Radiocommunication

Dr. Tidjani Amina

2022/ 2023

CHAPITE1:THÉORIE DU CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE

I-1. Introduction

Ce chapitre vise à donner un rappel général

- Les équations de Maxwell.
- La propagation des ondes électromagnétiques planes dans le vide.
- La propagation dans un milieu diélectrique.
- Finalement la propagation dans un milieu anisotrope.

INTRODUCTION

- Les systèmes de communication hertziens tels que nous les connaissons, comme la radio, la télévision, le téléphone portable, les réseaux sans fil, utilisent le rayonnement électromagnétique des ondes pour transmettre des informations d’une antenne émettrice à une ou plusieurs antennes réceptrices distantes.

INTRODUCTION

- La propagation des signaux (ondes électromagnétiques) dépend essentiellement de deux paramètres fondamentaux qui sont la **longueur d'onde** et **les propriétés du milieu** (en termes géographiques et électromagnétiques).

PRÉREQUIS

- Pour pouvoir tirer le maximum de ce cours, vous devez au préalable savoir des :
- Des connaissances d'électromagnétisme
- Analyse vectorielle ,Opérateurs différentiels et intégraux (divergence, rotationnel, gradient, flux, circulation).

CHAPITE1:THÉORIE DU CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE

I-2. Rappels sur les équations de Maxwell

Maxwell étudier les rapports entre le champ électrique et le champ magnétique établissant des équations liées entre $\vec{E}$ et $\vec{B}$ est fait une relation entre eux.

Tous les phénomènes d’ électromagnétique permet être résumés en 4 équations.

CHAPITE1:THÉORIE DU CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE

I-2. Rappels sur les équations de Maxwell

- **Équation de Maxwell-Gauss:** Cette équation locale décrit comment un champ électrique est généré par des charges électriques :

$$\vec{\nabla}.\vec{D} = \rho \qquad\qquad \vec{\nabla}.\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$$

$\overrightarrow{\boldsymbol{D}}$ est le déplacement (induction) électrique

ρ La densité de charge électrique, ε_0 permittivité électrique du vide

CHAPITE1:THÉORIE DU CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE

I-2. Rappels sur les équations de Maxwell

- **Équation de Maxwell-Flux magnétique:** Cette équation énonce que les lignes de champ magnétique $\vec{B}$ sont obligatoirement fermées, et qu'il n'existe aucune (charge magnétique) analogue a une charge électrique.

$$\vec{\nabla}.\vec{B} = 0$$

CHAPITE1:THÉORIE DU CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE

I-2. Rappels sur les équations de Maxwell

Équation de Maxwell-Faraday. Cette équation décrit comment la variation d'un champ magnétique peut créer un champ électrique.

Par exemple, un aimant en rotation crée un champ magnétique variable qui génère un champ électrique.

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

CHAPITE1:THÉORIE DU CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE

I-2. Rappels sur les équations de Maxwell

Équation de Maxwell-Ampère. Cette équation énonce que les champs magnétiques peuvent être génères de deux manières : par les courants électriques (c'est le théorème d'Ampere), ou par la variation d'un champ électrique (c'est l'apport de Maxwell sur cette loi).

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

CHAPITE1:THÉORIE DU CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE

I-2. Rappels sur les équations de Maxwell

Les champs d'induction $\vec{D}$ et $\vec{H}$ sont proportionnels aux champs électrique et magnétique avec un coefficient de proportionnalité indépendant $\vec{D} = \varepsilon\vec{E}$ et $\vec{B} = \mu\vec{H}$

où: $\mu = \mu_0 \mu_r$: la perméabilité magnétique du milieu ($\mu_0 = 4\pi.10^{-7}$ perméabilité magnétique du vide, et perméabilité magnétique relative)

CHAPITE1:THÉORIE DU CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE

I-2. Rappels sur les équations de Maxwell

$\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$ est la permittivité électrique du milieu ($\varepsilon_0 = (36\pi\ 10^9)^{-1}$

ε_0 permittivité électrique du vide, et ε_r permittivité électrique relative)

CHAPITE1:THÉORIE DU CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE

I-3. Propagation de l'onde électromagnétique plane dans le vide

I-3.1. Equations d'ondes dans le vide

Nous allons considérer que la densité volumique de charge $\rho = 0$ et la densité de courant électrique $\vec{J} = \vec{0}$

$$\vec{\nabla}.\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \longrightarrow \vec{\nabla}.\vec{E} = 0$$

$$\vec{\nabla}.\vec{B} = 0$$

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

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \longrightarrow \vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

CHAPITE1:THÉORIE DU CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE

I-3. Propagation de l'onde électromagnétique plane dans le vide

I-3.1. Equations d'ondes dans le vide

- Les équations de Maxwell font intervenir les grandeurs physiques suivantes :

- Le champ électrique $\vec{\boldsymbol{E}}$, qui s'exprime en $V.m^{-1}$;
- Le champ d'induction magnétique $\vec{\boldsymbol{B}}$,qui s'exprime en $T(Tesla)$ ou $W_b.m^{-2}(weber)$;
- La densité de charge électrique ρ, qui s'exprime en C.m−3 (coulomb) ;
- La densité de courant électrique $\vec{J}$, qui s'exprime en A.m−2 ;

CHAPITE1:THÉORIE DU CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE

I-3. Propagation de l'onde électromagnétique plane dans le vide

I-3.1. Equations d'ondes dans le vide

Pour déterminer des équations de propagation du champ EM dans le vide, on fait ce qui suit :

- On calcule le rotationnel de l'équation de Maxwell-Faraday:

$$\overrightarrow{rot}\left(\overrightarrow{rot}\vec{E}\right) = -\frac{\partial\left(\overrightarrow{rot}\vec{B}\right)}{\partial t}$$

Avec $\overrightarrow{rot}\vec{E} = \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$; $\overrightarrow{rot}\left(\overrightarrow{rot}\vec{E}\right) = \overrightarrow{grad}\left(div\vec{E}\right) - \Delta\vec{E}$

I-3. Propagation de l’onde électromagnétique plane dans le vide

I-3.1. Equations d’ondes dans le vide

$$\overrightarrow{rot}\left(\overrightarrow{rot}\vec{E}\right) = \cancel{\overrightarrow{grad}\left(div\vec{E}\right)} - \Delta\vec{E}$$

$$= -\frac{\partial}{\partial t}\left(\overrightarrow{rot}\vec{B}\right)$$

$$\overrightarrow{\Delta E} = \frac{\partial}{\partial t}\left(\mu_0\varepsilon_0\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}\right) = \boxed{\mu_0\varepsilon_0\frac{\partial^2 E}{\partial t^2}}$$

C’est l’équation de d’Alembert (équation classique de propagation des ondes).

CHAPITE1:THÉORIE DU CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE

I-3. Propagation de l'onde électromagnétique plane dans le vide

I-3.1. Equations d'ondes dans le vide

- Les équations pour $\vec{E}$ et $\vec{B}$ s'écrivent alors :

$$\vec{\Delta}^2\vec{E} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} = \vec{0} \qquad ; \qquad \vec{\Delta}^2\vec{B} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{B}}{\partial t^2} = \vec{0}$$

- Dans le vide les ondes électromagnétiques se propagent à la vitesse de la lumière :

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}} = 3 \times 10^{18} \quad m.s^{-1}$$

CHAPITE1:THÉORIE DU CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE

I.4 L'onde plane progressive sinusoïdale

- L'onde plane progressive sinusoïdale est définie, en notation complexe, par :

$$\vec{E}(\vec{r},t) = \vec{E}_0 e^{i(wt-\vec{k}\vec{r})}$$

Ou $\vec{k}$:Vecteur d'onde ; $k = \frac{w}{c}$

$\vec{r}$: Vecteur de position

CHAPITE1:THÉORIE DU CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE

I-5. Energie Electromagnétique et vecteur de Poynting

- La densité d'énergie électromagnétique w en un point quelconque du milieu parcouru par une onde électromagnétique est donc à chaque instant :

$$w = \frac{1}{2}(\varepsilon_0 E^2 + \frac{B^2}{\mu_0})$$

- La densité volumique d'énergie électromagnétique $e_{EM} = e_E + e_M$ d'une onde électromagnétique plane est équirépartie entre terme électrique (e_E) et terme magnétique (e_M):

$$e_E = \frac{\varepsilon_0 E^2}{2} = e_M = \frac{B^2}{2\mu_0} = \frac{e_{EM}}{2}$$

I-5. Energie Electromagnétique et vecteur de Poynting

Le vecteur de Poynting d'une onde plane est donné par :

$$\vec{\pi} = \vec{E} \wedge \vec{H} = \vec{E} \wedge \frac{\vec{B}}{\mu_0} = \frac{E^2}{\mu_0 c}\vec{u}_z = \frac{cB^2}{\mu_0}\vec{u}_z \Rightarrow$$

$$\vec{\pi} = c.e_{EM}\vec{u}_z$$

Flux d'énergie véhiculé par l'onde

I-5. Energie Electromagnétique et vecteur de Poynting

- La densité de puissance d'une OEM

$$|P| = |E||H|$$

$$|P| = Z|H^2| = \frac{E^2}{Z} \text{ ; Avec } Z = \frac{E}{H} \text{ ; } Z = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$$

- La puissance moyenne est:

$$\langle p_u \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T E^2 \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\, dt$$

I-6. Propagation d’une onde électromagnétique dans les diélectriques

Quand une onde plane se propageant dans un milieu uniforme et homogène, $\vec{E}$ et $\vec{H}$ sont perpendiculaires à la direction de propagation qui est celle du vecteur d'onde .

I-6. Propagation d'une onde électromagnétique dans les diélectriques

À l'interface entre deux milieux de propagation (plan séparant deux milieux aux propriétés électriques différentes), une onde électromagnétique peut subir une réflexion ou une réfraction. Dans le premier cas, l'onde repart vers d'où elle venait. Dans le second cas, elle continue sa route mais en changeant de direction.

CHAPITE1:THÉORIE DU CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE

I-6. Propagation d'une onde électromagnétique dans les diélectriques

Les milieux diélectriques sont des mieux isolants. Leur conductivité est extrêmement faible

Il est donc tout à fait raisonnable de prendre pour γ la valeur $\gamma = 0$. Par ailleurs dans

de tels milieux, $\rho_{libre} = 0$. Les équations de Maxwell se simplifient alors en :

$$\vec{\nabla}.\vec{E} = 0 \quad ; \quad \vec{\nabla}.\vec{B} = 0$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad ; \quad \vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

CHAPITE1:THÉORIE DU CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE

I-6. Propagation d'une onde électromagnétique dans les diélectriques

En utilisant la même démarche que dans le chapitre précédent, on peut montrer que le champ électrique et le champ magnétique satisfont les équations de propagation suivantes :

$$\vec{\Delta}^2\vec{E} - \frac{1}{V^2}\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} = \vec{0} \qquad ; \qquad \vec{\Delta}^2\vec{B} - \frac{1}{V^2}\frac{\partial^2\vec{B}}{\partial t^2} = \vec{0}$$

où la vitesse de propagation de l'onde est :

$$V = \frac{1}{\sqrt{\mu_r\mu_0\varepsilon_0\varepsilon_r}} = \frac{c}{n}$$

CHAPITE1:THÉORIE DU CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE

I-6. Propagation d'une onde électromagnétique dans les diélectriques

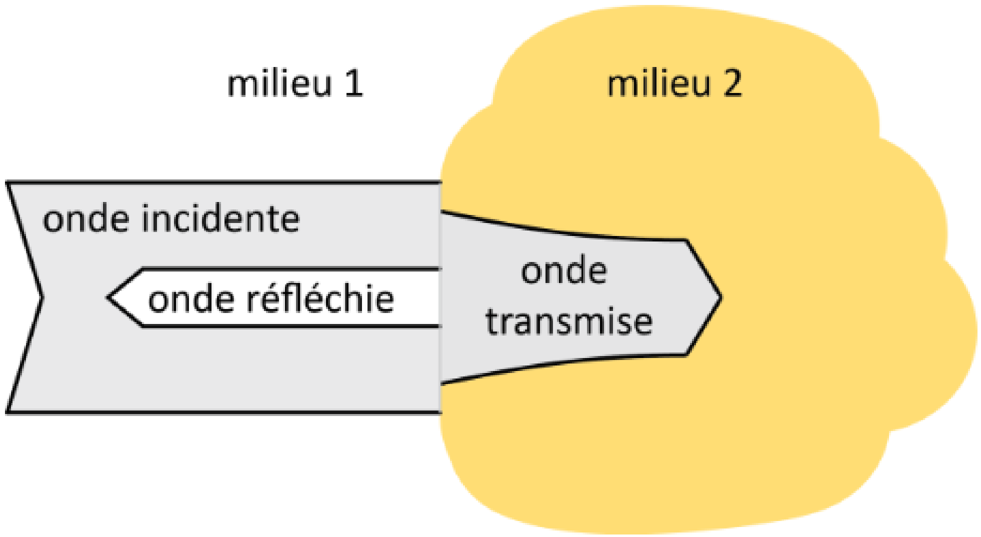
$n = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r}$ est l'indice de réfraction (ou indice optique) du milieu.

Dans la plupart des diélectriques $\mu_r = 1$, d'où $n = \sqrt{\varepsilon}_r$

CHAPITE1:THÉORIE DU CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE

I-6. Propagation d'une onde électromagnétique dans les diélectriques

Lorsqu'une onde passe d'un milieu à un autre, 3 phénomènes ont lieu : la réflexion, la transmission et l'absorption :



I-6. Propagation d'une onde électromagnétique dans les diélectriques

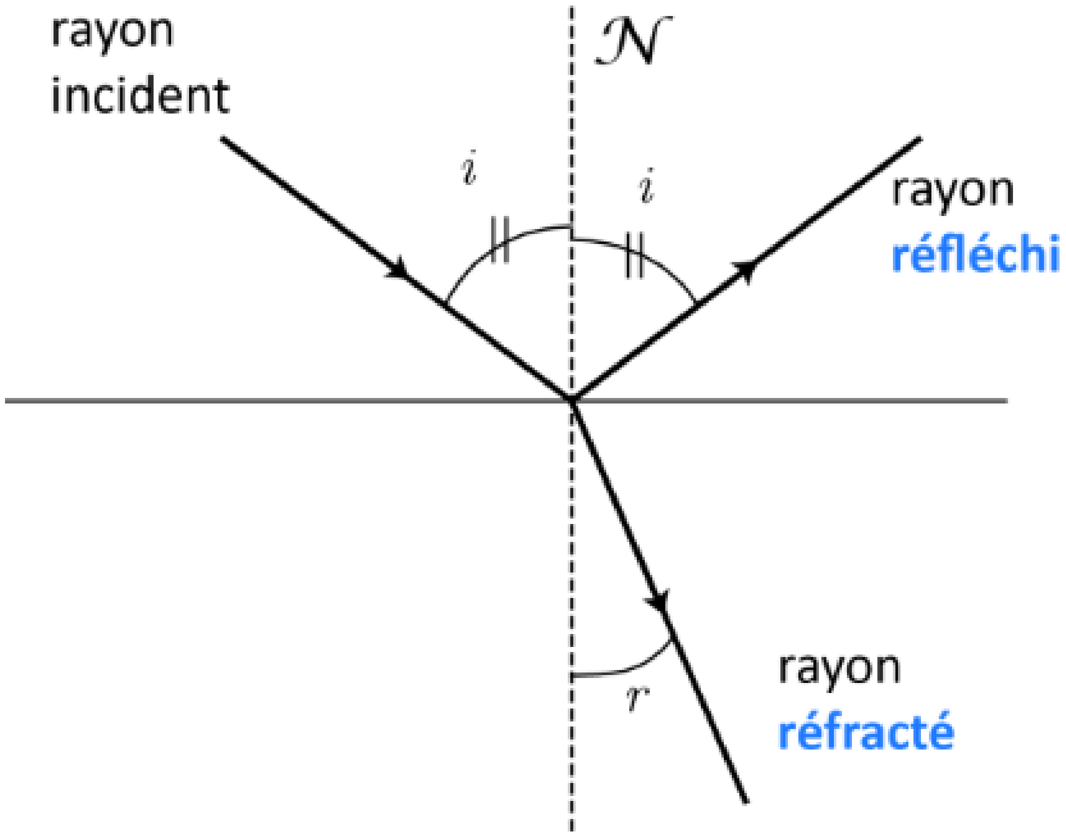
La réflexion: Une partie de l'onde incidente ne pénètre pas dans le second milieu et se propage en sens inverse de l'onde incidente.

La transmission: Une partie de l'onde pénètre dans le second milieu et s'y propage

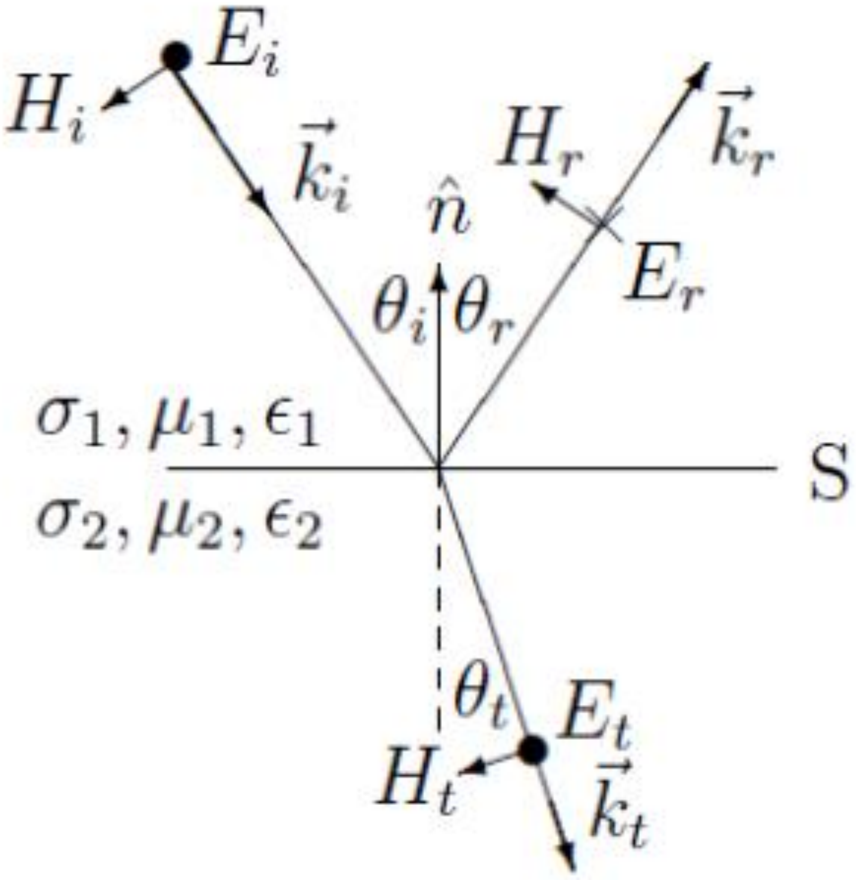
L'absorption: Plus la distance parcourue par l'onde transmise dans le second milieu est grande et plus l'onde transmise est atténuée : cela est dû au phénomène d'absorption dans le milieu

Réfraction: Est une phénomène de déviation d'une OEM lorsque sa vitesse change entre les milieux

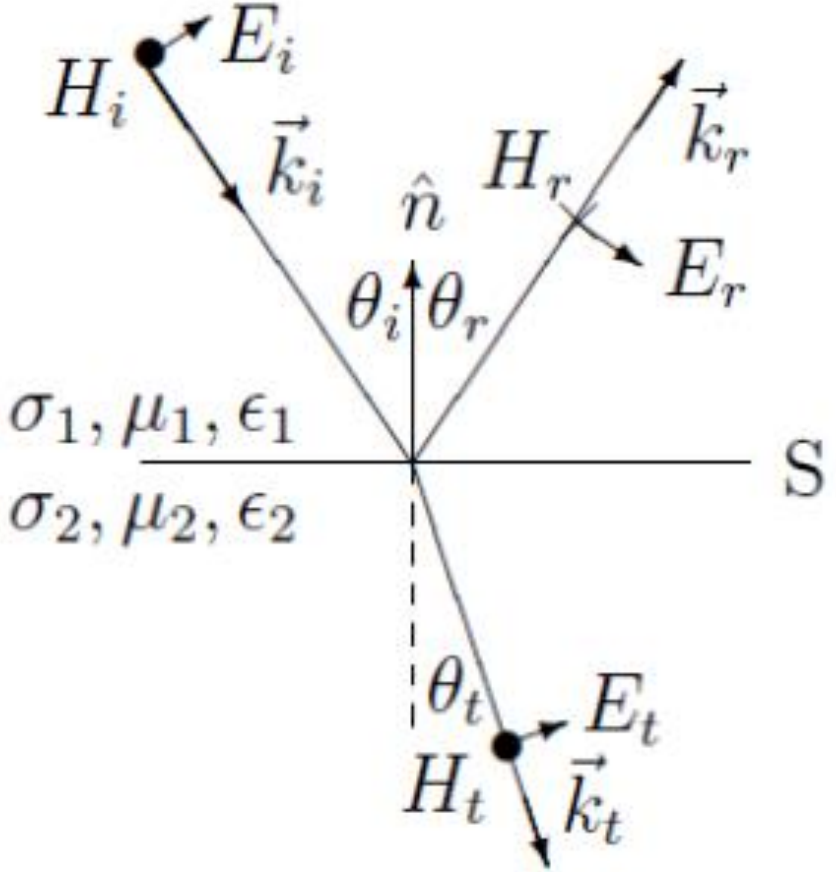
I-6. Propagation d'une onde électromagnétique dans les diélectriques



CHAPITE1:THÉORIE DU CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE



(a)



(b)

CHAPITE1:THÉORIE DU CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE

I-6. Propagation d'une onde électromagnétique dans les diélectriques

Quand une onde plane se propageant dans un milieu uniforme et homogène. À l'interface entre deux milieux de propagation (plan S séparant deux milieux aux propriétés électriques différentes), une onde électromagnétique peut subir une réflexion ou une réfraction.

Les champs de l'onde incidente sont: $\overrightarrow{E_i} = \vec{E}_{i0} e^{i(wt - \overrightarrow{k_i}\vec{r})}$

De même pour les ondes réfléchie et transmise (réfractée) : $\overrightarrow{E_r} = \vec{E}_{r0} e^{i(wt - \overrightarrow{k_r}\vec{r})}$

I-6 Propagation d'une onde électromagnétique dans les diélectriques

I-6.1. Onde réfléchie

L'onde réfléchie et l'onde transmise se propageant dans le même milieu, leurs vecteurs d'onde ont donc le même module. Comme, en outre, leurs composantes selon l'axe O_x sont les mêmes, nous déduisons que l'angle de réflexion est égal à l'angle d'incidence :

$$n_1 k_0 sin\theta_i = n_1 k_0 sin\theta_r$$

$$\theta_i = \theta_r$$

CHAPITE1:THÉORIE DU CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE

I-6. Propagation d'une onde électromagnétique dans les diélectriques

I-6.2 Onde transmise

Pour l'onde transmise (réfractée), l'égalité des composantes selon l'axe O_x des vecteurs d'onde s'écrit :

$$n_1 k_0 sin\theta_i = n_2 k_0 sin\theta_t$$

$$n_1 sin\theta_r = n_2 sin\theta_t$$

CHAPITE1:THÉORIE DU CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE

I-4. Propagation d'une onde électromagnétique dans les diélectriques

I-4.3. Ondes stationnaires

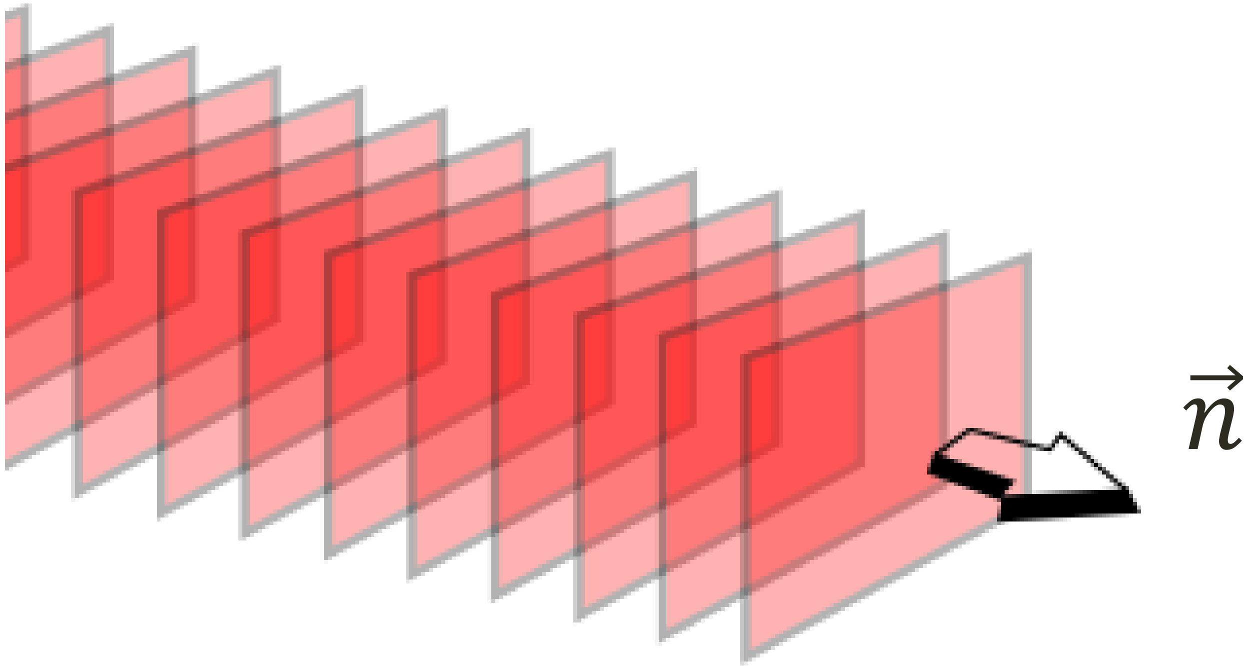
Les ondes stationnaires résultent de la superposition d'ondes progressives harmoniques ayant même amplitude, même vecteur d'onde et même pulsation, mais se propageant en sens inverses. C'est notamment le cas des ondes électromagnétiques dans les cavités. Si on note s_+ et s_- ces deux ondes, et s l'onde résultante, alors on peut écrire :

$$s = s_+ + s_-$$
$$= s_0 cos(\omega t - kx) + s_0 cos(\omega t + kx)$$
$$= 2s_0 cos(\omega t) cos(kx)$$

CHAPITE1:THÉORIE DU CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE

I-7. Polarisation des ondes planes

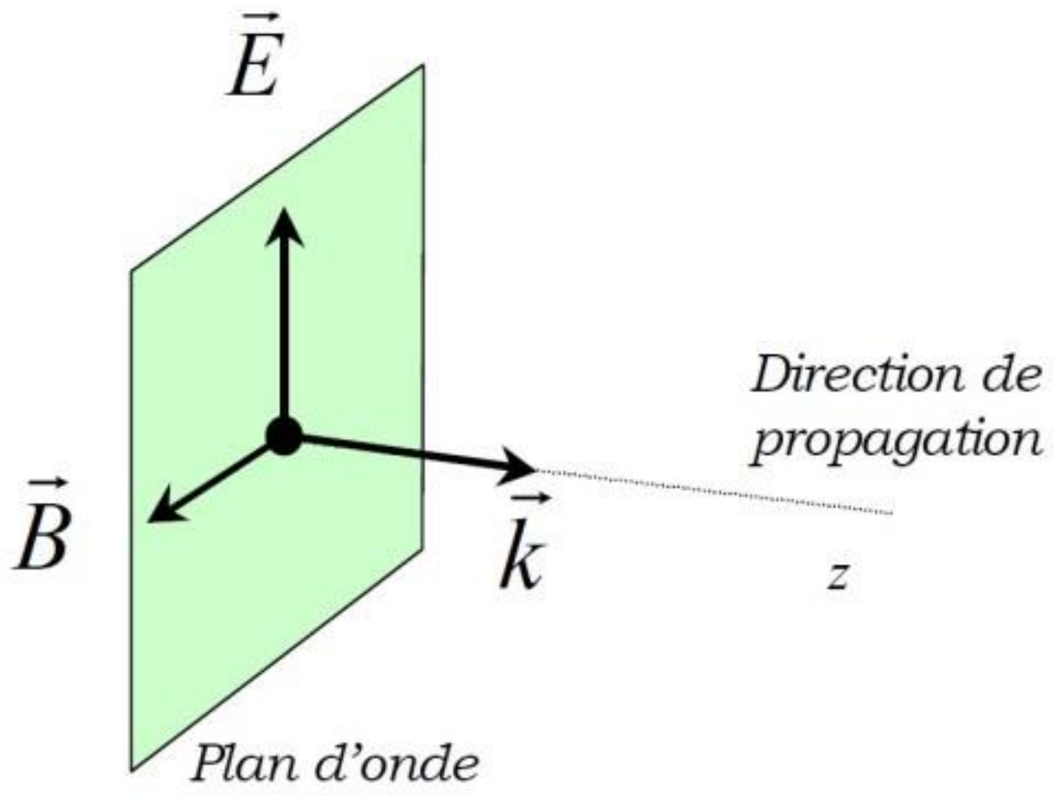
- Une onde électromagnétique **plane** se définit notamment par sa direction de propagation
- C'est une onde dont les fronts d'onde sont des plans infinis



CHAPITE1:THÉORIE DU CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE

I-7. Polarisation des ondes planes

Le plan perpendiculaire à la direction de propagation est appelé le **plan d'onde**



CHAPITE1:THÉORIE DU CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE

I-7. Polarisation des ondes planes

- La polarisation de l'onde définit la **direction du champ électrique** et surtout l'évolution de cette **direction** en fonction du **temps.**
- Considérons le cas d'une onde qui se propage dans la direction de l'axe **Oz**

$$\vec{E}(\vec{r},t) = E_0 e^{j(wt-kz)}$$

CHAPITE1:THÉORIE DU CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE

I-7. Polarisation des ondes planes

Les parties réelles du champ dans les directions Ox et Oy sont de la forme:

$$\overrightarrow{E_x}(\vec{r},t) = E_{0x}\cos(wt - kz + \emptyset_{ox})$$

$$\overrightarrow{E_y}(\vec{r},t) = E_{0y}\cos(wt - kz + \emptyset_{oy})$$

Avec $\Delta\emptyset = \emptyset_y - \emptyset_x$

CHAPITE1:THÉORIE DU CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE

I-7. Polarisation des ondes planes

La polarisation de l'onde définit la **direction du champ électrique** et surtout l'évolution de cette **direction** en fonction du **temps.**

1. Polarisation linéaire
2. Polarisation circulaire
3. Polarisation elliptique

CHAPITE1:THÉORIE DU CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE

I-5. Polarisation des ondes planes

Polarisation linéaire: quand $\vec{E}$ reste toujours dans la même plan.

$\Delta\varphi = 0, \pi$

CHAPITE1:THÉORIE DU CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE

I-5. Polarisation des ondes planes

1. Polarisation circulaire: $\vec{E}$ tourne autour de son axe en formant un cercle

$$\Delta\varphi = \frac{\pi}{2}, \frac{-\pi}{2}$$

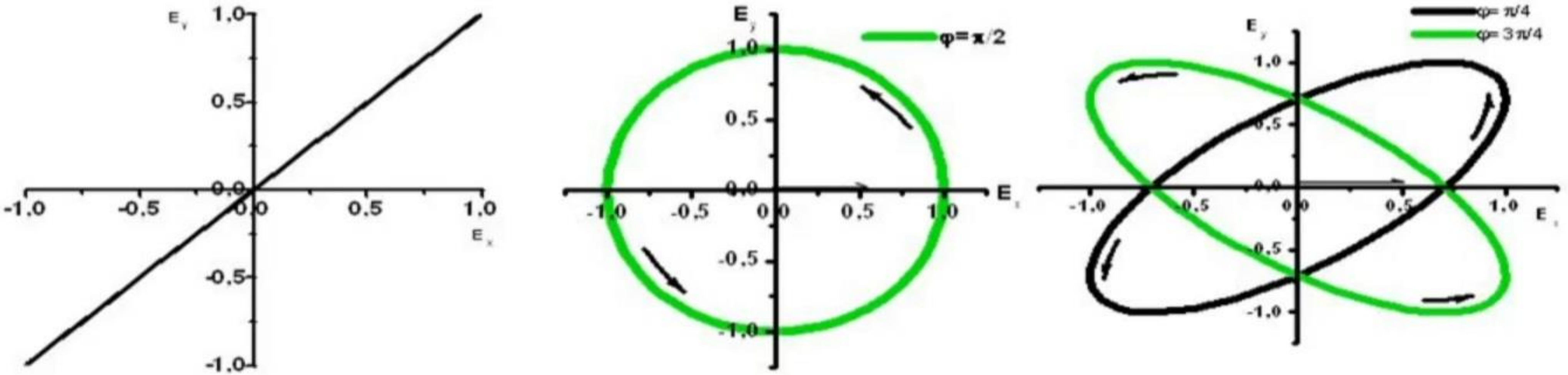
CHAPITE1:THÉORIE DU CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE

I-5. Polarisation des ondes planes

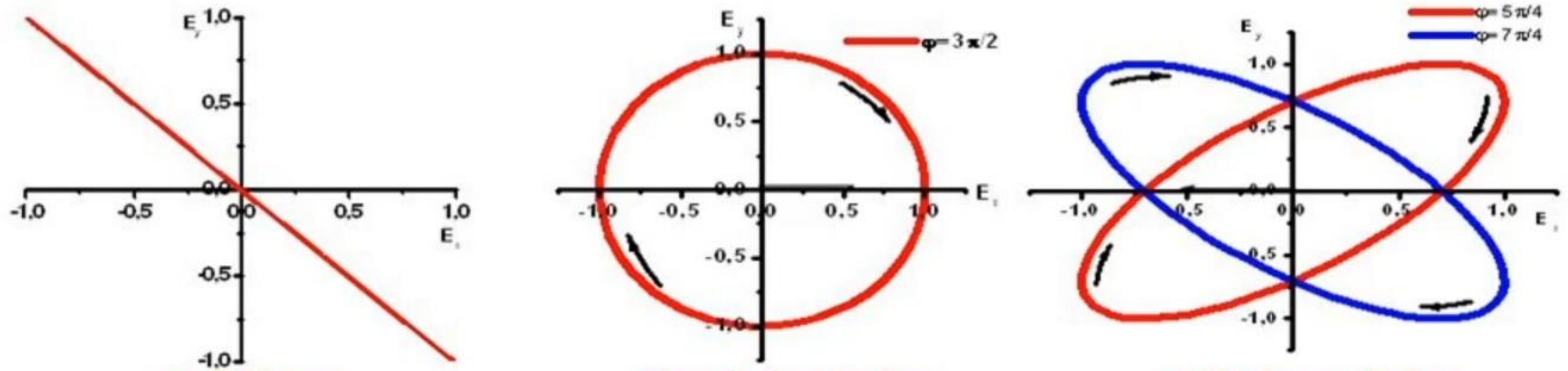
1. Polarisation elliptique : $\vec{E}$ tourne autour de son axe et change d'amplitude pour former une ellipse

Différents états de polarisation

Rectiligne | **Circulaire gauche** | **elliptique gauche**



$\Delta\varphi = 0$ | $\varphi = \pi/2$ | $\pi/2 < \varphi < \pi$ | $0 < \varphi < \pi/2$



Rectiligne | **Circulaire droite** | **elliptique droite**

$\Delta\varphi = \pi$ | $\varphi = -\pi/2$ | $3\pi/2 < \varphi < 2\pi$ | $\pi < \varphi < 3\pi/2$

I-8. Propagation dans un milieu anisotrope

Rappels

- **Homogène:** les propriété du milieu sont les même en tout point de l'espace.
- **Isotrope:** les propriété du milieu sont les même dans toutes les directions. La permittivité et la perméabilité sont des scalaires.
- **Anisotrope:** Les directions ne sont pas équivalentes. La permittivité ou la perméabilité est un tenseurs (matrice).

I-8. Propagation dans un milieu anisotrope

Les milieux anisotropes sont des milieux cristallins où, à cause de la structure du matériau, la polarisation n'est généralement pas parallèle au champ électrique. Les paramètres devient des tenseur c- a -d

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \quad \text{avec :} \quad \varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon' \ \text{ et } \ \varepsilon' = \begin{bmatrix} \varepsilon'_{xx} & \varepsilon'_{xy} & \varepsilon'_{xz} \\ \varepsilon'_{yx} & \varepsilon'_{yy} & \varepsilon'_{yz} \\ \varepsilon'_{zx} & \varepsilon'_{zy} & \varepsilon'_{zz} \end{bmatrix}.$$