

Propa électromagn

2/4

31.01.11

II) ③ $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ • elle exprime le phénomène d'autoinduct.

(Si \vec{B} varie en fonction du temps, alors il se crée un champ \vec{E} ($\text{tg } \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$))

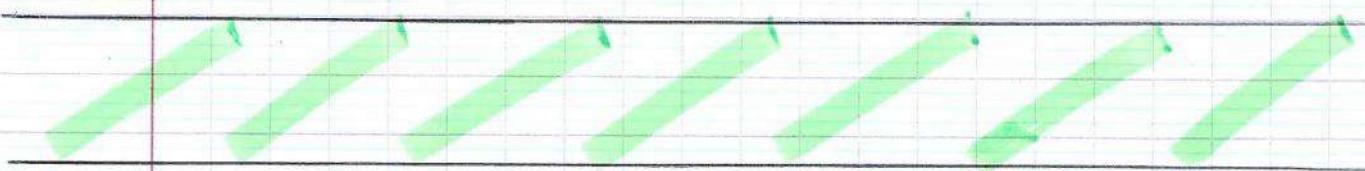
• ce champ \vec{E} est responsable de la création du couple ($e, i \Rightarrow$ tension et courant autoinduits).

$$④ \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = \mu \left(\vec{J} + \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right)$$

densité du courant total en Ampère/m².

où $\left\{ \begin{array}{l} J: \text{densité de courant stationnaire en A/m}^2 \\ \epsilon \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}: \text{de déplacement} \end{array} \right.$

Cette éq signifie que la \sum , des courants stationnaires et ceux de déplacement, créent un champ \vec{B} tg $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = \mu (\vec{J}_{\text{total}})$.



Cours 2 : Propagation d'OEM
ds le vide (ou de l'air)

I- Eq de Maxwell ds le vide.

Ds le milieu vide :

• pas de charges : $\rho = 0$ (densité et charges volumiques) • $\mu = \mu_0$

• pas de courant : $\vec{J} = \vec{0}$ • $\epsilon = \epsilon_0$

cas	$\left\{ \begin{array}{l} \text{div } \vec{E} = 0 \\ \text{div } \vec{B} = 0 \end{array} \right.$	$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$
		$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$

II- Eq d'Alambert et Solut'

1- Eq de D'Alambert

Ce st les éq de propagat' des vecteurs \vec{E} et \vec{B} ds le milieu vide.

II.1) Eq de propagation \rightarrow relati^{on} entre la variation spatiale (donnée par Δf) et la variati^{on} temporelle (donnée par $\frac{\partial f}{\partial t^2}$)

La eq de propagat type pr une fct qcq f:

$$\boxed{\Delta f - k \frac{\partial^2 f}{\partial t^2} = 0}$$

La combinaison des 4 éq de Maxwell (du le vide), à l'aide de l'identité : $\text{rot}(\text{rot} \vec{V}) = \text{grad}(\text{div} \vec{V}) - \Delta \vec{V}$

permet d'établir :

$$\boxed{\begin{cases} \Delta \vec{E} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \vec{0} \\ \Delta \vec{B} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} = \vec{0} \end{cases}} \quad \begin{array}{l} \text{éq de D'Alembert} \\ \text{pour } \vec{E} \text{ et } \vec{B} \end{array}$$

Remarque: • $\mu_0 \epsilon_0$ est homogène à $(\text{m/s})^{-2}$

$$= \frac{\Delta E / \partial^2 E}{\partial t^2} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} \text{ en m}^{-2} \\ \frac{\partial^2}{\partial t^2} \text{ en s}^{-2} \end{cases}$$

Par analogie avec les ondes matérielles (ondes acoustiq^{ue}) où la grandeur est la pression.

$$\Delta p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0 \quad \begin{array}{l} \text{pression} \\ \checkmark: \text{vitesse sonore} \end{array}$$

$$\Rightarrow \mu_0 \epsilon_0 = \frac{1}{c^2} \quad \text{où "c" célérité de l'OEM du le vide.}$$

$$\Rightarrow \boxed{c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}}$$

Eq de D'Alembert de l'espace :

$$\boxed{\begin{cases} \Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \vec{0} \\ \Delta \vec{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} = \vec{0} \end{cases}} \quad (*)$$

valable du le vide.

2) Solut' des éq de D'Alembert.

La sol genl de * pour des variat' à une dim:

Pour f qcg à une dim

$$\text{La } f(x,t) \Rightarrow \Delta f = \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial t^2}$$

$$\Rightarrow \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 f}{\partial t^2} = 0 \quad (f = E_x, E_y, E_z, B_x, B_y, B_z)$$

de solut' $f(x,t) = F(x-ct) + G(x+ct)$

$\left\{ \begin{array}{l} F(x-ct) = \text{signal qui se propage vers les } x > 0, \text{ avec } \bar{v} = c. \\ \rightarrow \text{onde progressive.} \end{array} \right.$

$\left\{ \begin{array}{l} G(x+ct) = \text{---} \quad x < 0, \text{ avec } \bar{v} = -c. \\ \rightarrow \text{onde régressive.} \end{array} \right.$

Conclusion

* une OEM progressive se propageant de la direct' \vec{O}_x est de la forme: $\vec{E}(x-ct)$

$$\vec{E}(x-ct)$$

* _____ régressive _____ : $\vec{E}(x+ct)$

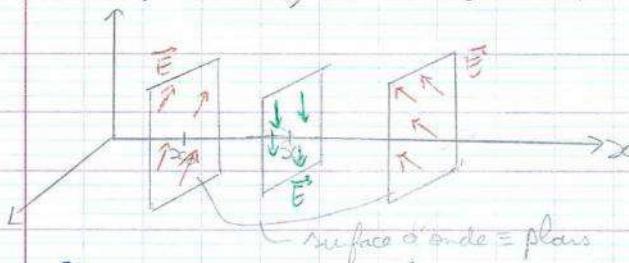
$$\vec{B}(x+ct)$$

III. Ondes planes

1) Def

Onde dont la surface d'onde est un plan

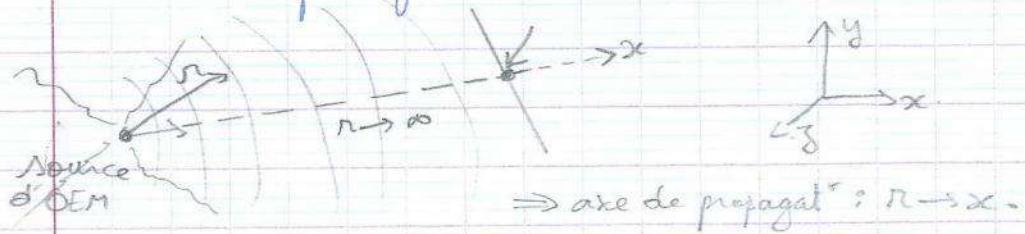
(une surface onde: endroit géométrique où le chp \vec{E} (ou \vec{B}) a un direct', un sens, et un intensité).



Surface d'onde = plan

Rem': au niveau de la source d'OEM les ondes sont plutôt sphériques (cad: la surface d'onde est une sphère). Mais très loin de la source ($R_sph \rightarrow \infty$), la surface d'onde devient plane: on a donc affaire aux ondes planes.

→ mathématiques des ondes planes et + facile à manipuler.
 ↳ solution: il faut faire l'étude très loin de la source.



2) Pptes d'ondes planes (du milieu vide ou de l'air)

Ces pptes ont été établies à partir des éq de Maxwell exprimées du le vide.

$$\text{1. } \operatorname{div} \vec{E} = 0$$

$$\text{2. } \operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

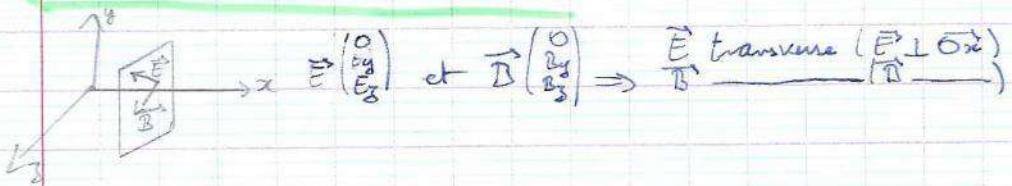
$$\text{3. } \operatorname{div} \vec{B} = 0$$

$$\text{4. } \operatorname{rot} \vec{B} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

Avec solution d'éq de D'Alembert: $\vec{E}(x, t) = \vec{E}(x - c.t)$ onde progressive vers les $x > 0$
 $\vec{x}(x, t)$ avec $\vec{v} = +c$

Les 4 pptes sont:

- \vec{E} transverse, \vec{B} transverse (\vec{E} et \vec{B} st \perp à l'axe de propagat^r)
- $\|\vec{E}\| = c \|\vec{B}\|$
- $\vec{E} \perp \vec{B}$
- $(\vec{E}, \vec{B}, \alpha)$ trièdre direct (il vect unit^r de l'axe de propagat^r).



IV. Ondes planes régulières (pas de propagat^r) / progressives (pas de réflexion) (milieu vide) OPPS.

Expansion générale d'une OPP se propageant sur \vec{Ox} : $\vec{E}(x, t) = \vec{E}_0(x - c.t)$

$\vec{E}(x, t) \neq f(t)$ pas de propagat^r, se rapporte de t.

amplitude de \vec{E} = valeur max de E_0

Si on a une OPPS: $\vec{E}(x - ct) = \vec{E}_0 \cos(x - ct)$

On doit multiplier par k (rad/m)

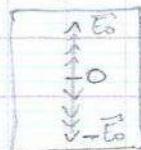
Car la phase $k(x - ct)$: en rad, $x - ct$: en m $\Rightarrow k$ en rad.m⁻¹

Propriétés électrostatiques

3/4

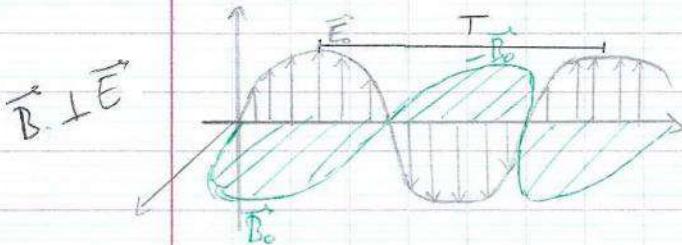
7.02.11 (II O.P.S)

Ds le plan d'onde (surface d'onde)



On observe une vibat° du champ \vec{E} entre $+E_0$ et $-E_0$ pendant : $\Delta t = T$: période.

* en fonction du temps : (on fixe x et donc une posé de l'espace $x=x_0$)



$$\begin{aligned} \vec{E}(x, t) &= \vec{E}_0 \cos(kx - \omega t) \\ &= \vec{E}_0 \cos(kx - \omega t) \Rightarrow \boxed{k c = \omega} \text{ vitesse de propagation} \end{aligned}$$

1) Grandeur caractéristiq d'une O.P.S

a) Période T et fréquence f .

T : période temporelle (en s.) = intervalle de temps mis par l'onde pour reprendre sa m^e état vibratoire.

L^s Elle vérif $E_0 \cos(kx - \omega t) = E_0 \cos(kx - \omega(t+T))$

fréquence f : $f = \frac{1}{T}$ en s^{-1} ou Hz

b) Pulsat° ω

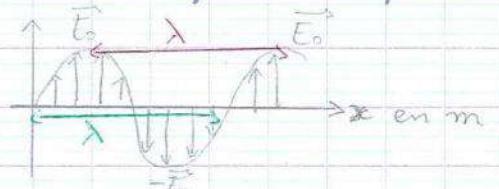
→ vitesse angul° de rotation de \vec{E}

$$\dot{\omega} = \frac{\Delta \alpha}{\Delta t} \text{ qd } \Delta \alpha = 2\pi \Rightarrow \Delta t = T \Rightarrow \boxed{\omega = \dot{\omega} = \frac{2\pi}{T}}$$

c) longueur d'onde λ

Il s'agit d'une période spatiale = distance "parcourue" par l'OEM, pdt T à la vitesse c .

$$c = \frac{\lambda}{T} \Rightarrow \boxed{\lambda = c \cdot T = \frac{c}{f}}$$



Elle vérif : $E(x+\lambda, t) = E(x_0, t)$ à $t=t_0$

$$\begin{aligned} E_0 \cos(k(x+\lambda) - \omega t_0) \\ = E_0 \cos(kx - \omega t_0) \end{aligned}$$

1) nombre d'onde k

$$\vec{E}(x - ct) = \vec{E}_0 \cos(kx - \omega t) = \vec{E}_0 \cos(kx - \omega t)$$

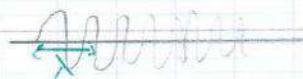
$$\Rightarrow \omega = kc \quad \text{or} \quad \begin{cases} \omega = 2\pi f = \frac{2\pi}{T} \\ c = \frac{\lambda}{T} \end{cases}$$

D'où $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ Si $\lambda \gg 1$, très peu d'oscillat° et k petit.

λ grand



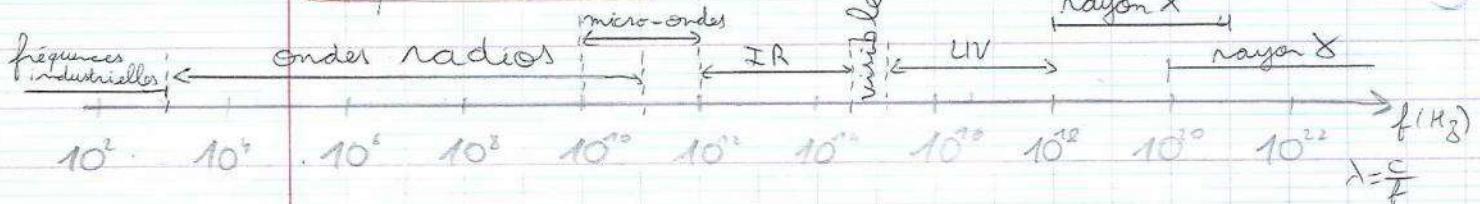
peu d'oscillat \rightarrow k faible



bcp d'oscillat \rightarrow k grande

k = nombre d'ondes

Fréquence des OEM



2) Généralisation

But : trouver l'expression de \vec{E} (ou de \vec{B}) qui se propage dans une direction quelconque.

$$\vec{E}(M, t) = \vec{E}(x, y, z, t) = \vec{E}_0 \cos(\alpha x + \beta y + \gamma z - \omega t)$$

où α, β et γ sont les composantes du vect. d'onde \vec{k} $\begin{pmatrix} k_x = \alpha \\ k_y = \beta \\ k_z = \gamma \end{pmatrix}$

On pose $\vec{OM} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \Rightarrow \vec{E}(x, y, z, t) = \vec{E}_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{OM} - \omega t)$ en écriture \vec{B} sauf que B_0

$$= \vec{E}_0 \cos(k_x x + k_y y + k_z z - \omega t)$$

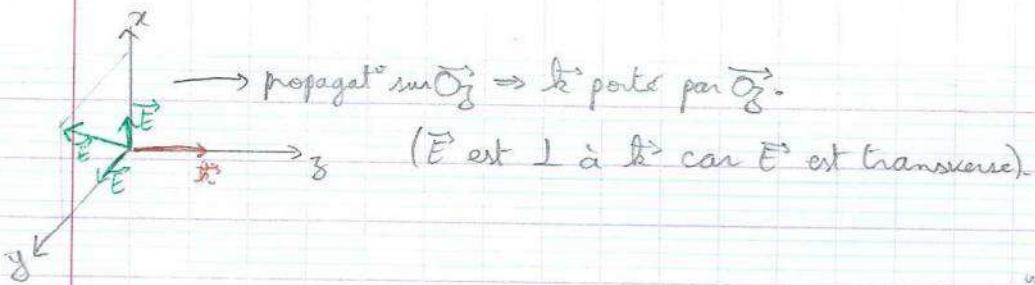
exemples

x ODDS qui se propage sur \vec{Oz} : $\vec{E}(z, t) = E_0 \cos(kz - \omega t)$ $\vec{k} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$

Rem : Si \vec{E} se propage selon \vec{Oz} $\begin{cases} \vec{E} \text{ porté par } \vec{Ox} \\ \vec{E} \perp \vec{Oy} \\ \vec{E} \in \text{plan } (x, y) \end{cases}$

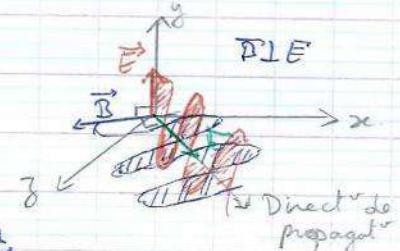
et si \vec{E} est transverse (\perp à l'axe de propagation) et donc \vec{k}

- \vec{E} porté par \vec{Ox}
- $\vec{E} \perp \vec{Oy}$
- $\vec{E} \in \text{plan } (x, y)$



* Ondes se propagent sur un plan ($\perp O_z$)
 $\Rightarrow \vec{k}(\vec{P}) \rightarrow \vec{E} = \vec{E}_0 \cos(k_x x + k_z z - \omega t)$

On peut trouver \vec{B} par $(\vec{E}, \vec{B}, \vec{k})$ trièdre direct,
 1^e pôle d'onde plane dans le vide.



3) Notation complexe

$$\vec{E}(M, t) = \vec{E}_0 \cos(k \cdot \vec{OM} - \omega t)$$

$$\rightarrow \text{notation complexe : } \vec{E}(M, t) = \vec{E}_0 e^{i(k \cdot \vec{OM} - \omega t)}$$

$$\text{et } \vec{B}(M, t) = \vec{B}_0 e^{i(k \cdot \vec{OM} - \omega t)}$$

$$\vec{\nabla}(f) = \text{grad } f$$

$$\text{div}(\vec{v}) = \vec{v} \cdot \vec{\nabla}$$

$$\text{Casce : } \vec{\nabla} = ik \quad \frac{\partial}{\partial t} = -i\omega$$

Écriture des éq de Maxwell \Rightarrow

$$\begin{cases} \text{div} \vec{E} = 0 \\ \text{div} \vec{B} = 0 \\ \text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \text{rot} \vec{B} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{cases}$$

$$\vec{\nabla} = ik \quad \frac{\partial}{\partial t} = -i\omega$$

$$1. \text{div} \vec{E} = \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = (ik \cdot \vec{E}) = 0 \Rightarrow ik \cdot \vec{E} = 0 \quad \vec{E} \perp \vec{k}, \vec{E} \text{ transverse. } \vec{k} \text{ donne le sens de propagat.}$$

$$2. \text{div} \vec{B} = \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = (ik \cdot \vec{B}) = 0 \Rightarrow ik \cdot \vec{B} = 0 \quad \vec{B} \perp \vec{k} \quad \vec{B} \text{ transverse.}$$

$$3. \text{rot} \vec{E} = \vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \Rightarrow ik \wedge \vec{E} = -(-i\omega) \vec{B} \Rightarrow ik \wedge \vec{E} = \omega \vec{B} \quad \text{calcul de rotat } \vec{E}.$$

$$4. \text{rot} \vec{B} = \vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \Rightarrow ik \wedge \vec{B} = \frac{1}{c^2} (-i\omega) \vec{E} \Rightarrow ik \wedge \vec{B} = -\frac{\omega}{c^2} \vec{E}$$

V - Grandeur énergétique par les OEM

1) Bilan de puissance

La combinaison des éq de Maxwell (ds un milieu matériel qcq), donne l'éq bilan de puissance:

$$\frac{dW_{en,m}}{dt} = \iint_S \vec{S} \cdot d\vec{\Sigma} + \iiint_V \vec{J} \cdot \vec{E} dV$$

$\frac{dW_{en,m}}{dt}$ = variation de l'énrg électromagnétique ds le tps, en J/sec \Rightarrow Watt -

$\iint_S \vec{S} \cdot d\vec{\Sigma}$ = Puiss de rayonnement , avec \vec{S} vect de Poynting Watt/m²
 $d\Sigma$ élé de surface en m²

$\iiint_V \vec{J} \cdot \vec{E} dV$ = Puiss dissipée par effet Joule . Exprime l'interact' onde-matière -
 \vec{E} champ de l'onde - \vec{J} densité de courant, produit par les charges du milieu

Concluons la puiss totale de l'OEM est la Σ de puiss de rayonnement et de la puiss dissipée par effet Joule.

2) Vecteur de Poynting

Valable \forall OEM
 et \forall milieu

$$\vec{S} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu}$$

coliné à l'axe de propagat.

Il véhicule la puiss électromag de l'onde.

• Pour une OPPS (ds l'air ou vide)

* $\mu = \mu_0$ (vide)

* OPP $\vec{E} \perp \vec{B} \Rightarrow \vec{E} \wedge \vec{B} = E B \vec{u}$ (\vec{u} vect de l'axe de propagat)

$$S = \frac{EB}{\mu_0} \vec{u}$$

$\Rightarrow S$ est donc coliné à l'axe de propagat, donc à \vec{k} .

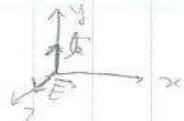
exemple: E de l'onde d'expansion : $\vec{E}(y, t) = E_0 \cos(ky - \omega t) \vec{e}_z$

On peut en déduire:

- \vec{E} porté par \vec{Oz}

- \vec{E} dépend de $y \Rightarrow \vec{k} \parallel \vec{Oz} \Rightarrow$ propagat selon \vec{Oz} !

- $(\vec{E}, \vec{B}, \vec{k})$ étant direct, nous avons:



propre
électromagnétique

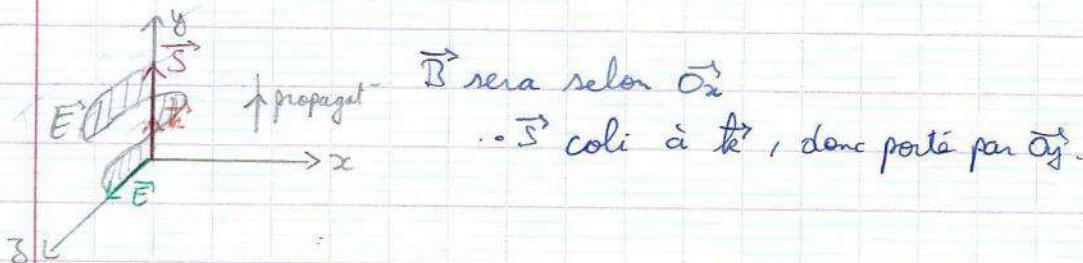
4/4

14-02-11 (II-2) Vecteur de Poynting

Exemple:

\vec{E} de l'onde et d'expression: $\vec{E}(y, t) = E_0 \cos(ky - \omega t) \hat{e}_y$

- \vec{E} porté par \hat{e}_y
- \vec{E} dépend de $y \Rightarrow \vec{k} \parallel \hat{e}_z$
- $(\vec{E}, \vec{B}, \vec{t})$ direct.



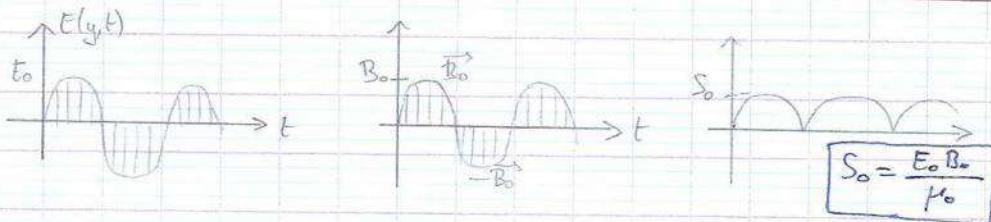
• Expression de \vec{B}

\vec{B} en phase avec $\vec{E} \Rightarrow \vec{B}(y, t) = B_0 \cos(ky - \omega t) \hat{e}_x$ en phase que \vec{E}

• du vecteur puissance surface

$$\vec{S} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0} = \frac{1}{\mu_0} \begin{pmatrix} 0 \\ E_y \\ E_x \end{pmatrix} \wedge \begin{pmatrix} B_0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\mu_0} \begin{pmatrix} 0 \\ EB_0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\vec{S}(y, t) = \frac{EB_0}{\mu_0} \hat{e}_y = \frac{E_0 \cos(ky - \omega t) B_0 \cos(ky - \omega t)}{\mu_0} \hat{e}_y = \boxed{\frac{E_0 B_0}{\mu_0} \cos^2(ky - \omega t) \hat{e}_y}$$



on $B_0 = \frac{E_0}{c}$ (onde plane)

$$\Rightarrow \left\{ S_0 = S_{\max} = \frac{E_0 \cdot E_0}{\mu_0 c} = \frac{E_0^2}{\mu_0 c} \right\} \Rightarrow S = c E_0 E_0$$

on $\mu_0 \epsilon = \frac{1}{c} \Rightarrow \frac{1}{\mu_0 c} = c \epsilon$.

3) Intensité lumineuse d'un OEP PPS

I représente la valeur moyenne sur la période T , du module du vecteur Poynting \vec{S} .

$$\cos^2 \approx \frac{1}{2}$$

$$I = \langle S \rangle_T = \frac{1}{T} \int_0^T S(M, t) dt$$

Px une propagation directe qqq: $\vec{S}(M, t) = \vec{S}_0 \cos^2(\vec{k} \cdot \vec{OM} - \omega t)$

En module: $S(M, t) = S_0 \cos^2(\vec{k} \cdot \vec{OM} - \omega t)$

$$I = \langle S \rangle_T = \langle S_0 \cos^2(\vec{k} \cdot \vec{OM} - \omega t) \rangle_T$$

$$\Rightarrow I = S_0 \langle \cos^2(\vec{k} \cdot \vec{OM} - \omega t) \rangle$$

$$I = S_0 / 2$$

Conclu: $I = \frac{S_0}{2} = \frac{\epsilon_0 c E^2}{2}$

l'intensité lumineuse d'un OEP PPS, est propor au carré de l'amplitude du chp \vec{E} : E_0 .

APPLICATIONS

I. Ondes radio

Une radio se propage ds l'air avec $C \approx 3 \cdot 10^8$ m/s.

le chp \vec{E} est: $\vec{E}(x, y, t) = 10^2 \cdot \cos(2\pi \cdot 10^2 (\frac{\sqrt{3}}{2}x + \frac{1}{2}y) - \omega t) \vec{e}_z$

Onde supposée PPS.

1) Donner la direct de propagation

2) —— les composantes du vecteur onde \vec{k} . Calculer k, λ, f

3) Représenter \vec{E} , \vec{B} et \vec{k} (ds le trièdre xyz).

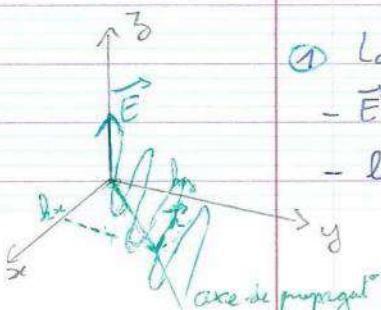
4) Exprimer les composantes de \vec{B} (en utilisant une des éq. de Maxwell en notation complexe) — Calculer B .

5) ————— du vecteur \vec{S} . Calculer S_0 .

① La propagation se fait ds le plan (xOy) car:

- \vec{E} dépend de x et de y .

- la phase ($\cos(\frac{k_x x + k_y y}{\lambda})$) montre que \vec{k} a 2 comp: $\begin{pmatrix} k_x \\ k_y \\ 0 \end{pmatrix}$



② Composante de \vec{k} (vecteur d'onde: donne le sens et la direct de propagat)

D'après $\vec{E}(x, y, t) = E_0 \cos(k_x x + k_y y - \omega t) \hat{e}_z$

Par identification:

On a: $E_0 = 10^2 \text{ V/m}$ et $\vec{k} \begin{pmatrix} 2\pi \cdot 10^{-2} \sqrt{3}/2 \\ 2\pi \cdot 10^{-2} 1/2 \\ 0 \end{pmatrix}$

En module: $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2} = \pi \cdot 10^{-2} \sqrt{3+1} = [2\pi \cdot 10^{-2} \text{ rad/m}]$

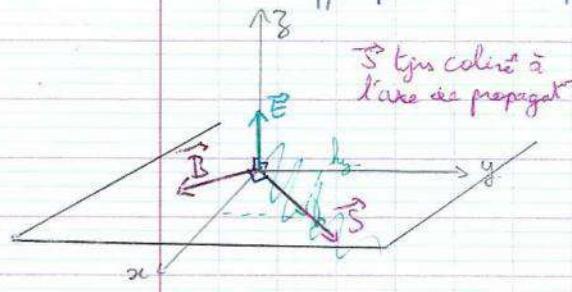
Calcul de λ : $k = 2\pi/\lambda \Rightarrow \lambda = 2\pi/k = [100 \text{ m.}]$

Calcul de la fréquence f de cette onde radio

$$c = \frac{\lambda}{T} = \lambda \cdot f \Rightarrow f = c/\lambda$$

$$f = \frac{3 \cdot 10^8}{100} = 3 \cdot 10^6 \text{ Hz} = [3 \text{ MHz}]$$

③ On applique la 4^e ppté d'OPPS: $(\vec{E}, \vec{B}, \vec{k})$ trièdre direct.



④ On utilise la 3^e éq de Maxwell.

$$\text{Lo röt } \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\Leftrightarrow \vec{\nabla} \wedge \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\text{On: } \vec{\nabla} = i \vec{k} \text{ et } \frac{\partial}{\partial t} = -i\omega$$

$$\text{D'où } \vec{k} \wedge \vec{E} = \omega \vec{B}$$

notation complexe

$$\Rightarrow \vec{B} = \frac{1}{\omega} (\vec{k} \wedge \vec{E}) \\ = \frac{1}{\omega} \begin{pmatrix} k_x \\ k_y \\ 0 \end{pmatrix} \wedge \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ E \end{pmatrix} = \frac{1}{\omega} \begin{pmatrix} k_y \cdot E - 0 \\ 0 - k_x \cdot E \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\omega} \begin{pmatrix} k_y E \\ -k_x E \\ 0 \end{pmatrix}$$

par identification pointe par \hat{e}_z

$$\text{D'où } \vec{B} = \begin{cases} B_x = \pi \cdot 10^{-2} \cdot 10^2 \cos(2\pi \cdot 10^{-2} (\frac{\sqrt{3}}{2}x + \frac{1}{2}y) - \omega t) \times 1/\omega \\ B_y = \dots \\ B_z = 0 \end{cases}$$

avec $\omega = k \cdot c$
 $\Leftrightarrow \omega = 6\pi \cdot 10^6 \text{ rad/s}$

Calcul de B_0 : $E = c \cdot B$ (onde plane)

$$E_0 = c_0 \cdot B_0 \quad (\text{— sinusoidale})$$

$$\Leftrightarrow B_0 = \frac{E_0}{c_0} = [0,33 \cdot 10^{-6} \text{ Tera}]$$

⑤ \vec{S} vecteur densité surfacique de puissance: W/m^2 .

\vec{S} tirs colinéaires à l'axe de propagation.

Par déf: $\vec{S} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0}$

$$\vec{S} = \frac{1}{\mu_0} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ E \end{pmatrix} \wedge \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\mu_0} \begin{pmatrix} -EB_y \\ EB_x \\ 0 \end{pmatrix}$$

$B_y < 0 \Rightarrow (EB_y) > 0$
Valeur > 0, logique d'après le schéma.

$$S_0 = \frac{E_0 B_0}{\mu_0} = \frac{10^2 \cdot 0,33 \cdot 10^{-2}}{4\pi \cdot 10^{-7}} = \dots \text{W/m}^2 \checkmark$$

II. Onde lumineuse (onde de faisceau laser)

On considère un faisceau laser, d'axe \vec{Oz} , de rayon R , composé d'OEM PPS - Le chp \vec{E} est d'amplitude $E_0 = 2 \cdot 10^7 \text{ V/m}$.

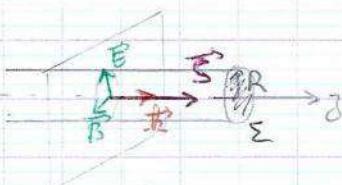
1) Représente le faisceau avec les grandeurs \vec{E} et \vec{S} .

2) Exprimer la puiss moyenne du rayonnement du faisceau (en fonction de μ_0 , cet E_0).

3) Quel doit être R pour que $P_{\text{moy}} = 1 \text{ M.Watts. } 10^6$.

4) Calcul f. du faisceau, avec $\lambda = 0,3 \mu\text{m}$.

①



② Par déf: $P_{\text{moy}} = \Phi(S) = \iint_S \vec{S} \cdot d\vec{\Sigma}$

$$\Rightarrow P_{\text{moy}} = S \iint d\Sigma$$

$$\Rightarrow = S \cdot \Sigma = S \cdot \pi R^2$$

Σ section disque $\Rightarrow \pi R^2$.

élément de section du faisceau.

Or $\vec{S} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0}$

$$\vec{E} \perp \vec{B} \rightarrow \|\vec{S}\| = \frac{E \cdot B \cdot \sin 90^\circ}{\mu_0} = \frac{E \times E}{\mu_0 \times c} \quad E = cB.$$

Or $E = E_0 \cos(kz - \omega t)$ faisceau selon \vec{Oz} .

D'où $P_{\text{moy}} = \frac{E_0^2}{\mu_0 c} \cdot \cos^2(kz - \omega t) \times \pi R^2$

$$P_{\text{moy}} = \frac{E_0^2}{\mu_0 c} \langle \cos^2(\dots) \rangle \cdot \pi R^2 = \left[\frac{1}{2} \frac{E_0^2 R^2 \pi}{\mu_0 c} \right]$$

③ $R = \frac{1}{E_0} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot P_{\text{moy}} \cdot \mu_0 \cdot c}{\pi}} = \dots = 10^4 \cdot \sqrt{60} = 7,7 \cdot 10^{-4} = [0,77 \text{ mm}]$

④ $c = \lambda f \Rightarrow f = \frac{c}{\lambda} = 10^{15} \text{ Hz}$ + important que onde radio.