

# Cours

## « Radiocommunications »

Par  
Dr BENATIA DJAMEL  
Professeur à l'Université  
Mostefa Benboulaïd- BATNA 2



2020-2021

**Semestre : 1**  
**Unité d'enseignement: UEF 1.1.2**  
**Matière 3 : Radiocommunication**  
**VHS : 45h00 (Cours : 1h30, TD : 1h30)**  
**Crédits : 4**  
**Coefficient : 2**

**Objectifs de l'enseignement :**

Etude du comportement des ondes radio au niveau du sol et dans l'atmosphère (Troposphère, stratosphère et l'ionosphère). Cette matière fera l'objet également d'étude des liaisons satellitaires.

**Connaissances préalables recommandées :**

Des connaissances d'électromagnétisme sont nécessaires pour suivre cette matière. Ces connaissances sont dispensées au niveau de la matière « Ondes et propagation » de la troisième année licence Télécommunications.

**Contenu de la matière :**

**Chapitre 1. Théorie du champ électromagnétique (3 Semaines)**

- Rappels sur les équations de Maxwell (Origine et démonstration détaillée)
- Propagation de l'onde électromagnétique plane dans le vide (Equations d'ondes, Energie Electromagnétique, Vecteur de Poynting)
- Propagation d'une onde électromagnétique dans les diélectriques (Réflexion, Réfraction, Ondes stationnaires)
- Polarisation des ondes planes
- Propagation dans un milieu anisotrope

**Chapitre 2. Propagation des ondes hertziennes (3 Semaines)**

- Spectre des ondes Hertziennes
- Modes de propagation des ondes hertziennes (Influence du sol, troposphère, stratosphère, ionosphère)
- Réfraction atmosphérique (Théorie électrique, Définition d'une terre fictive)
- Propagation dans des milieux inhomogènes et aléatoires (Statistique des ondes incohérentes...)

**Chapitre 3. Réflexion sur le sol (3 Semaines)**

- Réflexion sur le sol avec et sans obstacle
- Influence des irrégularités du sol
- Définition et critères d'une liaison en visibilité optique et radioélectrique

**Chapitre 4. Etude des liaisons en espace libre (3 Semaines)**

- Définition du gain et de la surface équivalente d'une antenne
- Atténuation en espace libre : équation de FRIIS
- Equation des télécommunications pour une liaison avec et sans relais passif
- Liaisons analogiques et numériques, Liaisons simplex, Half-duplex
- Architecture et spécifications d'un système radio

**Chapitre 5. Radiocommunication spatiale (3 Semaines)**

- Les liaisons satellites-sol et applications (Transmission et localisation, Stations terrestres, Système Artemis entre station terrestres et satellites)
- Applications à quelques services de Télécommunications (Les liaisons fixes sol-sol, service fixe par satellite, les communications avec les mobiles)

**Mode d'évaluation :**

Contrôle continu : 40% ; Examen : 60%.

**Références bibliographiques :**

1. P. Rosnet, "Eléments de propagation électromagnétique: Physique fondamentale", 2002.
2. G. Dubost, "Propagation libre et guidée des ondes électromagnétiques", Masson, 1995.
3. M. Jouquet, "Ondes électromagnétique 1: propagation libre", Dunod, 1973.
4. C. Garing, "Ondes électromagnétiques dans les milieux diélectriques: Exercices et problèmes corrigés", 1998.
5. C. Garing, "Ondes électromagnétiques dans le vide et les milieux conducteurs: Exercices et problèmes corrigés", 1998.

# Chapitre I

## Théorie du champ électromagnétique

### I.1 Equations de Maxwell

Ce sont des relations entre grandeurs vectoriels liants le champ électrique au champ magnétique avec des paramètres traduisant la matière ( $\mu$ ,  $\epsilon$ ,  $\sigma$ ) et dans la quelle se propage l'onde électromagnétique.

Ainsi les équations de Maxwell s'écrivent comme suit :

$$\text{Rot}\vec{E} = -\mu \frac{d\vec{H}}{dt}$$

(I.1)

L'équation de Maxwell-Faraday : C'est la forme différentielle de la loi de Faraday du britannique Michael Faraday.

$$\text{Div}\vec{E} = \rho$$

(I.2)

L'équation de Maxwell-Gauss : C'est la forme différentielle de la loi de Gauss de l'allemand Carl Friedrich Gauss connue aussi par la loi de Gauss électrique.

$$\text{Rot}\vec{H} = \vec{J} + \frac{d\vec{D}}{dt}$$

(I.3)

L'équation de Maxwell-Ampère : C'est la forme différentielle de la loi d'Ampère du Physicien français André-Marie Ampère.

$$\text{Div}\vec{B} = 0$$

(I.4)

L'équation de Maxwell-Flux magnétique : Le champ magnétique est à flux constant, c'est la loi de Gauss magnétique.

Où :

E : Champ électrique (V/m)

H : Champ magnétique (A/m)

D : Induction électrique (coulomb/m<sup>2</sup>) : D= $\epsilon$ .E

B : Induction magnétique (Tesla) : B= $\mu$ .H

J : Courant de conduction (A/m<sup>2</sup>) : J= $\sigma$ .E

$\rho$  : Densité de charge (coulomb/m<sup>3</sup>)

## I.2 Equation de propagation

Equation établie par Hermann Von **Helmholtz** en utilisant la loi de Maxwell-Faraday et la loi de Maxwell-Ampère.

**Démonstration :**

$$\text{Rot.}(\text{Rot}\vec{E}) = \text{Rot.}\left(-\mu \frac{d\vec{H}}{dt}\right) = -\mu \cdot \text{Rot}\left(\frac{d\vec{H}}{dt}\right)$$

$$\frac{d}{dt}(\text{Rot}\vec{H}) = \frac{d}{dt}\left(\sigma \cdot \vec{E} + \varepsilon \cdot \frac{d\vec{E}}{dt}\right) = \sigma \frac{d\vec{E}}{dt} + \varepsilon \cdot \frac{d^2\vec{E}}{dt^2}$$

$$\text{avec } \text{Rot.}(\text{Rot}\vec{E}) = -\Delta\vec{E} + \text{grad}(\text{div}E) \quad \text{et } \text{grad}(\text{div}E) = \rho / \varepsilon$$

$$\text{alors } \Delta\vec{E} - \mu\varepsilon \cdot \frac{d^2\vec{E}}{dt^2} - \mu\sigma \frac{d\vec{E}}{dt} = \text{grad}(\rho / \varepsilon) \quad (\text{I.5})$$

$$\text{On peut montrer également que : } \Delta\vec{H} - \mu\varepsilon \cdot \frac{d^2\vec{H}}{dt^2} - \mu\sigma \frac{d\vec{H}}{dt} = 0 \quad (\text{I.6})$$

L'équation (I.5) ou (I.6) est appelée équation de HELMHOLTZ (Equation d'onde)

## I.3 Propagation d'une onde électromagnétique plane dans un diélectrique parfait

Dans ce cas, on considère un milieu sans charges et sans pertes ( $\rho=0$  et  $\sigma=0$ ).

Les champs E et H ne dépendent que de z (la direction de propagation) et du temps t.

Alors l'équation (I.5) devient :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \mu\varepsilon \cdot \frac{d^2 E}{dt^2} = 0 \quad (\text{I.7a})$$

En régime harmonique, cela suppose que E est proportionnel au terme  $e^{-j\omega t}$  dans ce cas :

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} + \mu \cdot \varepsilon \cdot \omega^2 \cdot \vec{E} = \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} + \left(\frac{\omega}{v}\right)^2 \cdot \vec{E} = 0 \quad (\text{I.7b})$$

La solution générale de l'équation (I.7b) est de la forme :

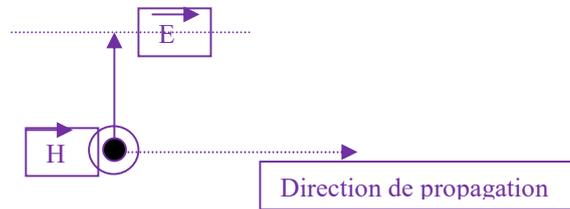
$$E = f_1\left(t - \frac{z}{v}\right) + g_1\left(t + \frac{z}{v}\right) \quad (\text{I.8})$$

Où  $f_1$  correspond à une propagation dans le sens des z positives et  $g_1$  correspond à une propagation provenant des z positives vers la source. Dans un milieu indéfini une telle propagation ne peut pas avoir lieu.

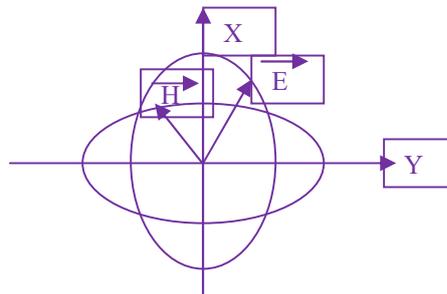
## I.4 Polarisation d'une onde plane

Il existe trois types de polarisation :

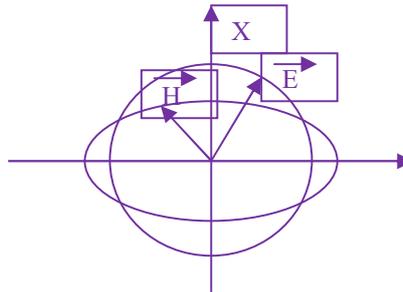
1- Polarisation rectiligne : Si l'extrémité du vecteur E ou de H décrit une droite.



2- Polarisation elliptique : Si l'extrémité du vecteur E ou de H décrit une ellipse



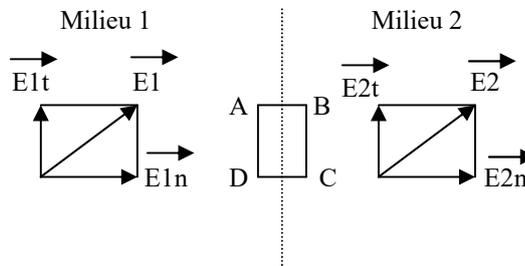
3- Polarisation circulaire : Si l'extrémité du vecteur E ou de H décrit un cercle



## I.5 Réflexion et Réfraction des ondes électromagnétiques planes

### I.5.1 Passage d'une onde d'un milieu à un autre

Considérons les deux milieux suivants :



Lors de ce passage, nous calculons la circulation du champ électrique le long du circuit fermé ABCDA. Dans l'approximation quasi-statique (le champ électrique dérive d'un potentiel), la circulation du champ électrique le long d'un circuit fermé égale à Zéro :

$$\oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l} = 0 \Rightarrow \int_A^B E_{1t} \cdot dl + \int_B^C E_{2t} \cdot dl + \int_C^D E_{2n} \cdot dl + \int_D^A E_{1n} \cdot dl = 0$$

Avec  $AB=CD=0 \Rightarrow E_{1t}=E_{2t}$  (Conservation de la composante tangentielle)

La différence énergétique entre les champs des deux milieux se trouve dans les composantes normales, d'où l'explication de l'atténuation de ces ondes lors de leurs passages d'un milieu à un autre.

### I.5.2 Onde TEM incidente sur la surface de séparation de deux diélectriques

**1<sup>er</sup> cas** : Onde polarisée dans le plan d'incidence (cas où le champ électrique est contenu dans le plan d'incidence), comme il est illustré dans la figure suivante :

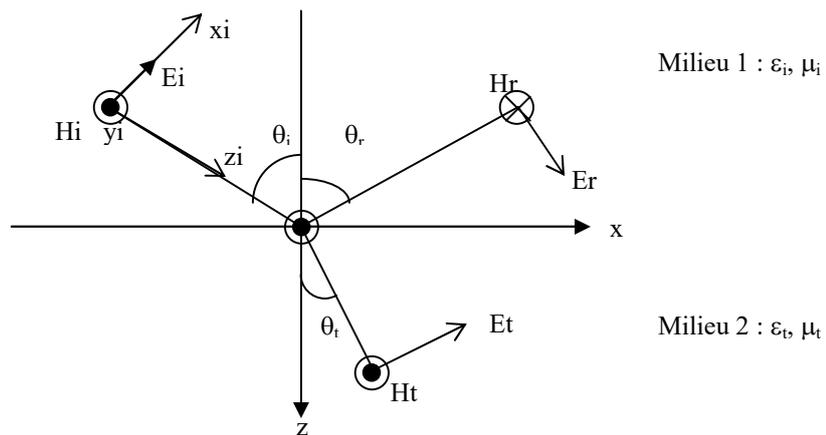


Fig. I.1 : Polarisation Verticale

Dans le trièdre  $(o, x_i, y_i, z_i)$  :

$$E_{xi} = E_i \cdot e^{j(\omega t - k_i \cdot z_i)} \quad (I.9)$$

Avec  $k_i = \omega/v_i = \omega \cdot (\epsilon_i \cdot \mu_i)^{1/2}$  (constante de propagation rad/m)

$\omega$  : Fréquence angulaire (rad/s)

Le passage du repère  $(o, x_i, y_i, z_i)$  au repère  $(o, x, y, z)$  est tel que :

$$z_i = z \cdot \cos \theta_0 + x \cdot \sin \theta_0 \Rightarrow E_{xi} = E_0 \cdot e^{j(\omega t - k_i(z \cdot \cos \theta_0 + x \cdot \sin \theta_0))}$$

Pour trouver la composante tangentielle (tangente à la surface  $0x$ ), il suffit de projeter  $E_{xi}$  sur l'axe des  $x$  et mettre  $z=0$ , ce qui donne :

$$z = 0 \Rightarrow E_{Ti} = E_i \cdot \cos \theta_0 e^{j(\omega t - k_i \cdot x \cdot \sin \theta_0)} \Rightarrow V_{Xi} = \frac{W}{k_i \cdot \sin \theta_0} \quad (I.10)$$

Lorsqu'une onde incidente rencontre la surface de séparation de deux milieux, elle donne naissance à une onde réfléchie  $E_r$  et une onde transmise  $E_t$  :

$$E_{Tr} = E_r \cdot \cos \theta'_0 e^{j(\omega t - k_r \cdot x \cdot \sin \theta'_0)} \quad (I.11)$$

Conservation de la composante tangentielle ( $\theta_0=\theta_i$ ,  $\theta_0=\theta_r$  et  $\theta_1=\theta_t$ ) :

$$E_{Tt} = E_t \cdot \cos \theta_t e^{j(\omega t - kx \cdot \sin \theta_t)} \quad (I.12)$$

$$E_{Ti} + E_{Tr} = E_{Tt} \rightarrow E_i \cdot \cos \theta_i + E_r \cdot \cos \theta_r = E_t \cdot \cos \theta_t \rightarrow E_r \cdot \cos \theta_r + E_t \cdot \cos \theta_t = E_i \cdot \cos \theta_i$$

$$H_{Ti} + H_{Tr} = H_{Tt} \rightarrow H_i + H_r = H_t \rightarrow E_i/Z_i + (-E_r/Z_r) = E_t/Z_t \rightarrow E_r/Z_r + E_t/Z_t = E_i/Z_i$$

Cette égalité ne peut être satisfaite que si les vitesses de propagation de chaque composante tangentielle soient les mêmes :  $V_{xi} = V_{xr} = V_{xt}$  alors :

$$\frac{w}{k_i \cdot \sin \theta_i} = \frac{w}{k_r \cdot \sin \theta_r} = \frac{w}{k_t \cdot \sin \theta_t} \quad (I.13)$$

Comme  $k_i = k_r$  alors  $\sin \theta_i = \sin \theta_r$  (angle réflexion = angle d'incidence) alors :

$$k_i \cdot \sin \theta_i = k_t \cdot \sin \theta_t \Leftrightarrow \sqrt{\mu_i \cdot \epsilon_i} \cdot \sin \theta_i = \sqrt{\mu_t \cdot \epsilon_t} \cdot \sin \theta_t$$

$$\text{Si on pose : } n_i = \sqrt{\mu_i \cdot \epsilon_i} \text{ et } n_t = \sqrt{\mu_t \cdot \epsilon_t} \text{ alors } \sin \theta_i = n \cdot \sin \theta_t$$

La relation :

$$\sin \theta_i = n \cdot \sin \theta_t \quad (I.14)$$

est appelée **loi de Snell –Descartes**.

Avec  $n_i$  : Indice de réfraction du milieu incident (1)

$n_t$  : Indice de réfraction du milieu de transmission (2)

$n = n_i/n_t$  (indice de réfraction du milieu **i** par rapport au milieu **t**)

**Snell** : Willebrord **Snell** van Royen ou Snellius 1580-1626, est un humaniste, mathématicien et physicien néerlandais.

**Descartes** : René **Descartes** 1596-1650, est un mathématicien, physicien et philosophe suédois.

On définit :

$$\text{Alors : } \begin{cases} \text{Le coefficient de réflexion } \Gamma = \frac{E_r}{E_i} = \frac{Z_t \cdot \cos \theta_t - Z_i \cos \theta_i}{Z_t \cdot \cos \theta_t + Z_i \cos \theta_i} \\ \text{Le coefficient de transmission } T = \frac{E_t}{E_i} = \frac{2 \cdot Z_t \cdot \cos \theta_i}{Z_t \cdot \cos \theta_t + Z_i \cos \theta_i} \end{cases}$$

**2<sup>ème</sup> cas** : Onde polarisée normalement au plan d'incidence (cas où le champ magnétique est contenu dans le plan d'incidence), comme il est illustré dans la figure suivante :

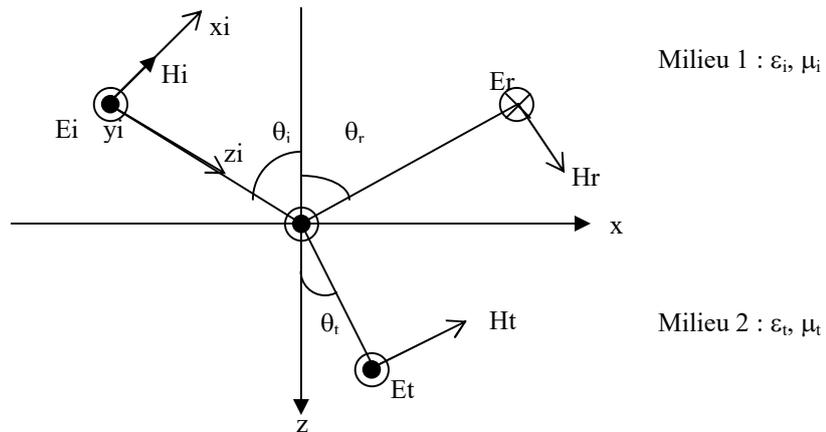


Fig. I.2 : Polarisation Horizontale

Conservation de la composante tangentielle :

$$E_{Ti} + E_{Tr} = E_{Tt} \rightarrow E_i + E_r = E_t \rightarrow -E_r + E_t = E_i$$

$$H_{Ti} + H_{Tr} = H_{Tt} \rightarrow H_i \cdot \cos\theta_i + H_r \cdot \cos\theta_i = H_t \cdot \cos\theta_t \rightarrow E_i/Z_i \cdot \cos\theta_i - E_r/Z_i \cdot \cos\theta_i = E_t/Z_t \cdot \cos\theta_t$$

$$\text{Alors : } E_r/Z_i \cdot \cos\theta_i + E_t/Z_t \cdot \cos\theta_t = E_i/Z_i \cdot \cos\theta_i$$

On définit :

$$\text{Alors : } \begin{cases} \text{Le coefficient de réflexion } \Gamma = \frac{E_r}{E_i} = \frac{Z_t \cdot \cos\theta_i - Z_i \cos\theta_t}{Z_t \cdot \cos\theta_i + Z_i \cos\theta_t} \\ \text{Le coefficient de transmission } T = \frac{E_t}{E_i} = \frac{2 \cdot Z_i \cdot \cos\theta_i}{Z_t \cdot \cos\theta_i + Z_i \cos\theta_t} \end{cases}$$

En termes d'indice de réfraction (milieu 1 & 2 : n1 & n2) :

	Coefficient de Réflexion	Coefficient de Transmission
E (Polarisation horizontale)	$\Gamma = \frac{n1 \cos\theta_i - n2 \cos\theta_t}{n1 \cos\theta_i + n2 \cos\theta_t}$	$T = 1 - \Gamma = \frac{2n1 \cos\theta_i}{n1 \cos\theta_i + n2 \cos\theta_t}$
E (Polarisation verticale)	$\Gamma = \frac{n1 \cos\theta_t - n2 \cos\theta_i}{n1 \cos\theta_t + n2 \cos\theta_i}$	$T = 1 - \Gamma = \frac{2n1 \cos\theta_t}{n1 \cos\theta_t + n2 \cos\theta_i}$

## Chapitre II

### Propagation des Ondes Hertziennes

#### II. 1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons étudier l'influence d'un milieu donné sur les ondes hertziennes. Ce milieu peut être dissipatif, comme le sol, cependant une partie d'énergie électromagnétique étant dissipée par effet-joule. D'autres milieux peuvent influencer la propagation de ces ondes, telle que l'atmosphère.

Quant à l'atmosphère, cette dernière se compose de :

- La troposphère
- La stratosphère
- L'ionosphère

Chaque couche possède des propriétés spécifiques propres.

La figure (II.1), montre les différents types de propagation qui peuvent avoir lieu entre un émetteur et un récepteur.

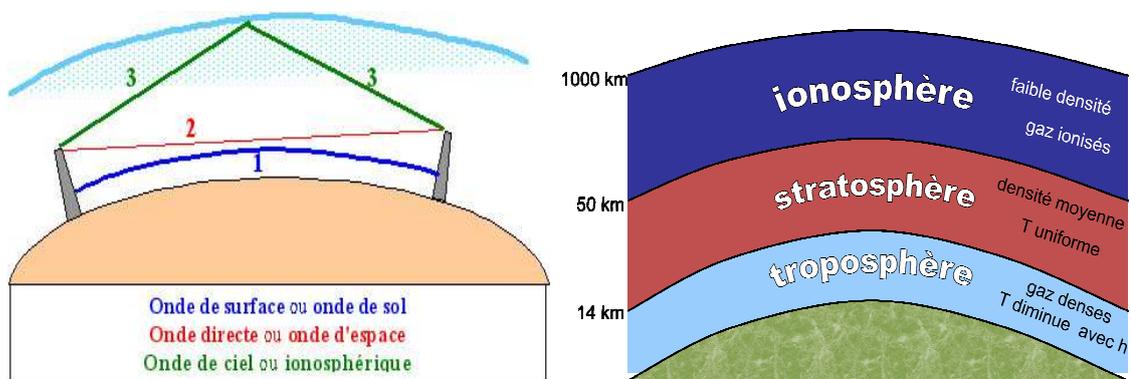


Fig. II.1 : Mode de propagation des ondes hertziennes

1. Onde du sol : Propagation à la surface de la terre
2. Onde directe : Propagation dans la basse atmosphère (Troposphère)
3. Onde ionosphérique : Propagation par réflexion sur la haute atmosphère (Ionosphère)

En radiocommunication, les ondes électromagnétiques se propagent au dessus du sol et dans l'atmosphère :

- Le sol intervient par sa conductivité  $\sigma$ , sa constante diélectrique complexe  $\epsilon_s$  et son relief
- L'atmosphère est un milieu dans le quel interviennent les variations de l'indice de réfraction  $n$  et la densité d'ionisation.

## II. 2 Spectre des ondes Hertiennes

Voir le tableau suivant :

Désignation internationale	Désignation francophone	Fréquence	Longueur d'onde	Autres appellations	Exemples d'utilisation
<u>ELF</u> ( <i>extremely low frequency</i> )	EBF (extrêmement basse fréquence)	3 Hz à 30 Hz	100 000 km à 10 000 km		Détection de phénomènes naturels
<u>SLF</u> ( <i>super low frequency</i> )	SBF (super basse fréquence)	30 Hz à 300 Hz	10 000 km à 1 000 km		Communication avec les sous-marins
<u>ULF</u> ( <i>ultra low frequency</i> )	UBF (ultra basse fréquence)	300 Hz à 3 000 Hz	1 000 km à 100 km		Détection de phénomènes naturels
<u>VLF</u> ( <i>very low frequency</i> )	TBF (très basse fréquence)	3 kHz à 30 kHz	100 km à 10 km	ondes myriamétriques	Communication avec les sous-marins, Implants médicaux, Recherches scientifiques...
<u>LF</u> ( <i>low frequency</i> )	BF (basse fréquence)	30 kHz à 300 kHz	10 km à 1 km	grandes ondes ou ondes longues ou kilométriques	Radionavigation, Radiodiffusion GO, Radio-identification
<u>MF</u> ( <i>medium frequency</i> )	MF (moyenne fréquence)	300 kHz à 3 MHz	1 km à 100 m	petites ondes ou ondes moyennes ou hectométriques	Radio AM, Service maritime, Appareil de recherche de victimes d'avalanche
<u>HF</u> ( <i>high frequency</i> )	HF (haute fréquence)	3 MHz à 30 MHz	100 m à 10 m	ondes courtes ou décamétriques	Organisations diverses, Militaire, Radiodiffusion, Maritime, Aéronautique, Radioamateur, Météo, Radio de catastrophe, etc.
<u>VHF</u> ( <i>very high frequency</i> )	THF (très haute fréquence)	30 MHz à 300 MHz	10 m à 1 m	ondes ultra-courtes ou métriques	Radio FM, Aéronautique, Maritime, Radioamateur, Gendarmerie nationale, Pompiers, SAMU, Réseaux privés, taxis, militaire, Météo, etc.
<u>UHF</u> ( <i>ultra high frequency</i> )	UHF (ultra haute fréquence)	300 MHz à 3 GHz	1 m à 10 cm	ondes décimétriques	Réseaux privés, militaire, GSM, GPS, Wi-Fi, Télévision, Radioamateur, etc.
<u>SHF</u> ( <i>super high frequency</i> )	SHF (super haute fréquence)	3 GHz à 30 GHz	10 cm à 1 cm	ondes centimétriques	Réseaux privés, Wi-Fi, Micro-onde, Radiodiffusion par satellite (TV), Faisceau hertzien, Radar météorologique, Radioamateur, etc.
<u>EHF</u> ( <i>extremely high frequency</i> )	EHF (extrêmement haute fréquence)	30 GHz à 300 GHz	1 cm à 1 mm	ondes millimétriques	Réseaux privés, Radars anticollision pour automobiles, Liaisons vidéo transportables, Radioamateur, etc.
<u>Térahertz</u>	Térahertz	300 GHz à 3 000 GHz			

## II. 3 Influence du sol

Le sol est considéré comme un milieu dissipatif étant donné que sa conductivité  $\sigma$  provoque la dissipation d'énergie électromagnétique par effet joule causant l'atténuation de l'onde.

Dans ce cas, sa constante diélectrique devient complexe :

$$\varepsilon_s = \varepsilon - j \frac{\sigma}{\omega} \quad (\text{II.1})$$

Où :  $\varepsilon_s$  : Constante diélectrique complexe

$\varepsilon$  : Constante diélectrique dans le cas d'un milieu sans pertes

$\sigma$  : Constante électrique ou conductivité

$\omega$  : Fréquence angulaire

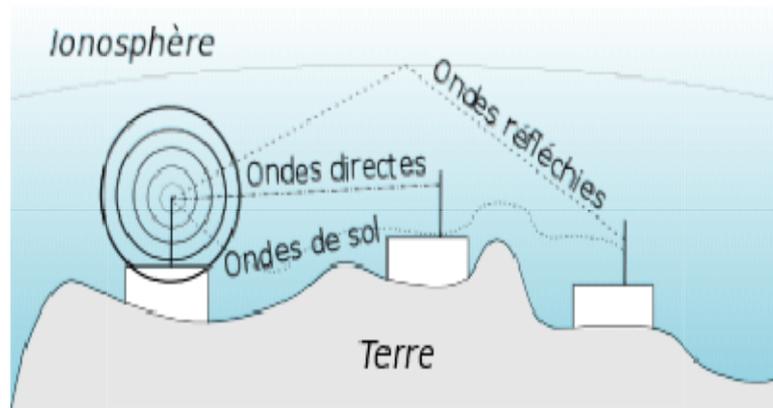


Fig. II.2 : Onde du sol par rapport aux autres modes

### II.3.1 Sans l'influence du sol

Nous avons vu dans les paragraphes précédents que l'onde peut avoir l'expression suivante :

$$\underbrace{\vec{E}}_{\text{champ électrique}} = \underbrace{E_0}_{\text{Terme d'amplitude ou intensité}} \cdot \underbrace{e^{j(\omega t - k \cdot r)}}_{\text{Terme de propagation}} \quad (\text{II.2})$$

Dans ce cas l'onde se propage sans atténuation.

### II.3.2 Influence du sol

Dans ce paragraphe l'expression de l'onde aura une forme beaucoup plus complexe.

On pose :

$$k = \omega \sqrt{\mu \cdot \varepsilon - j \frac{\sigma \cdot \mu}{\omega}} = \frac{\omega}{C} \cdot (\beta - j\alpha) \text{ avec } C = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \cdot \varepsilon_0}} \text{ (vitesse de la lumière)}$$

Où  $\mu_0$  et  $\varepsilon_0$  représentent respectivement la perméabilité et la permittivité dans le vide.

$$(\mu_0 = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-8} \text{ H/m}, \varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ F/m})$$

$\alpha$  et  $\beta$  représentent respectivement les constantes d'atténuation et de propagation.

L'expression du champ électrique dans ce cas sera comme suit :

$$\underbrace{E}_{\text{Champ électrique}} = \underbrace{E_0}_{\text{Intensité}} \cdot \underbrace{e^{-\frac{\omega}{c}z\alpha}}_{\text{Terme d'atténuation}} \cdot \underbrace{e^{j\omega(t-\frac{\beta}{c}.z)}}_{\text{Terme de propagation}} \quad (\text{II.3})$$

Donc nous pouvons identifier une onde par :

- Son amplitude ou intensité  $E_0$
- Son terme d'atténuation dont la constante d'atténuation est donnée par :  $\alpha' = \alpha \cdot \omega / c$
- Son terme de propagation dont la constante de propagation est telle que :  $\beta' = \omega \cdot \beta / c$
- 

### Conséquence

- Le paramètre  $\alpha'$  dépend de la conductivité  $\sigma$ , si  $z$  (direction de propagation) tend vers l'infini alors le champ électrique  $E$  tend vers zéro. C'est comme ça qu'on pourra expliquer l'atténuation de l'onde électromagnétique et par la même occasion la dissipation d'énergie électromagnétique par effet joule.
- La conductivité du sol influe sur la portée des ondes de surface : la portée dépend du milieu de propagation, elle est beaucoup plus grande en mer qu'en terrain agricole ou qu'en terrain aride :

### Conductivité du sol (en S/m)

Mer	5
Foret	$8 \times 10^{-3}$
Dune	$2 \times 10^{-3}$
Villes	$1 \times 10^{-3}$

La propagation au niveau du sol s'atténue avec la fréquence :

- Dans la bande VLF, on peut atteindre une portée de plusieurs milliers de kilomètres.
- Dans la bande MF, quelques centaines de kilomètres.
- Dans la bande HF, quelques dizaines de kilomètres.

Une fréquence de transition est donnée par la formule suivante :

$$f_t = \frac{\sigma}{2\pi\epsilon} \quad (\text{GHz})$$

Cette valeur correspond au passage d'un comportement conducteur à un comportement diélectrique.

Exp : - L'eau douce (675 KHz)

- Sol (1,2 MHz)
- L'eau de mer (900 MHz)

## II. 4 Influence de la Troposphère

La région de l'atmosphère dans laquelle se déroulent les phénomènes météorologiques est appelée « Troposphère » d'épaisseur variant entre 7 Km (au niveau des deux pôles) et 14 Km (au niveau de l'équateur).

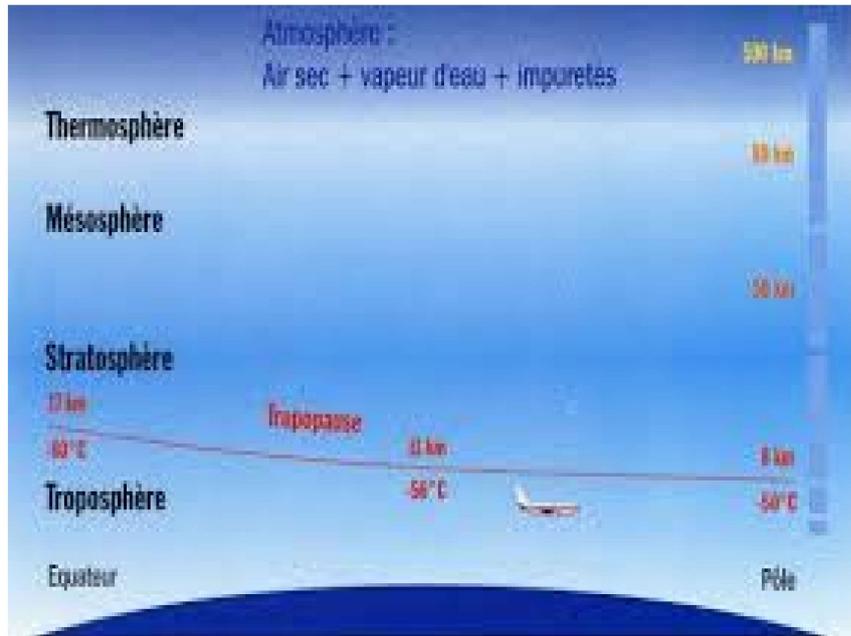


Fig. II.3 : Milieu troposphérique

Cette région se comporte comme un diélectrique pur pour les hautes fréquences. Il serait intéressant d'étudier les variations de l'indice de réfraction selon deux cas :

**1<sup>er</sup> cas** : Basse atmosphère :  $h < 1 \text{ Km}$

L'indice de réfraction est donné par cette relation :

$$n = n_0 (1 + \beta \cdot h) \quad (\text{II.4})$$

$$\beta = \frac{1}{R_0} \cdot \left( -0.2 + 30 \cdot \frac{dp}{dh} - 6 \cdot \frac{dT}{dh} \right) : \text{Formule de Booker}$$

Où  $n$  : indice de réfraction à l'altitude  $h$

$n_0$  : indice de réfraction au niveau de la mer ( $n_0 \approx 1$ )

$R_0$  : rayon de la terre (6400 Km)

$dp/dh$  : Variation de la pression de la vapeur d'eau avec l'altitude (mbar/m)

$dT/dh$  : Variation de la température avec l'altitude ( $^{\circ}\text{C}/\text{m}$ )

0,2 : correspond à la variation de densité de charges électriques

**2<sup>ème</sup> cas** : Basse atmosphère :  $h > 1 \text{ Km}$

Dans ce cas le C.C.I.R (Comité Consultatif Internationale des Radiocommunications) donne une atmosphère fondamentale de référence pour laquelle l'indice de réfraction sera établi comme suit :

$$n = 1 + 289 \cdot 10^{-6} e^{(-0.136 \cdot h)} \quad (\text{II.5})$$

$h$  est exprimée en Km.

### II.4.1 Réfraction troposphérique

Si on considère la formule (II.4), la basse atmosphère est un milieu à stratification sphérique où l'indice de réfraction varie de façon régulière (Fig. II.4).

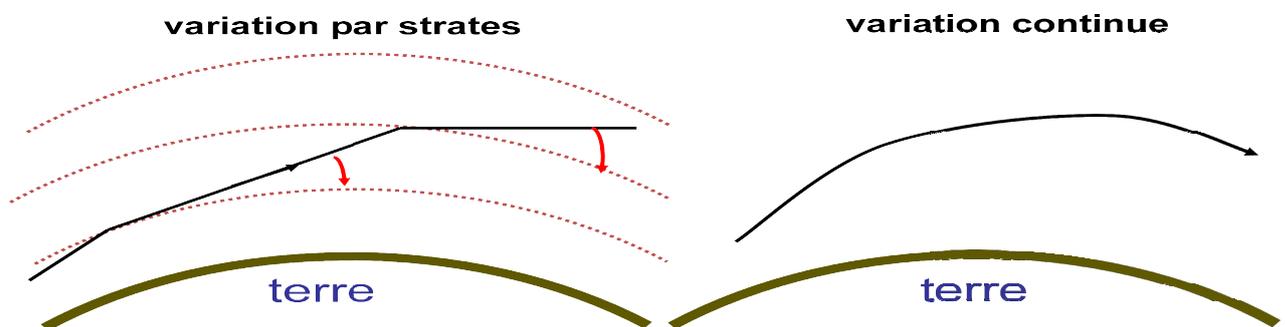
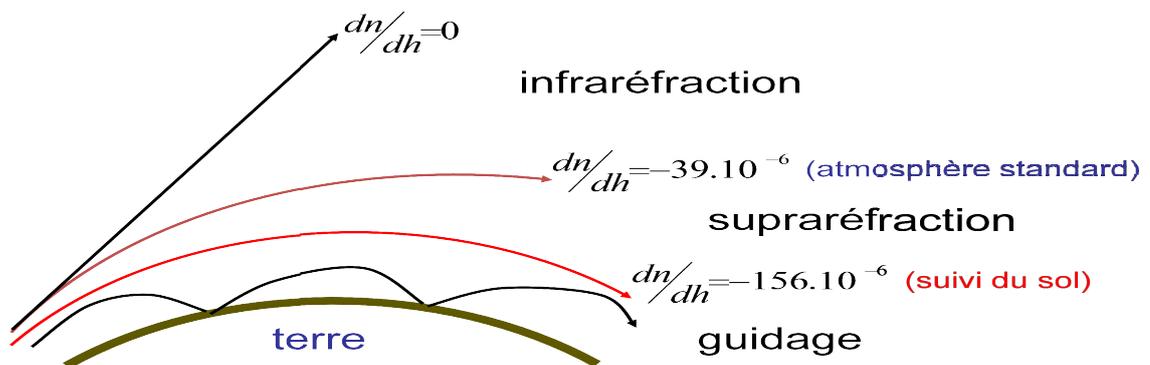


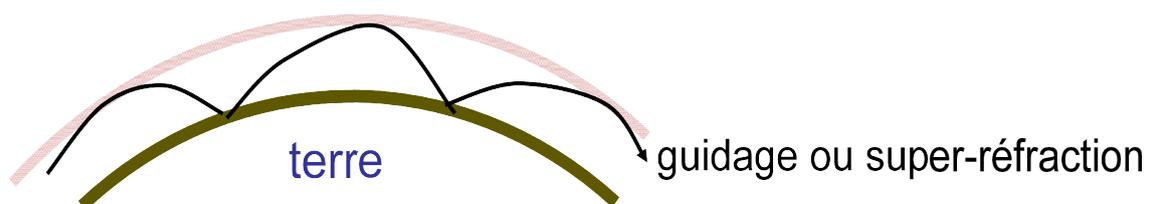
Fig. II.4 : Milieu à stratification sphérique

D'autres cas subsistent, ça concerne la variation de l'indice en fonction de l'altitude :

- $dn/dh$  : Nous informe sur le comportement des ondes par rapport à la surface de la terre



- Cas d'un feuillet atmosphérique



Ce phénomène se produit dans le cas où une fine couche d'atmosphère présente une variation importante de température (cas des mers ou des plaines au lever ou coucher du soleil).

## II. 5 Influence de la Stratosphère

La stratosphère est située au dessus de la troposphère. Dans cette couche la température est constante, elle est de l'ordre de  $-50^{\circ}\text{C}$ .

L'air est raréfié, dans ce cas les ondes se propagent dans les conditions du vide et on a sensiblement l'indice de réfraction  $n=1$ .

## II. 6 Influence de l'ionosphère

C'est la troisième couche de l'atmosphère, elle s'étend entre 50 et 1000 Km, elle est formée de plusieurs sous-couches. Cette couche se comporte comme un miroir réflecteur, car elle est composée essentiellement de molécules de l'air qui se dissocier en ions positives et négatives lorsqu'elle est éclairée par le soleil, formant ainsi une couche conductrice qui sert de miroir aux ondes électromagnétiques incidentes (Fig. II.5).

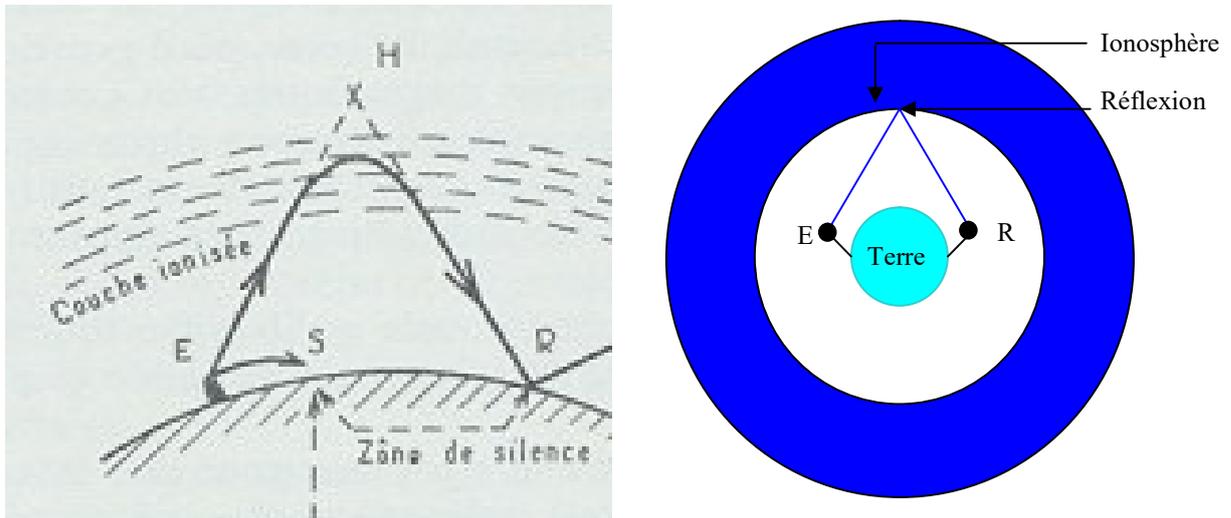


Fig. II.5 : Réflexion des ondes électromagnétiques sur l'ionosphère

## II. 7 Propagation dans des milieux inhomogènes et aléatoires

La propagation d'une onde dans un milieu inhomogène doit faire l'objet d'une modélisation stochastique du milieu et la détermination des échelles caractéristiques du problème.

**Milieu aléatoire.** On modélise un milieu inhomogène comme une réalisation d'un milieu aléatoire. Dans ce cas, les évolutions des paramètres physiques du milieu en fonction de l'espace sont décrites par des processus aléatoires.

**Echelles.** Concerne les différentes échelles caractéristiques du problème, à savoir les distances typiques sur lesquelles varient les coefficients et les paramètres du milieu considéré.

**Propagation d'ondes dans un milieu inhomogène.** On peut distinguer trois échelles de longueur dans un problème de propagation d'ondes en milieu aléatoire :

La longueur d'onde  $\lambda$ ,

La distance de propagation  $L$ ,

La taille des inhomogénéités  $lc$ .

Pour cela, nous considérons l'équation (I.7a) qui régit la propagation des ondes en milieu unidimensionnel (sans pertes et sans charges) :

$$\frac{\partial^2 E(z, t)}{\partial z^2} + \mu(z) \cdot \varepsilon(z) \cdot \frac{d^2 E(z, t)}{dt^2} = 0$$

Le milieu est caractérisé par deux paramètres : la permittivité diélectrique  $\varepsilon$  et la perméabilité magnétique  $\mu$ .

Dans le cas d'un milieu **homogène**, les paramètres du milieu  $\varepsilon$  et  $\mu$  sont constants, alors :

$$\frac{\partial^2 E(z, t)}{\partial z^2} + c^2 \frac{d^2 E(z, t)}{dt^2} = 0$$

C'est l'équation d'ondes standard avec la vitesse de propagation  $c = (1/\varepsilon\mu)^{1/2}$ .

La solution générale, est de la forme :  $E(z, t) = f(z - c \cdot t) + f(z + c \cdot t)$ . Il s'agit de deux ondes, une qui se propage vers la droite ( $z - c \cdot t$ ), et une qui se propage vers la gauche ( $z + c \cdot t$ ) avec la vitesse  $c$ .

Dans un milieu **inhomogène**, les deux paramètres du milieu  $\varepsilon$  et  $\mu$  sont fonctions de la coordonnée spatiale  $z$ . Toute la difficulté réside dans le calcul de ces coefficients homogénéisés, et l'analyse montre que les bons coefficients sont :

$$\varepsilon_{\text{eff}} = E(\varepsilon) \text{ et } \mu_{\text{eff}} = E(\mu) \text{ ainsi, la vitesse effective est } C_{\text{eff}} = (1/\varepsilon_{\text{eff}} \mu_{\text{eff}})^{1/2}.$$

**Statistique des ondes incohérentes.** Dans un milieu aléatoire, on distingue deux parties :

- 1) Un *front cohérent*, d'amplitude importante et qui garde plus ou moins la forme de l'onde originale,
- 2) des *ondes incohérentes (ou réfléchies)*, de faible amplitude, résultat de l'interaction de l'onde avec les inhomogénéités du milieu.

L'énergie perdue par le front cohérent se retrouve dans les ondes incohérentes. le signal réfléchi est un processus gaussien stationnaire de moyenne nulle et de fonction d'autocorrélation  $c_{t_0}(t) = E [E(t_0 + t)E(t_0)]$  donnée par :

$$C_{t_0}(t) = \frac{1}{2\pi} \int |\bar{f}(\omega)|^2 \cdot D(t_0, \omega) e^{-j\omega t} \cdot d\omega$$

La densité de puissance spectrale  $D$  est donnée à travers un système d'équations de transport hyperbolique déterministe qui ne dépend que des propriétés et statistiques du milieu de propagation.

La qualité gaussienne des ondes réfléchies montre que toute l'information sur le milieu est contenue dans la fonction d'autocorrélation et en particulier dans la densité de puissance.

Le problème réside dans l'estimation de la fonction d'autocorrélation, qui s'exprime sous la forme d'une moyenne statistique, c'est-à-dire une moyenne sur le milieu.

## II. 8 Ondes Hertziennes et ces applications

Le schéma suivant résume les applications possibles en fonction des différentes gammes de fréquences :

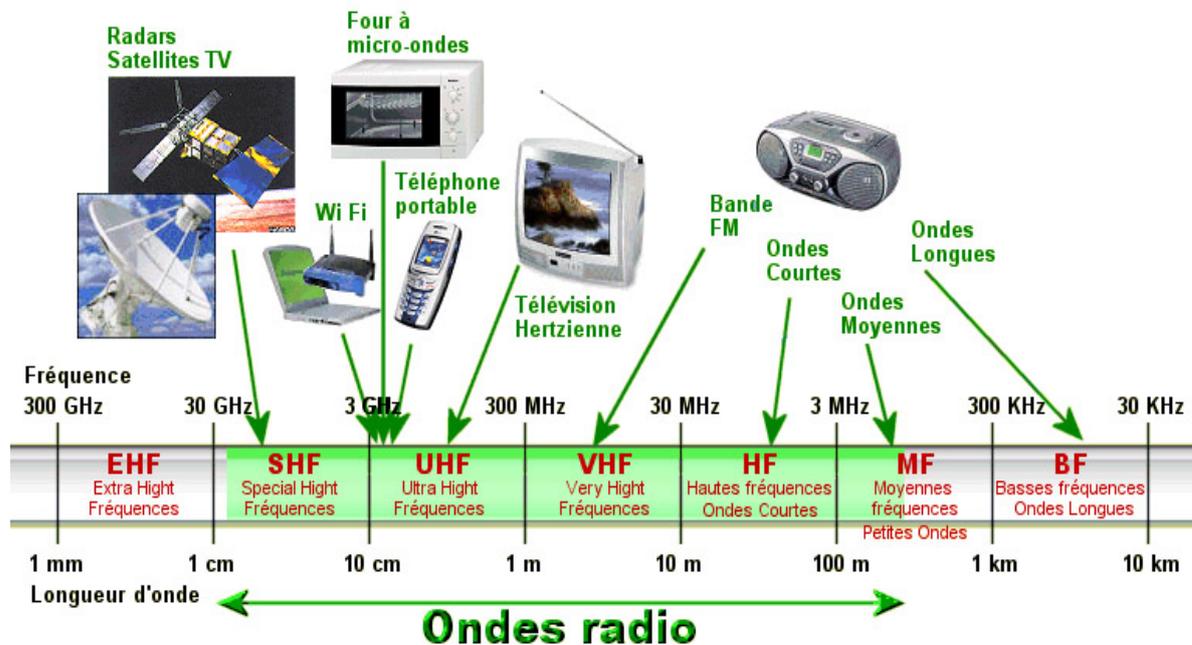


Fig. II.6 : Applications des ondes Hertziennes

## Chapitre III

### Réflexion sur le sol

#### III.1 Etude d'une liaison sans obstacle

Nous considérons ce schéma de transmission des ondes électromagnétiques entre un émetteur vers un récepteur.

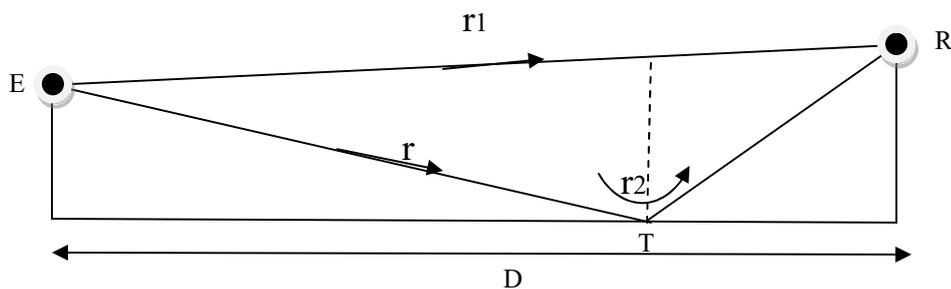


Fig. III.1 : Réflexion sur le sol sans obstacle

Le champ total reçu au point R sera la somme de deux champs :

- Le 1<sup>er</sup> est le champ direct parcourant la distance  $r_1$  :

$$E_d = E_0 \cdot e^{j(\omega t - k \cdot r_1)} \quad (\text{III.1})$$

- Le 2<sup>ème</sup> est le champ indirect reçu au point R par réflexion au point T parcourant ainsi une distance  $r_2$  :

$$E_r = E_0 \cdot e^{j(\omega t - kr)} \cdot \frac{r_1}{r_2} |\rho| \cdot e^{j(-k(r_2 - r_1))} \quad (\text{III.2})$$

Donc :

$$E_T = E_1 + E_2 = E_0 \cdot e^{j(\omega t - k \cdot r_1)} + E_0 \cdot e^{j(\omega t - kr)} \cdot \frac{r_1}{r_2} |\rho| \cdot e^{j(-k(r_2 - r_1))}$$

Avec  $r = r_1 - \Delta \varepsilon$

$$E_T = E_d \cdot \left[ 1 + \frac{r_1}{r_2} |\rho| \cdot e^{j(\Delta \varepsilon - k(r_2 - r_1))} \right]$$

$$E_T = E_d \cdot \left[ 1 + \frac{r_1}{r_2} |\rho| \cdot e^{j(\varphi + \varphi')} \right]$$

Alors :

On définit ainsi les pertes de la liaison par :

$$\alpha (dB) = 20 \log \left( \frac{E_T}{Ed} \right) \quad (III.3)$$

$$\alpha (dB) = 20 \log \left( 1 + \frac{r_1}{r_2} |\rho| e^{j(\varphi + \varphi')} \right) \quad (III.4)$$

Avec  $\rho$  représente le facteur de réflexion du sol

$k=2.\pi/\lambda$  (Constante de propagation)

$\varphi=k\Delta\varepsilon$  correspond aux variations de phase dues aux réflexions sur le sol

$\varphi'=-k(r_2-r_1)$  correspond aux variations de phase dues à la différence de parcours entre l'onde directe et l'onde réfléchie.

### III.2 Etude d'une liaison avec irrégularités au sol

Par irrégularité on parle de maisons, d'arbres et de vague dans le cas de la mer.

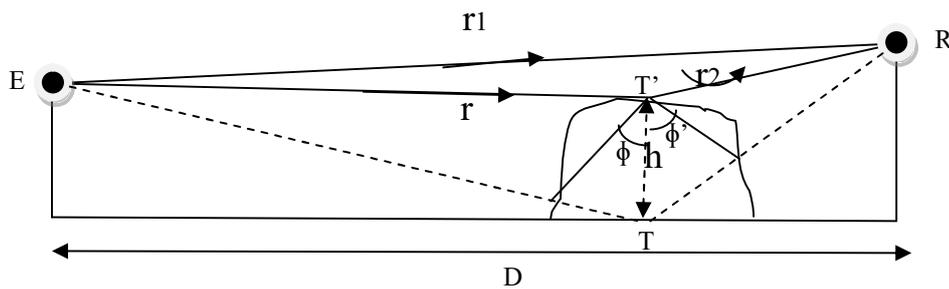


Fig. III.2 : Réflexion sur le sol avec présence des irrégularités

Dans ce cas la réflexion s'effectuera au pont T', on doit ajouter aux expressions précédentes un déphasage supplémentaire dû à la régularité de hauteur h tel que :

$$\Delta\varphi = k.(QT + TQ') = \frac{2.\pi}{\lambda} .h(\sin \Phi + \sin \Phi') \quad (III.5a)$$

Dans le ca où les deux angles sont égaux (obstacle au milieu) :

$$\Delta\varphi = k.(QT + TQ') = \frac{4.\pi}{\lambda} .h.\sin \Phi \quad (III.5b)$$

#### III.2.1 Critère de Rayleigh

La différence de phase entre les deux rayons (III.5.b), nous informe sur :

Si le déphasage  $\Delta\varphi$  reste faible, les deux rayons sont en phase et la surface peut être considérée comme parfaitement plane (elle est dite spéculaire).

Si le déphasage  $\Delta\phi$  est égal à  $\pi$ , les deux ondes sont en opposition de phase et s'annulent. Il n'y a plus d'énergie dans la direction de réflexion, toute l'énergie est diffusée dans d'autres directions.

Le critère de Rayleigh consiste à choisir un seuil  $\Delta\phi = \pi/2$  pour caractériser la surface.

La réflexion est considérée comme spéculaire pour l'incidence considérée si  $h < \lambda/8 \cdot \sin \phi$

Une de ces méthodes approchées consiste à considérer que les hauteurs  $h$  des irrégularités ont une distribution gaussienne. On introduit alors  $\Delta\phi$  comme étant l'écart type de la distribution des irrégularités. On confond ensuite les deux types de réflexion et on considère qu'il faut multiplier le coefficient de réflexion par un terme correcteur  $R_c$  défini par :

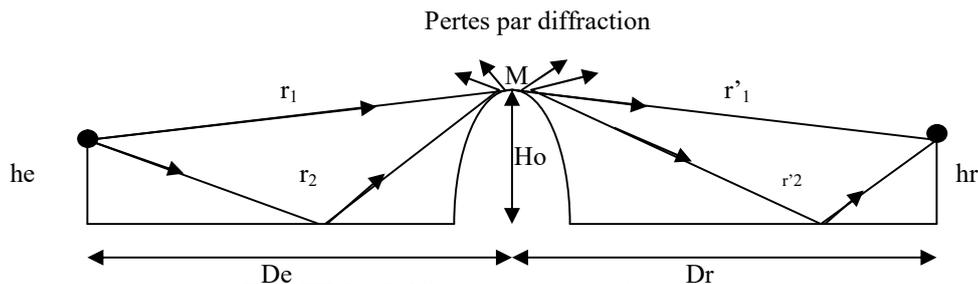
$$R_c = e^{-8 \cdot \pi^2 \left( \frac{h \cdot \sin \phi}{\lambda} \right)^2}$$

$h \cdot \sin \phi / \lambda$	$R_c$
1/100	0.99
1/32	0.93
1/16	0.73
1/8	0.29
1/4	0.0072

$R_c$  mesure le degré des irrégularités

### III.3 Etude d'une liaison avec obstacle

Par obstacle on parle de montagne par exemple où l'émetteur et le récepteur ne sont pas en visibilité directe.



Dans ce on aura deux trajets :

- Le 1<sup>er</sup> entre l'émetteur et l'obstacle : Ici l'obstacle joue le rôle d'un récepteur et les pertes de cette liaison sont données par :

$$\alpha_1 (dB) = 20 \log \left( 1 + \frac{r_1}{r_2} |\rho| \cdot e^{j(\varphi + \varphi')} \right) \quad (III.6)$$

Où  $\varphi' = -k(r_2 - r_1)$

- Le 2<sup>ème</sup> entre l'obstacle et le récepteur : Ici l'obstacle joue le rôle d'un émetteur et les pertes de cette liaison sont données par :

$$\alpha_2 (dB) = 20 \log \left( 1 + \frac{r_1}{r_2} |\rho| \cdot e^{j(\varphi + \varphi')} \right) \quad (III.7)$$

Où  $\varphi' = -k(r_2 - r_1)$

### III.3.1 Pertes par diffraction

Au point M du sommet de la montagne, on reçoit une partie d'énergie des ondes électromagnétiques qui sera transmise au récepteur, Dans ce cas on définit les pertes par diffraction par :

$$Ad(dB) = 20 \log \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot H_0} \sqrt{\frac{\lambda(D_e \cdot D_r)}{D_e + D_r}} \quad (III.8)$$

$\lambda$  : La longueur d'onde

### III.3.2 Pertes totales

C'est la somme de toutes les pertes :

$$A_T(dB) = \alpha_1(dB) + \alpha_2(dB) + Ad(dB) \quad (III.9)$$

## III.4 Hauteur d'une antenne pour avoir la visibilité optique et radioélectrique

Soit le schéma suivant :

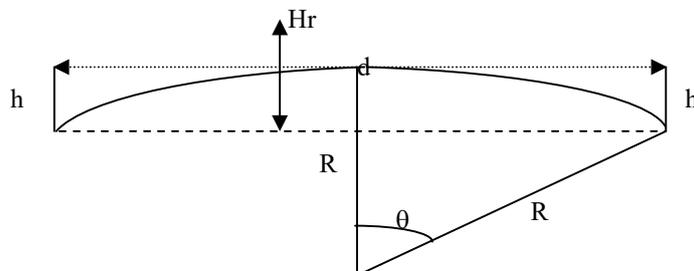


Fig. II.4 : Hauteur optique et radioélectrique de l'antenne

- La hauteur de l'antenne pour avoir la visibilité optique :

$$R^2 = (d/2)^2 + (R - h)^2 = (d/2)^2 + R^2 + h^2 - 2 \cdot R \cdot h \text{ avec } h \ll R (h^2 \approx 0) \quad (III.10)$$

$$\text{Alors } h_{\text{optique}} = \frac{d^2}{8 \cdot R}$$

- La hauteur de l'antenne pour avoir la visibilité radioélectrique :

$$\text{Alors } h_{\text{radio}} = \frac{d^2}{8 \cdot R} + \frac{1}{2} \sqrt{\lambda \cdot d} \quad (III.11)$$

## Chapitre IV

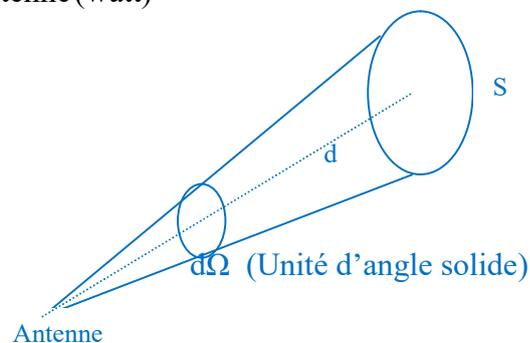
### Etude des liaisons en espace libre

#### IV.1 Relation entre le gain et la surface équivalente d'une antenne

Le gain d'une antenne est le rapport de la puissance rayonnée par unité d'angle solide dans une direction donnée à la puissance que rayonnerait par angle solide à une distance  $d$  :

$$G_e = \frac{P_1}{P_e / 4.\pi.d^2} \quad (\text{IV.1})$$

Où :  $\begin{cases} P_1 : \text{densité de puissance rayonnée par l'antenne à la distance } d \text{ (watt/m}^2\text{)} \\ P_e : \text{puissance de l'antenne (watt)} \end{cases}$



- La puissance reçue par cette antenne est telle que :

$$P_r = P_1 . S_r \text{ (watt)} \quad (\text{IV.2})$$

$S_r$  ( $\text{m}^2$ ) est homogène à une surface appelée surface équivalente d'une antenne

D'où :

$$P_r = \frac{P_e . G_e}{4.\pi.d^2} . S_r \text{ (watt)} \quad (\text{IV.3})$$

- Une antenne peut être utilisée à l'émission ou à la réception. Il doit y avoir une relation entre le gain et la surface équivalente :

A l'émission :

$$G_e = \frac{4.\pi.S_e}{\lambda^2} \quad (\text{IV.4})$$

A la réception :

$$G_r = \frac{4.\pi.S_r}{\lambda^2} \quad (\text{IV.5})$$

## IV.2 Equations des télécommunications pour une liaison sans relais passif

Soit un émetteur et un récepteur :

$$\text{Émetteur : } \begin{cases} P_e \\ G_e \\ S_e \end{cases} \qquad \text{Récepteur : } \begin{cases} P_r \\ G_r \\ S_r \end{cases}$$

La puissance reçue dans ce cas sera :

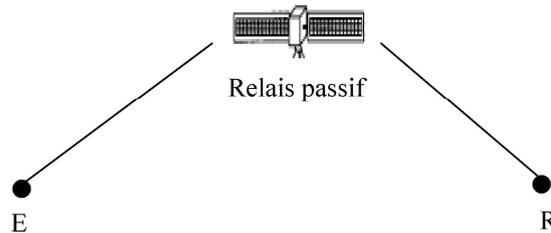
$$P_r = \frac{P_e G_e}{4\pi d^2} \cdot S_r = \frac{P_e G_e}{4\pi d^2} \cdot \frac{G_r \lambda^2}{4\pi} \Rightarrow P_r = P_e G_e G_r \left( \frac{\lambda}{4\pi d} \right)^2 \quad (\text{IV.6})$$

Par conséquent, l'affaiblissement de la liaison est :

$$\alpha = \frac{P_e}{P_r} = \left( \frac{4\pi d}{\lambda} \right)^2 \cdot \frac{1}{G_e} \cdot \frac{1}{G_r} \Rightarrow \alpha(\text{dB}) = 20 \log \frac{4\pi d}{\lambda} - G_e(\text{dB}) - G_r(\text{dB}) \quad (\text{IV.7})$$

## IV.3 Equations des télécommunications pour une liaison avec relais passif

En présence d'un relais (satellite passif), on obtient cette configuration :



- La densité de puissance rayonnée par l'émetteur à la distance  $d_1$  :

$$\frac{P_e G_e}{4\pi d_1^2}$$

- La puissance interceptée par le relais :

$$\frac{P_e G_e}{4\pi d_1^2} \cdot S_R = P_e G_e G_R \left( \frac{\lambda}{4\pi d_1} \right)^2$$

- La densité de puissance émise par le relais à la distance  $d_2$  :

$$P_e G_e G_R^2 \left( \frac{\lambda}{4\pi d_1} \right)^2 \cdot \frac{1}{4\pi d_2^2}$$

- La puissance captée par le récepteur  $r$  :

$$P_r = P_e G_e G_R^2 G_r \left( \frac{\lambda}{4\pi d_1} \right)^2 \left( \frac{\lambda}{4\pi d_2} \right)^2 \quad (\text{IV.8})$$

L'affaiblissement de la liaison :

$$\alpha = \frac{Pe}{Pr} = \underbrace{\left[ \left( \frac{4\pi d_1}{\lambda} \right)^2 \cdot \frac{1}{Ge} \cdot \frac{1}{Gr} \right]}_{\alpha_1} \cdot \underbrace{\left[ \left( \frac{4\pi d_2}{\lambda} \right)^2 \cdot \frac{1}{Gr} \cdot \frac{1}{Gr} \right]}_{\alpha_2} \Rightarrow \alpha(dB) = \alpha_1(dB) + \alpha_2(dB) \quad (IV.9)$$

Avec :

$$\alpha_2(dB) = 20 \cdot \log \frac{4\pi d_2}{\lambda} - Gr(dB) - G_R(dB)$$

$$\alpha_1(dB) = 20 \cdot \log \frac{4\pi d_1}{\lambda} - Ge(dB) - G_R(dB)$$