varepsilon_0 m\omega^2}$$

$$v_g = \frac{c}{1 + Nq_e^2 / 2\varepsilon_0 m\omega^2} < c$$

Nella regione di <u>dispersione anomala</u>:

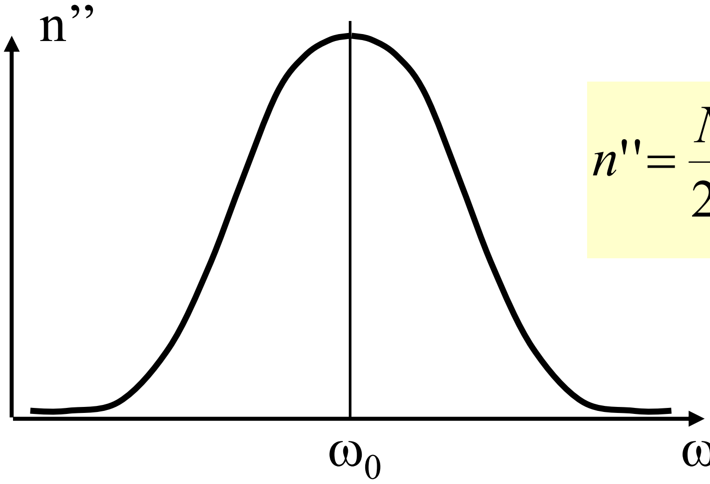
$$v_g > v_f \quad \text{e} \quad v_g > c \qquad \text{per } \omega \simeq \omega_o$$

Tuttavia in tale regione il pacchetto è fortemente distorto e perde significato la definizione di velocità di gruppo. Un'analisi più accurata mostra che la velocità fisica del pacchetto è sempre < c.

Inoltre un sistema atomico ha molte frequenze di risonanza:

$$n' = 1 + \sum_k \frac{Nq_{ek}^2}{2m\varepsilon_o} \frac{\omega_{ok}^2 - \omega^2}{\left(\omega_{ok}^2 - \omega^2\right)^2 + \gamma_k^2\omega^2}$$

In generale, dove ω è a risonanza per una frequenza è fuori risonanza per le altre.
Quindi la situazione limite descritta non si verifica.



$$n''=\frac{Nq_e^{\ 2}}{2m\varepsilon_o}\frac{\gamma\omega}{\left(\omega_o^{\ 2}-\omega^2\right)^2+\gamma^2\omega^2}$$

n'' determina l'**assorbimento** dell'onda nel materiale.

Infatti:

$$E=E_0e^{i(\omega t-kz)}=E_0e^{i\omega\left(t-\frac{n}{c}z\right)}=$$

$$=E_0e^{i\omega\left(t-\frac{n'}{c}z\right)}e^{-i\left(-i\frac{n''\omega}{c}z\right)}=$$

$$=E_0e^{-\left(\frac{n''\omega}{c}z\right)}e^{i\omega\left(t-\frac{n'}{c}z\right)}$$

L'intensità dell'onda si attenua in modo esponenziale con la propagazione:

$$\bar{I}\propto\bar{E}^2=\bar{E}_0^{\ 2}e^{-2\frac{n''\omega}{c}z}=\bar{E}_0^{\ 2}e^{-\Gamma z}$$

dove: $\boxed{\Gamma=2\frac{n''\omega}{c}}$ = **Coefficiente di assorbimento**

$$\Gamma = \frac{Nq_e^{\,2}}{m\varepsilon_0 c} \frac{\gamma\omega^2}{\left(\omega_0^{\,2} - \omega^2\right)^2 + \gamma^2\omega^2}$$

Se $\gamma = 0$, $\Gamma = 0$.

Se $\underline{\omega \cong \omega_o}$ (vicino a risonanza):

$$\Gamma = \frac{Nq_e^{\,2}}{m\varepsilon_o c} \frac{\gamma\omega^2}{(\omega_o - \omega)^2(\omega_o + \omega)^2 + \gamma^2\omega^2} \cong$$

$$\cong \frac{Nq_e^{\,2}}{m\varepsilon_o c} \frac{\gamma\omega^2}{(\omega_o - \omega)^2 4\omega^2 + \gamma^2\omega^2} =$$

$$= \frac{Nq_e^{\,2}}{m\varepsilon_o c} \frac{\gamma/4}{(\omega_o - \omega)^2 + \gamma^2/4}$$

$\Rightarrow$ Forma caratteristica di riga di assorbimento atomico, detta Lorentziana.

In un sistema complesso vi sono diverse frequenze di risonanza ω_{ok}:

$$\Gamma = \sum\nolimits_k \Gamma_k$$

L'inviluppo delle righe di assorbimento costituisce lo **spettro di assorbimento** del materiale.

Nella regione di dispersione anomala, l'assorbimento è significativo.
Nella regione di dispersione normale, il materiale è trasparente.

Propagazione delle onde in mezzi conduttori

Gli elettroni sono liberi di muoversi.
⇒ Rispetto al modello dei dielettrici, non c'è la forza di richiamo elastica.

$$\ddot{z} + \gamma\dot{z} = \frac{q_e}{m} E$$

$$\ddot{\mathbf{P}} + \gamma\dot{\mathbf{P}} = \frac{\mathrm{Nq_e}^2}{\mathrm{m}} \mathbf{E}$$

$$-\omega^2 P + i\gamma\omega P = \frac{Nq_e^{\ 2}}{m} E$$

$$n^2 = 1 + \frac{\chi}{\varepsilon_0} = 1 + \frac{Nq_e^{\ 2}}{m\varepsilon_0} \frac{1}{-\omega^2 + i\gamma\omega} \qquad [\chi = \varepsilon_0(\varepsilon_r - 1)]$$

Il moto è reso mediamente uniforme dagli urti (descritti dalla forza di smorzamento):

$$\gamma\dot{z} = \gamma v_t \cong \frac{q_e}{m} E$$

$$J = \sigma E = Nq_e\dot{z} \quad \Rightarrow \quad \frac{q_e E}{m\gamma} = \frac{\sigma E}{Nq_e}$$

$$\Rightarrow \quad \sigma = \frac{Nq_e^{\ 2}}{m\gamma} = \frac{Nq_e^{\ 2}\tau}{m}$$

$$\Rightarrow \quad \gamma = \frac{1}{\tau}$$

(τ = tempo caratteristico del modello di Drude-Lorentz)

$$n^2 = 1 + \frac{Nq_e^{\ 2}}{m\varepsilon_0} \frac{1}{\gamma(-\omega^2 + i\gamma\omega)/\gamma} = 1 + \frac{\sigma/\varepsilon_0}{i\omega(1 + i\omega\tau)}$$

1) Se **$\omega\tau << 1$** ($\omega << 1/\tau \approx 4\times 10^{13}$ Hz):

$$n^2 = 1 + \frac{\sigma/\varepsilon_0}{i\omega}$$

Se ω è sufficientemente piccolo:

$$n^2 \cong -i\frac{\sigma/\varepsilon_0}{\omega}$$

$$n \cong \sqrt{-i}\sqrt{\frac{\sigma/\varepsilon_0}{\omega}} = \sqrt{\frac{\sigma/\varepsilon_0}{\omega}}\frac{1-i}{\sqrt{2}}$$

$$(\sqrt{-i} = \sqrt{e^{-i\pi/2}} = e^{-i\pi/4} = \cos(\pi/4) - i\sin(\pi/4) = 1/\sqrt{2} - i1/\sqrt{2})$$

⇒ Si ha assorbimento esponenziale:

$$E \propto \exp\left[-\sqrt{\frac{\sigma}{2\varepsilon_0\omega}}\frac{\omega}{c}z\right] = \exp\left(-\frac{z}{\delta}\right)$$

$$\text{dove:} \quad \delta = \frac{c}{n''\omega} = c\sqrt{\frac{2\varepsilon_0}{\sigma\omega}}$$

Per molti metalli per radiazione visibile δ è molto piccolo.
Ad es. per il rame:

$$\omega < 10^{12}\ Hz \qquad \delta = 6.7\ \mu m$$

Effetto pelle: Un sottile strato conferisce il carattere di metallo.

Il campo e.m. si annulla dopo poche decine di micron.
L’onda non penetra ed è quasi totalmente riflessa.
Approssimazione reale del conduttore perfetto. Valida solo in un dato intervallo di frequenze.

$$n^2 = 1 + \frac{\sigma/\varepsilon_0}{i\omega(1+i\omega\tau)}$$

2) Se $\underline{\boldsymbol{\omega\tau >> 1}}$:

$$n^2 = 1 - \frac{\sigma/\varepsilon_0}{\omega^2\tau}$$

Definendo:

$$\boxed{\omega_p = \sqrt{\frac{\sigma}{\varepsilon_0\tau}}}$$ **Frequenza di plasma**

$$\Rightarrow \qquad \boxed{n^2 = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2}$$

Se $\underline{\omega >> \omega_p}$, $\quad$ *$n \cong 1$* $\quad \Rightarrow \quad$ *Il metallo è trasparente.*

Plasma: Gas di elettroni e di ioni (es. ionosfera) che oscillano a frequenza caratteristica, detta appunto frequenza di plasma e presenta un comportamento analogo al metallo.

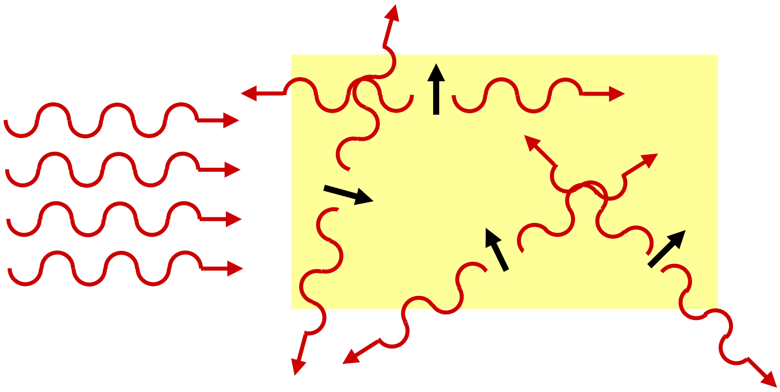
Atmosfera: $\omega_p \cong 10^7$ Hz
Rame: $\omega_p \cong 2 \times 10^{15}$ Hz

Nell'atmosfera (ionosfera):
- Onde e.m. con $\omega < \omega_p \Rightarrow$ Riflesse (onde radio AM)
- Onde e.m. con $\omega > \omega_p \Rightarrow$ Trasmesse (onde TV e radio FM)

Diffusione

Diffusione: L'onda e.m. si propaga con dispersione e assorbimento trascurabili, ma **modifica** significativamente la sua **distribuzione spaziale**.

Interpretazione: i dipoli del materiale assorbono totalmente l'energia dell'onda e la riemettono in direzione casuale, se i dipoli hanno orientamento casuale.



Il campo diffuso è determinato dalla sovrapposizione dei campi di dipolo.

Consideriamo il campo di due dipoli:

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_{o1} e^{i(\omega t - \mathbf{k}\bullet\mathbf{r}_1 - \varphi_1)} = \mathbf{E}_{o1} e^{i(\omega t - \phi_1)} \qquad \mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_{o2} e^{i(\omega t - \phi_2)}$$

L'intensità totale risulta:

$$I \propto \left|\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2\right|^2 = E_{o1}{}^2 + E_{o2}{}^2 + 2E_{o1}E_{o2}\cos(\phi_2 - \phi_1)$$

Se $(\phi_2 - \phi_1) = \text{cost}$:
- le sorgenti sono **coerenti**
- l'intensità è modulata spazialmente dal termine di fase
- Si ha ***interferenza***

Se $(\phi_2 - \phi_1) \neq \text{cost}$:
- le sorgenti sono **incoerenti**
- l'intensità è la somma delle intensità ed è uniforme.

$$\overline{\cos(\phi_2 - \phi_1)} = 0 \qquad I = I_1 + I_2$$

Diffusione da un gas

Il gas è descrivibile come un insieme di emettitori:
- **non interagenti** tra di loro
- con **posizioni casuali e variabili nel tempo**.

$\Rightarrow$ Le fasi relative variano nel tempo e il sistema si comporta come un insieme di emettitori incoerenti.

$\Rightarrow$ Le intensità si sommano.

Per un singolo atomo nel modello dei dielettrici:

$$z = \frac{q_e E_o}{m\left(\omega_o^{\,2} - \omega^2 + i\gamma\omega\right)}$$

Supponendo trascurabile l'assorbimento ($\gamma = 0$):

$$p = q_e z \cong \frac{q_e^2 E_o}{m\left(\omega_o^{\,2} - \omega^2\right)}$$

La potenza irraggiata dal dipolo è:

$$P = \frac{p^2\omega^4}{12\pi\varepsilon_o c^3} = \frac{\omega^4}{12\pi\varepsilon_o c^3}\,\frac{q_e^{\,4} E_o^{\,2}}{m^2\left(\omega_o^{\,2} - \omega^2\right)^2} =$$

$$= \underbrace{\left(\frac{\varepsilon_o E_o^2 c}{2}\right)}_{\text{Intensità Incidente } I_i}\left(\frac{8\pi}{3}\right)\underbrace{\left(\frac{q_e^{\,4}}{16\pi^2\varepsilon_o^{\,2} m^2 c^4}\right)}_{r_o^{\,2}}\frac{\omega^4}{\left(\omega_o^{\,2} - \omega^2\right)^2}$$

$$\boxed{r_o = \frac{q_e^{\,2}}{4\pi\varepsilon_o m c^2}}$$

r_o è il raggio della distribuzione sferica uniforme di carica negativa, che descrive l'elettrone nel modello classico (vedi: polarizzazione per deformazione, dove si chiamava a).

$$P = I_i \sigma_s$$

dove:

$$\boxed{\sigma_s = \left(\frac{8\pi r_o^{\,2}}{3}\right)\frac{\omega^4}{\left(\omega_o^{\,2}-\omega^2\right)^2}}$$

= **Sezione d'urto** per la **diffusione Rayleigh**

La **sezione d'urto:**
- ha le dimensioni di un'area (tipicamente espresso in cm^2)
- è una misura dell'efficienza di un fenomeno.
La potenza diffusa è quella che corrisponde all'intensità incidente sulla sezione d'urto.

Per $\underline{\omega \ll \omega_o}$:

$$\sigma_s = \left(\frac{8\pi r_o^{\,2}}{3}\right)\frac{\omega^4}{\omega_o^{\,4}} \propto \omega^4$$

L'efficienza di diffusione è proporzionale a ω^4
⇒ Le frequenze più alte sono più diffuse.
Es.: l'atmosfera diffonde con maggiore intensità il blu rispetto al rosso (cielo blu).

Se l'elettrone è libero ($\underline{\omega_o = 0}$) (es. plasma, cioè gas rarefatto e ionizzato):

$$\boxed{\sigma_s = \left(\frac{8\pi r_o^{\,2}}{3}\right)}$$

Diffusione Thomson

⇒ **La diffusione Thomson <u>non</u> dipende dalla frequenza**

Nota 1: **Perchè le nuvole sono bianche e non azzurre?**

Le nuvole sono costituite da goccioline d'acqua condensata.
Se la goccia è piccola, tutti i suoi N atomi sono vicini e vengono investiti contemporaneamente dall'onda e quindi oscillano tutti in fase. $\Rightarrow$ Si sommano i campi:

$$E_{tot} \propto NE \quad \Rightarrow \quad I_{tot} \propto N^2 I$$

Se l'acqua non è condensata, le molecole sono lontane, non oscillano in fase e si sommano le intensità.

Al crescere della dimensione della goccia ($\propto N$), cresce l'efficienza della diffusione ($\propto N^2$).

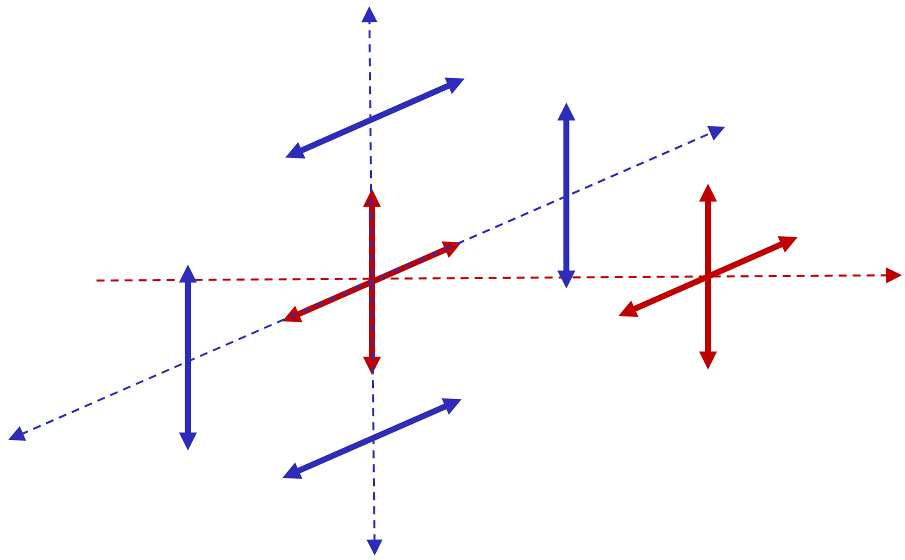
Quando la goccia ha dimensioni confrontabili con la lunghezza d'onda o superiori, non tutte le molecole restano in fase.
La dimensione limite viene raggiunta prima per il blu che per il rosso.
Questo fenomeno, più efficiente per il rosso, compensa la maggiore efficienza della diffusione per il blu e rende le nuvolebianche o grigiastre.

Nota 2:

La luce diffusa a 90° è polarizzata linearmente anche se la luce incidente non è polarizzata.

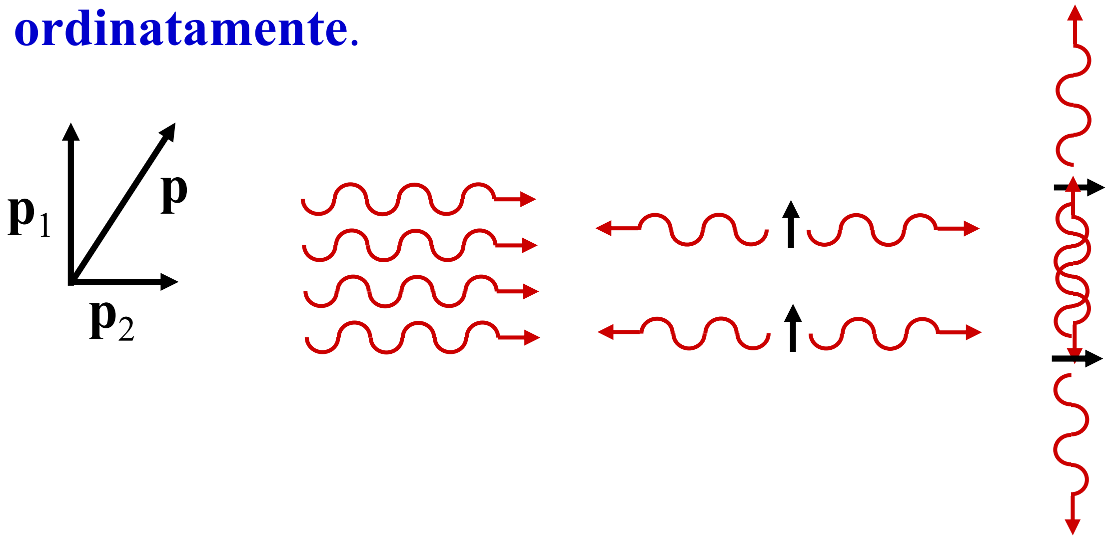
- **E** incidente oscilla (e mette in oscillazione i dipoli) nel piano ortogonale alla direzione di propagazione (onda trasversale).
- I dipoli non emettono nella direzione di oscillazione.

Nella direzione di propagazione la luce resta non polarizzata.



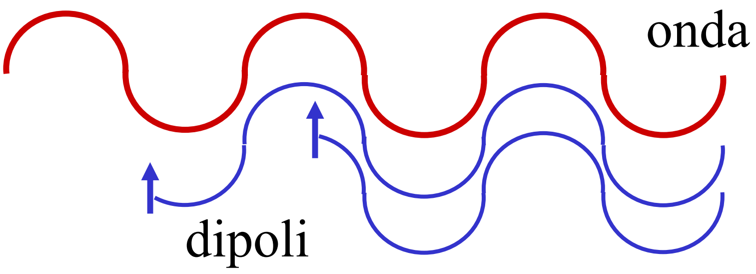
Propagazione in un mezzo trasparente

Si tratta di mezzi dove gli **atomi** sono **disposti ordinatamente**.



Qualunque sia l'orientazione dei dipoli, possiamo sempre considerare la loro emissione come la sovrapposizione del campo di un dipolo parallelo alla propagazione di propagazione e di uno ortogonale.

- I dipoli che emettono nella direzione di propagazione dell'onda oscillano quando sono raggiunti dall'onda.
$\Rightarrow$ L'onda li sincronizza $\Rightarrow$ Sono sempre in fase, indipendentemente dalla loro posizione.



- I dipoli che emettono nella direzione ortogonale alla direzione di propagazione oscillano simultaneamente quando sono investiti dal fronte dell'onda, ma sono disposti casualmente rispetto alla lunghezza d'onda.
$\Rightarrow$ Le fasi relative sono casuali $\Rightarrow$ Il campo medio è nullo.