

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MOULOUD MAMMARI DE TIZI-OUZOU
FACULTE DE GENIE ELECTRIQUE ET INFORMATIQUE
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE



MEMOIRE DE FIN D'ETUDES

En vue de l'obtention du Diplôme d'ingénieur d'état en

Electronique

Option : communication

Thème

**Etude des différents modes de propagation
des ondes électromagnétiques dans
l'environnement terrestre**

Proposé et dirigé par :

Mr. Kanane Hocine

Étudié par:

Mr. Alileche Athmane

PROMOTION 2010/2011

Remerciements

Je tiens à remercier:

Mon promoteur, Monsieur Kanane, pour son aide et son soutien ainsi que ses conseils durant tout le projet.

Et à remercier aussi les membres de jury d'avoir accepté de juger notre travail.

Sommaire

Introduction générale	1
------------------------------------	---

Chapitre I: Généralités

Généralités.....	3
I.1. Introduction	3
I.2. Les équations de Maxwell.....	3
I.3. La constante diélectrique complexe	4
I.4. Equation de propagation de E et H	5
I.5. La réflexion et la réfraction d'une OEM plane	6
I.5.1. La réflexion et la réfraction en milieux diélectriques	7
I.5.2. La réflexion et la réfraction en milieux quelconques	14
I.6. Vecteur potentiel de Hertz	15
I.7. Energie électromagnétique ou Vecteur de Poynting :.....	18
I.8. Zone de Fresnel	19
I.9. Les différentes gammes de fréquence.....	21
II.10. Conclusion.....	21

Chapitre II: Le calcul de l'onde de sol au-dessus d'une terre plane, homogène, de conductivité finie.

II.1. Introduction	22
II.2. L'étude du sol	22
II.3. L'onde de sol	23
a) Onde de surface	24
b) Onde d'espace	25
II.4. Influences sur l'onde de sol	25
a) Influence de la hauteur des antennes.....	25
b) Influence des caractéristiques du sol (ϵ_r et σ)	31
c) Influence de la fréquence	34
II.5. comparaison des méthodes, graphique et numérique	42
II.6. Conclusion.....	42

Chapitre III : Influence de la troposphère

III.1. Introduction	44
III.2. Définition	44
III.3. Types de troposphères	44
III.4. Réfraction des ondes EM dans la troposphère	45
III.4.1. Réfraction dans une troposphère standard	46
III.4.2. Réfraction dans une troposphère non-standard	50
III.5.atténuation troposphérique (absorption).....	53
III.6.Conclusion	54

Chapitre IV: Propagation ionosphérique

IV.1. Introduction	55
IV.2. Définition	55
IV.3. L'indice de réfraction ionosphérique	57
IV.4. Réfraction d'une onde radioélectrique dans l'ionosphère	58
IV.5. La sélection des fréquences.....	61
a) La notion de fréquence critique (f_c).....	61
b) La fréquence maximum utilisable (MUF)	63
c) La fréquence minimum utilisable (LUF)	63
d) La fréquence optimale de travail (OWF):.....	63
IV.6. Pertes ionosphériques	64
IV.7. Conclusion.....	66

Conclusion générale.....	67
---------------------------------	-----------

ANNEXE

BIBLIOGRAPHIE



Introduction générale



Introduction générale

La propagation des ondes électromagnétiques est composée de deux termes: le terme propagation peut se définir de façon assez générale comme un transfert d'énergie sans transport de matière. Le transfert d'énergie entre les points, dans un certain milieu, résulte alors de l'évolution, au cours du temps, de la distribution spatiale d'un champ (variable dans le temps) dans ce milieu. Cette notion s'applique à de nombreux phénomènes physiques dans les domaines de la radioélectricité, de la thermodynamique, de l'acoustique,....etc. Le terme onde électromagnétique ne peut se définir que par sa relation avec deux autres termes qui sont les champs électrique \mathbf{E} et magnétique \mathbf{H} .

Dans le cas de domaine des radiocommunications, le champ électromagnétique est régi par les équations de Maxwell. Donc, l'étude d'une onde radioélectrique consiste à chercher la solution des équations de Maxwell avec les conditions aux limites qui, est parfaitement définie lorsque nous connaissons:

- la position et la nature des sources.
- les caractéristiques électromagnétiques du ou des milieux de propagation.
- les conditions aux limites sur les surfaces qui limitent ou séparent ces milieu.

Dans la pratique, cette méthode n'est utilisable qu'au pris de simplifications extrêmement importantes. Et malgré cela, la complexité du problème reste très grande.

Notre travail consiste à expliquer comment les trois milieux (sol, la troposphère et l'ionosphère) influent sur la propagation d'une onde radioélectrique.

Notre travail est réparti en quatre chapitres:

- Le premier chapitre sera consacré aux généralités qui nous permettrons de mieux appréhender le problème de la propagation. On trouve dans ce chapitre : la constante diélectrique complexe du milieu de propagation, l'énergie associée aux champs électrique et magnétique (vecteur de Poynting), la notion du vecteur potentiel de Hertz.....etc. qui seront un outil pour la compréhension des phénomènes dans les prochains chapitres.

- Dans le deuxième chapitre, nous allons voir le comportement de la fonction d'atténuation de Sommerfeld dans la propagation de l'onde de sol en fonction des différents paramètres : hauteur des antennes, fréquence de l'onde émise et les caractéristiques des milieux de propagation.
- Le troisième chapitre, traitera de l'influence de la troposphère sur la propagation des ondes radioélectriques. Nous allons donc parler des deux réfractions dans une troposphère standard et non standard ainsi que le phénomène de guidage des ondes par les conduits troposphérique ; et enfin, du rôle que jouent les gaz atmosphériques ainsi que la vapeur d'eau dans l'atténuation par absorption des ondes à différentes fréquences.
- Le quatrième chapitre sera consacré à la réflexion ionosphérique, qui est un mode de propagation pour les liaisons de grandes distances comme les *liaisons intercontinentales*, ainsi qu'au rôle que joue la densité d'ionisation dans les pertes par les différentes couches.

Nous terminerons notre travail par une conclusion générale.



Chapitre I: Généralités



Généralités

I.1.Introduction :

La propagation des ondes électromagnétiques et pratiquement tous les problèmes d'électromagnétisme sont régis par les équations de Maxwell avec les conditions aux limites, et donc dans ce chapitre nous les introduirons ainsi que quelques notions supplémentaires comme : la constante diélectrique complexe du milieu de propagation, l'énergie associée aux champs électrique et magnétique, vecteur de Poynting, la notion du vecteur potentiel de Hertz. qui seront un outil pour la compréhension des phénomènes dans les prochains chapitres.

I.2. Les équations de Maxwell :

Les phénomènes de propagation d'électromagnétisme se déduisent des équations de Maxwell .Les cinq vecteurs constitutifs de ces équations sont représentés par les lettres en gras **E**, **H**, **D**, **B** et **J** qui sont :

- **E** : champ électrique en volt par mètre (V/m)
- **H** : champ magnétique en Ampère par mètre (A/m)
- **D** : induction électrique en coulomb par mètre carré (C/m²)
- **B** : induction magnétique en tesla (T)
- **J** : densité de courant en Ampère par mètre carré (A/m²)

Et les équations de Maxwell sont :

$$\mathbf{rot H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (\text{I.1})$$

$$\mathbf{rot E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (\text{I.2})$$

$$\text{div } \mathbf{D} = \rho \quad (\text{I.3})$$

$$\text{div } \mathbf{B} = 0 \quad (\text{I.4})$$

On ajoute l'équation de conservation de charge :

$$\text{div } \mathbf{J} = - \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (\text{I.5})$$

Où ρ est la densité volumique de charge (C/m³).

En considérant que les milieux de propagation isotropes et linéaires, nous avons les relations constitutives suivantes :

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad (\text{I.6})$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (\text{I.7})$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (\text{I.8})$$

Avec : ε : la permittivité diélectrique du milieu (Farad/mètre)

μ : la perméabilité magnétique (Henri/mètre)

σ : la conductivité (mho/mètre)

Pour des simplifications, nous avons besoin d'introduire la notion du vecteur d'amplitude complexe associée et de la permittivité diélectrique complexe du milieu. Ces derniers n'ont de sens qu'en régime sinusoïdal du temps. Les équations de Maxwell deviennent :

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{J} - i\omega \mathbf{D} \quad (\text{I.9})$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = -i\omega \mathbf{B} \quad (\text{I.10})$$

$$\text{div } \mathbf{D} = \rho \quad (\text{I.11})$$

$$\text{div } \mathbf{B} = 0 \quad (\text{I.12})$$

$$\text{div } \mathbf{J} = i\omega \rho \quad (\text{I.13})$$

Avec : $\omega = 2\pi f$ (rad/s), f est la fréquence en Hertz (Hz) et le facteur $\exp(-i\omega t)$ est sous entendu.

On remarque que les équations de Maxwell ne sont fonction que des coordonnées de l'espace c.-à-d. que le temps n'intervient pas (il est éliminé). C'est là l'essentiel des simplifications apportées par les quantités complexes en régime sinusoïdal. Les vecteurs complexes \mathbf{E} , \mathbf{H} , ayant la forme :

$$\mathbf{A} [A_x = A_x^0 \exp(i\alpha_x), A_y = A_y^0 \exp(i\alpha_y), A_z = A_z^0 \exp(i\alpha_z)]$$

On obtient l'écriture réelle des champs à partir de l'écriture complexe, vue précédemment, en rétablissant le facteur $\exp(-i\omega t)$ et en prenant sa partie réelle :

$$\mathbf{A} = \text{Re} \{ \mathbf{A} \exp(-i\omega t) \} = A_x \{ A_x^0 \cos(\omega t - \alpha_x), \dots \}$$

I.3. La constante diélectrique complexe :

En partant de l'équation (I.9) qu'on peut écrire sous la forme :

$$\text{rot } \mathbf{H} = (\sigma - i\omega \varepsilon) \mathbf{E} \quad (\text{I.14})$$

Et qu'on peut aussi écrire :

$$\text{rot } \mathbf{H} = -i\omega \varepsilon \mathbf{E} \quad (\text{I.15})$$

En posant :

$$\hat{\epsilon} = \epsilon + i\sigma/\omega \quad (\text{I.16})$$

Nous constatons que le paramètre complexe $\hat{\epsilon}$ rassemble toutes les constantes du milieu et en plus dépend de la fréquence. Avec, $\hat{\epsilon}$ est la *permittivité diélectrique complexe du milieu*.

En incérant ce dernier terme dans les équations de maxwell, elles deviennent :

$$\text{rot } \mathbf{H} = -i\omega\hat{\epsilon}\mathbf{E} \quad (\text{I.17})$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = i\omega\mu\mathbf{H} \quad (\text{I.18})$$

$$\text{div}(\hat{\epsilon}\mathbf{E}) = 0 \quad (\text{I.19})$$

$$\text{div}(\mu\mathbf{H}) = 0 \quad (\text{I.20})$$

$$\text{div } \sigma\mathbf{E} = i\omega\rho \quad (\text{I.21})$$

Au lieu des grandeurs $\hat{\epsilon}$ et ϵ de dimension (Far/m), on utilise souvent les grandeurs relative sans dimension $\hat{\epsilon}_r$ et ϵ_r avec :

$$\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0 \quad \text{et} \quad \hat{\epsilon}_r = \hat{\epsilon}/\epsilon_0 = \epsilon_r + i\sigma/\epsilon_0$$

Où $\epsilon_0 = 10^{-9}/(36\pi) = 8.854 \cdot 10^{-12}$ (F/m) est la permittivité absolue du vide .

On peut aussi écrire $\hat{\epsilon}_r$ sous la forme :

$$\hat{\epsilon}_r = \epsilon_r + is$$

Avec : $s = \sigma/\epsilon_0\omega = 60\sigma\lambda_0$ où $\lambda_0 = c/f$ qui est la longueur d'onde dans le vide.

De la même manière, on définit la perméabilité magnétique relative comme suit :

$\mu_r = \mu/\mu_0$ avec $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ (H/m) qui est la perméabilité magnétique du vide.

I.4. Equation de propagation de E et H :

Considérons un ensemble composé d'une antenne d'émission de constantes $(\hat{\epsilon}_a, \sigma_a)$ entourée d'un milieu de propagation de constantes $(\hat{\epsilon}, \sigma)$, beaucoup moins importantes que celles de l'antenne $\{(\hat{\epsilon}_a, \sigma_a) \gg (\hat{\epsilon}, \sigma)\}$, alors les équations de maxwell à l'intérieur de cette antenne peuvent s'écrire :

$$\text{rot } \mathbf{H} = -i\omega\hat{\epsilon} \mathbf{E} + \mathbf{J}_0 \quad (\text{I.22})$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = i\omega\mu_0 \mathbf{H} \quad (\text{I.23})$$

$$\text{div}(\hat{\epsilon} \mathbf{E}) = \rho_0 \quad (\text{I.24})$$

$$\text{div}(\mu \mathbf{H}) = 0 \quad (\text{I.25})$$

Avec \mathbf{J}_0 est la densité de courant à l'intérieur de l'antenne.

ρ_0 est la densité volumique de charge à l'intérieur de l'antenne.

En appliquant à l'équation (I.22) l'opérateur « **rot** » sachant que :

$$\mathbf{rot}(\mathbf{rot} \mathbf{A}) = \mathbf{grad}(\text{div} \mathbf{A}) - \Delta \mathbf{A} \quad (\text{I.26})$$

Tel que \mathbf{A} est un vecteur quelconque. On aura:

$$\mathbf{rot}(\mathbf{rot} \mathbf{H}) = -i\omega \mathbf{rot} \mathbf{E} + \mathbf{rot} \mathbf{J}_0 \quad (\text{I.27})$$

Donc:

$$\mathbf{grad}(\text{div} \mathbf{H}) - \Delta \mathbf{H} = -i\omega \mathbf{rot}(\mathbf{rot} \mathbf{H}) + \mathbf{rot} \mathbf{J}_0 \quad (\text{I.28})$$

Et enfin :

$$\Delta \mathbf{H} + \epsilon\mu_0\omega^2 \mathbf{H} = -\mathbf{rot} \mathbf{J}_0 \quad (\text{I.29})$$

Car :

$$\mathbf{grad}(\text{div} \mathbf{H}) = 0 \quad (\text{I.30})$$

On peut aussi écrire :

$$\Delta \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} = -\mathbf{rot} \mathbf{J}_0 \quad (\text{I.31})$$

Avec : $k = \omega(\epsilon\mu_0)^{1/2}$

En suivant le même raisonnement pour \mathbf{E} en utilisant l'équation (I.23) on aura :

$$\Delta \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = \mathbf{grad}[\text{div}(\mathbf{J}_0/\sigma_a)] - i\omega\mu_0 \mathbf{J}_0 \quad (\text{I.32})$$

On remarque que si on se place à l'extérieur de l'antenne (la source), c.-à-d. ($\mathbf{J}_0=0$), les équations (I.31) et (I.32) des champs électrique \mathbf{E} et magnétique \mathbf{H} vont satisfaire l'équation d'ondes ou d'Helmholtz :

$$\Delta \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} = 0 \quad (\text{I.33})$$

$$\Delta \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0 \quad (\text{I.34})$$

I.5. La réflexion et la réfraction d'une OEM plane :

L'étude de cette partie se fait dans un espace constitué par deux milieux séparés par une interface plane p . Nous avons pour caractéristiques des deux milieux :

- Homogénéité.
- Linéarité.
- Isotropie.

Supposons que les conditions au limites des champs \mathbf{E} et \mathbf{H} soient satisfaites au niveau de l'interface de séparation plane p . Ces conditions sont :

- Continuité de la composante tangentielle des champs \mathbf{E} et \mathbf{H} :

$$E_1^t = E_2^t \quad \text{et} \quad H_1^t = H_2^t$$

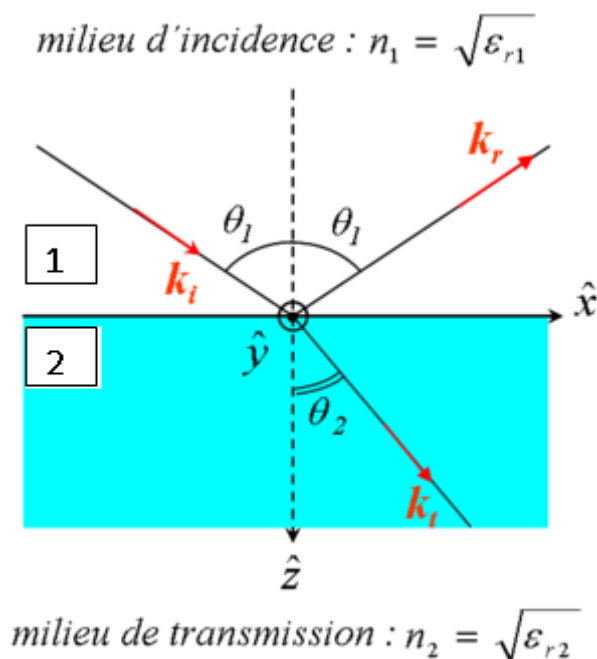
- Continuité de la composante normale de $\epsilon\mathbf{E}$ et de l'induction magnétique \mathbf{B} :

$$\epsilon_1 E_1^n = \epsilon_2 E_2^n \quad \text{et} \quad \mu_1 H_1^n = \mu_2 H_2^n$$

Avec : $\mu_1 = \mu_2$ donc : $H_1^n = H_2^n$

Il est à remarquer qu'en pratique, le phénomène qui importe le plus est celui de la réflexion car les deux terminaux (antennes) se trouvent dans le même milieu : la troposphère.

I.5.1. La réflexion et la réfraction en milieux diélectriques :



Figure(1) : réflexion et réfraction d'une onde EM

Supposant que les deux milieux qu'on note 1 et 2, de caractéristiques respectives (ϵ_1, μ_1) et (ϵ_2, μ_2) , sont des diélectriques parfaits caractérisés par leurs indices de réfraction (réels) :

$$n_1 = (\epsilon_{r1})^{1/2} \quad \text{et} \quad n_2 = (\epsilon_{r2})^{1/2} \quad (\text{avec} : \mu_{r1} = \mu_{r2} = 1)$$

Avec n_1 et n_2 , des indices de réfraction des milieux 1 et 2 respectivement.

Soit une onde monochromatique se propageant dans le milieu 1 à une fréquence $f = \omega/2\pi$, lorsqu'elle atteint la surface de séparation au point p, elle produit :

- Une onde réfléchie dans le milieu 1 avec un angle de réflexion θ_r égal à l'angle d'incidence θ_i ($\theta_r = \theta_i = \theta_1$).
- Une onde réfractée ou transmise dans milieu 2 avec un angle de réfraction $\theta_t = \theta_2$.

a- conditions relative à la phase

Pour respecter la continuité décrite par les conditions aux limites, il faut que les phases des deux ondes ainsi produites, réfléchie et réfractée, conservent la même phase que celle de l'onde incidente.

Or, la phase s'exprime par :

$$\varphi = i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t) = i\omega[(n/c)(\alpha x + \beta y + \gamma z) - t] \quad (\text{I.35})$$

Tel que \mathbf{k} est le vecteur de propagation de module $k = \omega n/c$ et de cosinus directeurs α , β et γ

Avec : $\alpha = k_x / k$

$\beta = k_y / k$

$\gamma = k_z / k$

Si on prend les axes de telle façon que p soit le plan xoy ($z=0$). Donc l'équation (I.35) devient :

$$-i\varphi = \omega[(n/c)(\alpha x + \beta y) - t] \quad (\text{I.36})$$

Cette expression représente la phase de l'onde sur p, donc les trois ondes doivent être invariantes quelque soit x, y et z ; c'est-à-dire que :

ω est invariant : la réflexion et la réfraction ne modifie pas la fréquence de l'onde incidente.

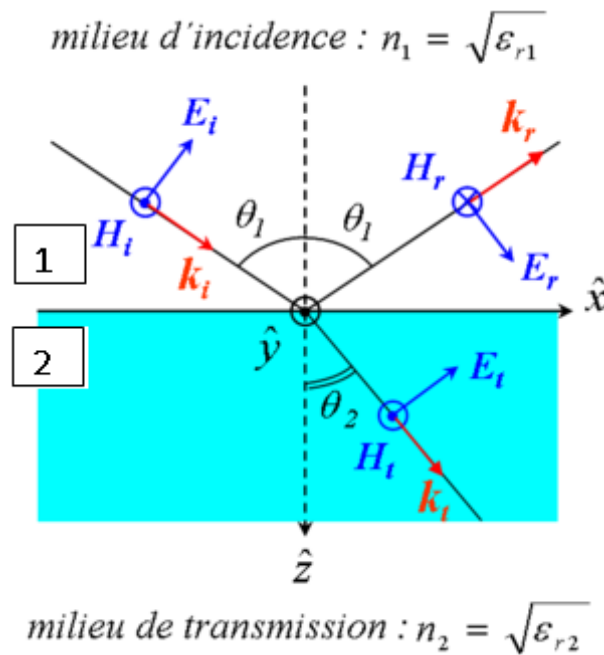
$n\alpha$ et $n\beta$ sont invariants, en particulier leur rapport α/β est fixe, ce qui signifie que, puisque α et β sont les cosinus directeurs de \mathbf{k} suivant ox et oy respectivement situés dans p, la réflexion et la réfraction se font dans le même plan normal au plan p contenant également le rayon incident, c.à.d. le vecteur de propagation de l'onde incidente. Ce plan est perpendiculaire à p (vertical si p est horizontal) et est appelé "**plan d'incidence**".

On a d'après la loi de Snell-Descartes :

$$n_1 \sin \theta_i = n_2 \sin \theta_t \quad (\text{I.37})$$

b- Conditions relative aux amplitudes

b-1- onde incidente à polarisation verticale



Figure(2) : onde incidente à polarisation verticale

On est dans le cas de l'incidence à polarisation verticale quand le vecteur champ électrique \mathbf{E}_i se trouve dans le plan délimité par les deux vecteurs oz et \mathbf{k}_i , cela n'implique pas forcément que \mathbf{E}_i est normal au vecteur oz . de ce fait que \mathbf{H}_i est obligatoirement normal à \mathbf{E}_i et p au même temps.

À partir des conditions aux limites et la loi de Snell-Descartes écrite sous forme :

$$(\epsilon_{r1})^{1/2} \sin(\theta_1) = (\epsilon_{r2})^{1/2} \sin(\theta_2) \quad (I.38)$$

Avec : $\theta_1 = \theta_i = \theta_r$ et $\theta_r = \theta_2$.

On aura les expressions suivantes :

$$R_v = \mathbf{E}_r / \mathbf{E}_i = (n_2 \cos(\theta_1) - n_1 \cos(\theta_2)) / (n_2 \cos(\theta_1) + n_1 \cos(\theta_2)). \quad (I.39)$$

$$T_v = \mathbf{E}_t / \mathbf{E}_i = (n_1/n_2) (1 + R_v). \quad (I.40)$$

$$R'_v = \mathbf{H}_r / \mathbf{H}_i = R_v. \quad (I.41)$$

$$T'_v = \mathbf{H}_t / \mathbf{H}_i = 1 + R_v. \quad (I.42)$$

Avec: R_v, T_v : coefficient de réflexion et de transmission électrique.

R'_v, T'_v : coefficient de réflexion et de transmission magnétique.

En posant : $\alpha + \theta_i = \pi/2$, tel que α est l'angle que fait le vecteur \mathbf{k} avec le plan p , et sachant que :

$$n_1 = (\epsilon_{r1})^{1/2} \text{ et } n_2 = (\epsilon_{r2})^{1/2} \text{ (avec : } \mu_{r1} = \mu_{r2} = 1)$$

Alors l'expression de R_v peut être mise sous la forme :

$$R_v = \frac{\frac{\epsilon_{r2}}{\epsilon_{r1}} \sin \varphi - \sqrt{\frac{\epsilon_{r2}}{\epsilon_{r1}} - \cos^2 \varphi}}{\frac{\epsilon_{r2}}{\epsilon_{r1}} \sin \varphi + \sqrt{\frac{\epsilon_{r2}}{\epsilon_{r1}} - \cos^2 \varphi}} \quad (\text{I.43})$$

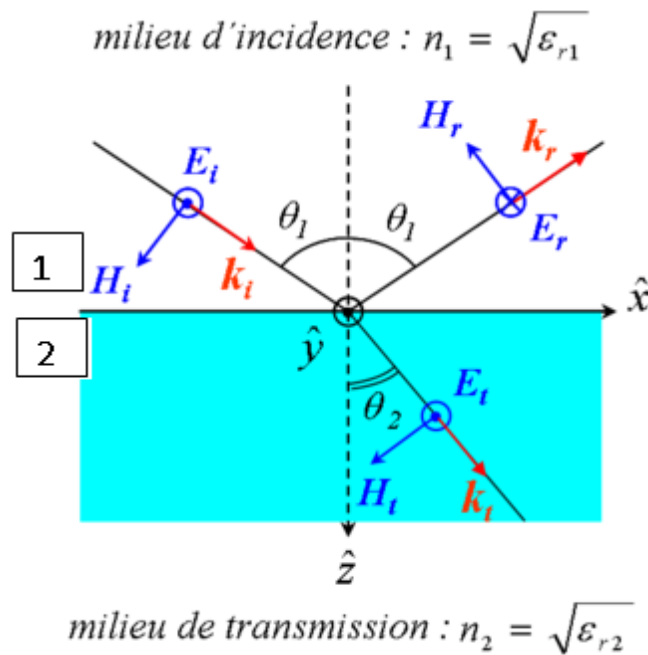
Si le premier milieu est la troposphère ($\epsilon_{r1}=1$) alors :

$$R_v = \frac{\epsilon_{r2} \sin \varphi - \sqrt{\epsilon_{r2} - \cos^2 \varphi}}{\epsilon_{r2} \sin \varphi + \sqrt{\epsilon_{r2} - \cos^2 \varphi}} \quad (\text{I.44})$$

ce qui nous conduit à la formule de Fresnel pour R_v :

$$R_v = \frac{\text{tg}(\theta_1 - \theta_2)}{\text{tg}(\theta_1 + \theta_2)} \quad (\text{I.45})$$

b-2-onde incidente à polarisation horizontale



Figure(3) : incidence à polarisation horizontale

Contrairement au cas précédent, le champ électrique \mathbf{E}_i se trouve parallèle à l'interface de séparation formée par le plan p, c.-à-d. normal au plan d'incidence, donc le champ magnétique \mathbf{H}_i se trouve obligatoirement dans le plan d'incidence. Le raisonnement sera le même que précédemment sauf que les champs \mathbf{E} et \mathbf{H} seront interverties, ce qui nous donne :

$$R_h = \mathbf{E}_r / \mathbf{E}_i = (n_1 \cos(\theta_i) - n_2 \cos(\theta_t)) / (n_1 \cos(\theta_i) + n_2 \cos(\theta_t)). \quad (\text{I.46})$$

$$T_h = \mathbf{E}_t / \mathbf{E}_i = 1 + R_h. \quad (\text{I.47})$$

$$R'_h = \mathbf{H}_r / \mathbf{H}_i = R_h. \quad (\text{I.48})$$

$$T'_h = \mathbf{H}_t / \mathbf{H}_i = (n_2 / n_1) (1 + R_h). \quad (\text{I.49})$$

En considérant que le milieu 1 est la troposphère ($\epsilon_{r1}=1$) alors :

$$R_h = \frac{\sin \varphi - \sqrt{\epsilon_{r2} - \cos^2 \varphi}}{\sin \varphi + \sqrt{\epsilon_{r2} - \cos^2 \varphi}} \quad (\text{I.50})$$

$$\text{ou alors : } R_h = \sin(\theta_2 - \theta_1) / \sin(\theta_2 + \theta_1) \quad (\text{I.51})$$

c- Variation du coefficient de réflexion

Le problème pratique qu'on rencontre souvent est de déterminer l'affaiblissement dû à une ou plusieurs réflexions d'une onde sur le sol, c'est pour ça qu'il faut étudier la variation de R_v et de R_h en fonction de l'angle φ du vecteur de propagation avec l'horizontale.

c-1- incidence rasante

Dans ce cas l'angle φ est voisin de zéro ($\varphi \rightarrow 0$), alors on a les approximations suivantes :

$$\sin(\varphi) \approx \varphi$$

$$\cos(\varphi) \approx 1$$

$$R_v = \frac{\varepsilon_r \varphi - \sqrt{\varepsilon_r - 1}}{\varepsilon_r \varphi + \sqrt{\varepsilon_r - 1}} \approx -1 + \frac{2\varepsilon_r \varphi}{\sqrt{\varepsilon_r - 1}} \quad \text{car } \sqrt{\varepsilon_r - 1} \gg \varepsilon_r \varphi \quad (\text{I.52})$$

$$R_h = \frac{\varphi - \sqrt{\varepsilon_r - 1}}{\varphi + \sqrt{\varepsilon_r - 1}} \approx -1 + \frac{2\varphi}{\sqrt{\varepsilon_r - 1}} \quad \text{car } \sqrt{\varepsilon_r - 1} \gg \varepsilon_r \varphi \quad (\text{I.53})$$

avec $\varepsilon_r = \varepsilon_{r2}$. Si $\varepsilon_r \gg 1$ ($\varepsilon_r - 1 \approx \varepsilon_r$), et sachant que $n = (\varepsilon_r)^{1/2}$ on aura :

$$R_v \approx -1 + 2n\varphi \quad \text{et} \quad R_h \approx -1 + 2\varphi/n$$

- pour $\varphi = 0$, on trouve que :

$$R_v = R_h = -1$$

C'est le cas où l'émetteur et le récepteur se trouvent au ras du sol.

Le coefficient de réflexion dans ce cas vaut -1, c'est là que le champ total, qui est la somme des champs incident et réfléchi, s'annule (car les deux champs seraient opposés).

Ce cas est à exclure du fait que l'émetteur et le récepteur se trouvent dans une zone dite "zone de réarrangement" où la théorie des ondes planes ne peut pas être appliquée.

- pour $\varphi \neq 0$, calculons le champ total à partir des champs incident et réfléchi.

En polarisation verticale on a :

$$E_x = (E_i - E_r) \sin\varphi = \varphi(1 - R_v)E_i = 2\varphi E_i \quad (\text{I.54})$$

$$E_y = (E_i + E_r) \cos\varphi = (1 + R_v)E_i = 2n\varphi E_i \quad (\text{I.55})$$

Et:

$$E_v = (E_x^2 + E_y^2)^{1/2} = 2(n^2 + 1)^{1/2} \varphi E_i = 2n\varphi E_i \quad (\text{I.56})$$

En polarisation verticale on a : $E_x=0$

$$E_h=E_y=(E_i + E_r) =(1+R_h)E_i= (2\phi/n)E_i \quad (I.57)$$

On constate que, pour $n>1$ (c'est le cas général), l'onde résultante est moins affaiblie en polarisation verticale qu'en polarisation horizontale.

c-2- incidence normale

Dans ce cas les angles d'incidence et de réflexion θ_i et θ_r sont proche de zéro, donc :

$$R_v=- R_h= (\theta_1+ \theta_2) / (\theta_1- \theta_2) = (n-1) / (n+1) \quad (I.58)$$

Avec :

$$n_2 / n_1=n=\sin\theta_1 / \sin\theta_2 = \theta_1 / \theta_2. \quad (I.59)$$

Le coefficient de réflexion est toujours inférieur à 1, mais s'en approche quand n augmente.

Note : dans le cas où μ_r est différent de l'unité, il faut l'inclure dans les calculs (remplacer n par $(\epsilon_r / \mu_r)^{1/2}$).

c-3- incidence brewstérienne

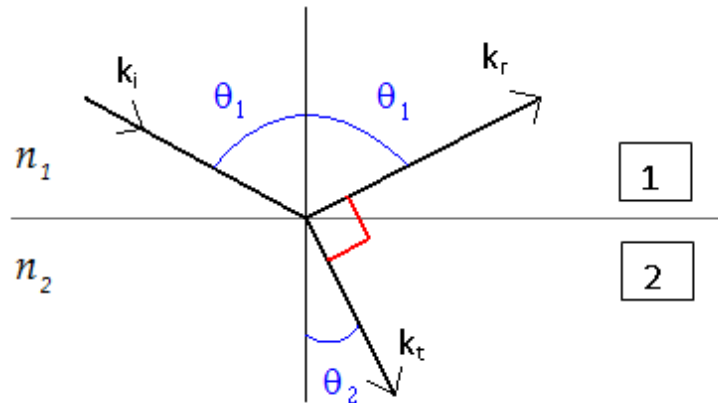
On se place en polarisation verticale. Il existe un angle d'incidence tel que :

$$\theta_1+ \theta_2=\pi/2,$$

D'autre part, d'après la formule de Fresnel :

$$R_v = \frac{\text{tg}(\theta_1 - \theta_2)}{\text{tg}(\theta_1 + \theta_2)} \quad (I.60)$$

Donc R_v s'annule, et il y aura extinction du rayon réfléchi et la totalité de l'onde incidente sera réfractée (transmise). Le rayon ainsi réfracté est alors perpendiculaire à la direction fictive du rayon de réflexion. On dit que l'incidence est *brewstérienne*.



Figure(4) : incidence brewstérienne.

La condition pour avoir cette incidence est :

$$\theta_1 + \theta_2 = \pi/2$$

$$\sin \theta_1 = n \sin \theta_2$$

Soit : $\text{tg } \theta_1 = n$

I.5.2. La réflexion et la réfraction en milieux quelconques :

On suppose maintenant qu'au moins un des milieux possède une constante diélectrique complexe ϵ_r de forme : $\epsilon_r = \epsilon_r + i\sigma$

Toutes les formules établies précédemment sont valables, en remplaçant ϵ_r par ϵ_r . Les coefficients de réflexions R_h et R_v deviennent complexes ce qui cause un déphasage à la réflexion.

Supposant que le milieu 1 reste un diélectrique pur et que c'est le milieu 2 qui a une constante diélectrique complexe. On s'intéressera à la réflexion puisque la réfraction ne présente pas un grand intérêt pratique.

Résultat relatif à la réflexion

Pour avoir le R_v et R_h , il suffit de remplacer ϵ_r par ϵ_r dans les équations (I.44) et (I.50) on aura donc :

$$R_v = \left(\frac{\ddot{E}_r}{E_i} \right)_v = \frac{\epsilon_r \sin \varphi - \sqrt{\epsilon_r - \cos^2 \varphi}}{\epsilon_r \sin \varphi + \sqrt{\epsilon_r - \cos^2 \varphi}} \quad (\text{I.61})$$

$$R_h = \left(\frac{\ddot{E}_r}{E_i} \right)_h = \frac{\sin \varphi - \sqrt{\epsilon_r - \cos^2 \varphi}}{\sin \varphi + \sqrt{\epsilon_r - \cos^2 \varphi}} \quad (\text{I.62})$$

Les coefficients de réflexion étant maintenant des quantités complexes, on peut les mettre sous une forme qui fait distinguer l'argument du module :

$$R_v = \rho_v \exp(i \delta_v) \quad \text{et} \quad R_h = \rho_h \exp(i \delta_h)$$

$$\text{Avec: } \rho_v \text{ et } \rho_h \leq 1 \quad 0 > \delta_v > \pi \quad -\pi > \delta_h > 0$$

Cas particuliers

Incidence rasante : on obtint les mêmes résultats que les précédentes sauf que n est remplacé par $\sqrt{\epsilon_r}$ alors :

$$R_v = -1 + 2\sqrt{\epsilon_r} / (\sqrt{\epsilon_r} + 1)$$

$$R_h = -1 + 2 / (\sqrt{\epsilon_r} + 1)$$

Incidence normale :

$$R_v = R_h = (\sqrt{\epsilon_r} - 1) / (\sqrt{\epsilon_r} + 1)$$

Si la terre est parfaitement conductrice $|\epsilon_r| \rightarrow \infty$:

$$R_v = 1 \quad (\rho_v = 1, \delta_v = 0).$$

$$R_h = -1 \quad (\rho_h = 1, \delta_h = -\pi).$$

I.6. Vecteur potentiel de Hertz :

On prend l'ensemble formé d'une antenne d'émission qui possède les constantes (σ_r, ϵ_r) et un milieu de propagation de constantes (σ, ϵ) beaucoup moins importantes que celles de l'antenne.

Dans un milieu homogène, les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\text{rot } \mathbf{H} = -i\omega \epsilon \mathbf{E} \quad (\text{I.63})$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = i\omega \mu \mathbf{H} \quad (\text{I.64})$$

$$\text{div } \mathbf{E} = 0 \quad (\text{I.65})$$

$$\text{div } \mathbf{H} = 0 \quad (\text{I.66})$$

Avec : $\hat{\epsilon} = \epsilon_0 (\epsilon_r + is)$ et $s = 60 \sigma \lambda_0$ aussi $\mu_r = 1$

À l'intérieur de l'antenne l'équation (I.63) s'écrit :

$$\mathbf{rot H} = -i\omega \hat{\epsilon}_a \mathbf{E} \quad (\text{I.67})$$

Avec : $\hat{\epsilon}_a = \epsilon_0 (\epsilon_{ra} + is_a)$ et $s_a = 60 \sigma_a \lambda_0$

Tel que $\hat{\epsilon}_a$ est la constante diélectrique complexe de l'antenne.

L'équation (I.63) peut aussi s'écrire :

$$\mathbf{rot H} = -i\omega \hat{\epsilon} \mathbf{E} + \mathbf{J}_0 \quad (\text{I.68})$$

Avec : \mathbf{J}_0 est la densité de courant exprimée par :

$$\mathbf{J}_0 = -i\omega (\hat{\epsilon}_a - \hat{\epsilon}) \mathbf{E} = -i\omega \hat{\epsilon}_a \mathbf{E} \quad (\text{I.69})$$

car $|\hat{\epsilon}_a| \gg |\hat{\epsilon}|$

Donc \mathbf{J}_0 peut être considérée comme la densité du courant qui circule dans l'antenne. Pour le déterminer, on suppose que la distribution du courant est connue.

On a vu précédemment que \mathbf{J} et ρ sont reliés par l'équation de conservation de charge électrique, donc on peut écrire :

$$\text{div } \mathbf{J}_0 = i\omega \rho_0 \quad (\text{I.70})$$

En appliquant l'opérateur (div) à l'équation (I.68) et sachant que :

$$\text{div}(\mathbf{rot A}) = 0$$

On aura:

$$-i\omega \hat{\epsilon} \text{div}(\mathbf{E}) + \text{div}(\mathbf{J}_0) = 0 \quad (\text{I.71})$$

En remplaçant $\text{div}(\mathbf{J}_0)$ par son équivalent on aura :

$$\text{div}(\hat{\epsilon} \mathbf{E}) = \rho_0 \quad (\text{I.72})$$

Donc à l'intérieur de l'antenne, les équations de Maxwell peuvent s'écrire :

$$\mathbf{rot H} = -i\omega \hat{\epsilon} \mathbf{E} + \mathbf{J}_0 \quad (\text{I.73})$$

$$\mathbf{rot E} = i\omega \mu_0 \mathbf{H} \quad (\text{I.74})$$

$$\text{div}(\hat{\epsilon} \mathbf{E}) = \rho_0 \quad (\text{I.75})$$

$$\text{div } \mathbf{H} = 0 \quad (\text{I.76})$$

On remarque que les ensembles d'équations de (I.63) à (I.66) et de (I.73) à (I.76) du milieu de propagation et de l'antenne respectivement sont fonction de la seule constante diélectrique complexe du milieu.

Pour résoudre le système d'équation de l'antenne, on introduit les fonctions auxiliaires, appelées "potentiels". Dans notre cas, on introduit le seul vecteur potentiel complexe $\mathbf{\Pi}$, appelé *vecteur potentiel électrique de Hertz* défini par les relations suivantes :

$$\mathbf{H} = i\omega \text{rot} \mathbf{\Pi} \quad (\text{I.77})$$

$$\mathbf{E} = \text{grad}(\text{div} \mathbf{\Pi}) + \omega^2 \epsilon \mu_0 \mathbf{\Pi} \quad (\text{I.78})$$

En remplaçant les équations (I.77) et (I.78) dans les équations de l'antenne, nous aboutirons à une condition unique sur $\mathbf{\Pi}$ qui est son équation de propagation :

$$\Delta \mathbf{\Pi} + k^2 \mathbf{\Pi} = -(i/\epsilon\omega) \mathbf{J}_0 \quad (\text{I.79})$$

Avec $k = \omega \sqrt{\epsilon \mu_0}$ est la constante de propagation.

On résout l'équation (I.79) de telle façon qu'en dehors de l'antenne ($\mathbf{J}_0 = 0$), $\mathbf{\Pi}$ satisfera à l'équation :

$$\Delta \mathbf{\Pi} + k^2 \mathbf{\Pi} = 0 \quad (\text{I.80})$$

En appliquant l'opérateur ($i\omega \text{rot}$) à l'équation de propagation de $\mathbf{\Pi}$ (I.79) on aura :

$$\Delta(i\omega \text{rot} \mathbf{\Pi}) + k^2(i\omega \text{rot} \mathbf{\Pi}) = \text{rot}(\mathbf{J}_0) \quad (\text{I.81})$$

En tenant compte de l'équation (I.77), on pourra écrire :

$$\Delta \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} = \text{rot}(\mathbf{J}_0) \quad (\text{I.82})$$

On applique maintenant à la même équation l'opérateur $[\text{grad}(\text{div}) + \omega^2 \epsilon \mu_0]$ on aura :
 $\Delta [\text{grad}(\text{div} \mathbf{\Pi}) + \omega^2 \epsilon \mu_0 \mathbf{\Pi}] + k^2 [\text{grad}(\text{div} \mathbf{\Pi}) + \omega^2 \epsilon \mu_0 \mathbf{\Pi}] = -(i/\epsilon\omega) [\text{grad}(\text{div} \mathbf{J}_0) + \omega^2 \epsilon \mu_0 \mathbf{J}_0]$
 qui peut être écrit sous la forme :

$$\Delta \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = -(i/\epsilon\omega) [\text{grad}(\text{div} \mathbf{J}_0) + \omega^2 \epsilon \mu_0 \mathbf{J}_0] \quad (\text{I.83})$$

Il est facile à remarquer que les équations (I.82) et (I.83) représentent les équations de propagation des champs E et H à l'intérieur de l'antenne. Donc, pour les avoir en dehors de l'antenne (dans le milieu de propagation), il suffit prendre $\mathbf{J}=0$, alors elles deviennent :

$$\Delta \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0 \quad (\text{I.84})$$

$$\Delta \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} = 0 \quad (\text{I.85})$$

Pour résoudre les équations de Maxwell, il suffit de résoudre les trois équations différentielles qui correspondent au trois composantes du vecteur, en tenant compte des conditions aux limites. Ce qui conduit à la détermination des solutions de E et H à l'aide des équations (I.77) et (I.78). Si maintenant l'antenne est filiforme, alors elle se réduit à une seule composante.

I.7. Energie électromagnétique ou Vecteur de Poynting :

Dans les cours d'électromagnétisme, l'énergie transportée par une onde, ou plutôt par sa densité, est défini par :

$$w = (\epsilon E^2 + \mu H^2) / 2 \quad (I.86)$$

Avec : $E = |\mathbf{E}|$ et $H = |\mathbf{H}|$.

Soit A et B deux vecteurs quelconques. La relation de divergence donne :

$$\text{div} (\mathbf{A} \wedge \mathbf{B}) = \mathbf{B} \text{ rot} \mathbf{A} - \mathbf{A} \text{ rot} \mathbf{B} \quad (I.87)$$

Nous allons montrer que, si le milieu est sans pertes, alors cette énergie rayonnée peut être exprimé par un flux d'un vecteur unique, dit vecteur de Poynting, à travers la surface qui limite le volume unitaire. Le vecteur de Poynting est défini par :

$$\mathbf{P} = \mathbf{E} \wedge \mathbf{H} \quad (I.88)$$

Calculons le flux du vecteur \mathbf{P} à travers une surface fermée Σ limitant le volume V. la formule de Green ou le théorème de divergence nous donne :

$$\oint \mathbf{P} \cdot d\Sigma = \iiint_V \text{div} \mathbf{P} \, dV \quad (I.89)$$

Mais :

$$\text{div} \mathbf{P} = \text{div} (\mathbf{E} \wedge \mathbf{H}) = \mathbf{H} \text{ rot} \mathbf{E} - \mathbf{E} \text{ rot} \mathbf{H} \quad (I.90)$$

Et on sait aussi d'après les équations de Maxwell que :

$$\mathbf{rot} \mathbf{H} = \mathbf{J} + \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (\text{I.91})$$

$$\mathbf{rot} \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (\text{I.92})$$

En les remplaçant dans l'expression du div \mathbf{P} :

$$\text{div} \mathbf{P} = -\varepsilon \mathbf{E} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} - \mu \mathbf{H} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} - \mathbf{E} \mathbf{J} = -\frac{\partial}{\partial t} [(\varepsilon \mathbf{E}^2 + \mu \mathbf{H}^2)/2] - \mathbf{E} \mathbf{J} \quad (\text{I.93})$$

Et :

$$\oint \mathbf{P} \, d\Sigma = -\frac{\partial}{\partial t} \iiint_V [(\varepsilon \mathbf{E}^2 + \mu \mathbf{H}^2)/2] \, dV - \iiint_V \mathbf{E} \mathbf{J} \, dV \quad (\text{I.94})$$

Et enfin :

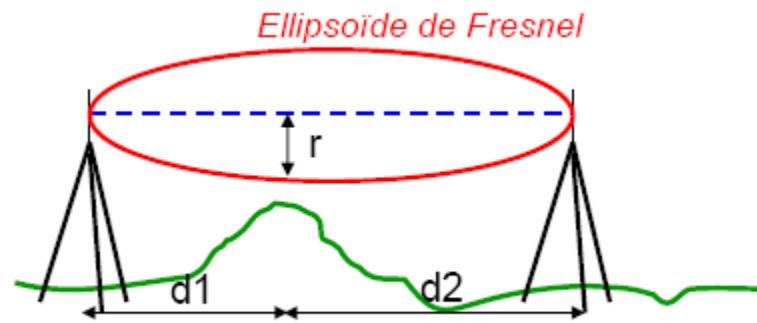
$$-\frac{\partial}{\partial t} \iiint_V [(\varepsilon \mathbf{E}^2 + \mu \mathbf{H}^2)/2] \, dV = \oint \mathbf{P} \, d\Sigma + \iiint_V \mathbf{E} \mathbf{J} \, dV \quad (\text{I.95})$$

Dans le cas où la propagation se fait dans un milieu sans pertes (exemple : diélectrique pur), le second terme du second membre (le membre avec le \mathbf{J}), qui est une perte de puissance par effet joule, est nul. On peut donc dire que la diminution de l'énergie électromagnétique par unité de volume et de temps (c.-à-d. la puissance rayonnée à travers la surface Σ limitant le volume V) est égale au flux du vecteur de Poynting à travers la surface Σ .

I.8. Zone de Fresnel :

Pour qu'une transmission entre deux points puisse être considérée comme une transmission en espace libre, une zone, dite *première zone de Fresnel*, doit être complètement dégagée c.-à-d. que le premier ellipsoïde de Fresnel ne doit pas contenir des obstacles. On peut dire que la zone de Fresnel est le volume d'espace enfermé par un ellipsoïde dont les deux antennes forment les foyers.

En radiocommunication on admet que l'énergie est transmise dans le volume de l'ellipsoïde comme le représente la *figure 5*.



$$r = \sqrt{\frac{\lambda d_1 d_2}{d_1 + d_2}}$$

$$r = \sqrt{\frac{\lambda d}{4}} = 17.32 \sqrt{\frac{d}{4f}}$$

$$d = 2\sqrt{2Rh}$$

I.9. Les différentes gammes de fréquence:

Les ondes électromagnétiques sont classées en fonction de leur fréquence en plusieurs bandes, cette classification est illustrée dans le tableau suivant :

fréquences	Longueur d'onde	Classe métrique	Bande radio
3 à 30 KHz	100 à 10 Km	Myriamétriques	Très basse fréquences : VLF
30 à 300 KHz	10 à 1 Km	Kilométriques	Basses fréquences : LF
0.3 à 3 MHz	1Km à 100 m	Hectométriques	Moyennes fréquences : MF
3 à 30 MHz	100 à 10 m	Décamétriques	Hautes fréquences : HF
30 à 300 MHz	10 à 1 m	Métriques	Très hautes fréquences : VHF
0.3 à 3 GHz	1 m à 10 cm	Décimétriques	Ultra hautes fréquences : UHF
3 à 30 GHz	10 à 1 cm	Centimétriques	Super hautes fréquences : SHF
30 à 300 GHz	1cm à 0.1 cm	millimétriques	Extra hautes fréquences : EHF

I.10. Conclusion :

On a vu dans ce chapitre de généralités que les équations de Maxwell avec les conditions aux limites sont à l'origine de la résolution des problèmes d'électromagnétisme ainsi que la propagation des ondes électromagnétiques dans différents milieux. On les avait introduites ainsi que quelques notions supplémentaires comme : la constante diélectrique complexe du milieu de propagation, l'énergie associée aux champs électrique et magnétique, vecteur de Poynting et la notion du vecteur potentiel de Hertz, afin qu'ils seront un outil pour les prochains chapitres.

Chapitre II:

*Le calcul de l'onde de sol au-dessus d'une
terre plane, homogène, de conductivité*

finie

Le calcul de l'onde de sol au-dessus d'une terre plane, homogène, de conductivité finie

II.1. Introduction :

Dans ce chapitre, nous allons, d'une part, donner quelques résultats relatifs à l'étude de l'onde de sol au-dessus d'une terre plane de conductivité finie qui sont obtenus par deux méthodes. La première est la méthode numérique élaborée à l'aide d'un programme sur MATLAB, la deuxième est la méthode graphique de Norton où les résultats sont lus sur les abaques. Et d'autre part, nous allons voir l'influence des différents paramètres sur la propagation de l'onde de sol (hauteur des antennes, fréquence de l'onde émise et les caractéristiques des milieux de propagation).

II.2. L'étude du sol :

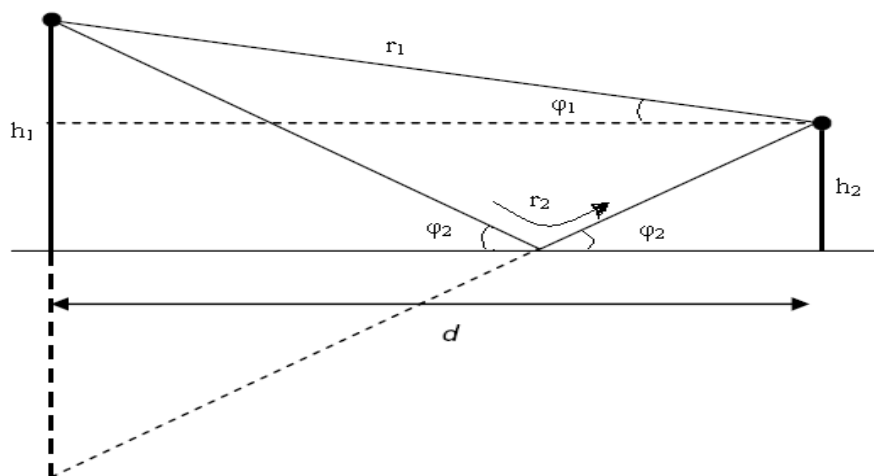
Les constantes ϵ_r et σ (mho/m), dans l'étude du sol, sont différentes de zéro. Elles varient suivant la constitution du sol considéré dans de larges proportions (sol sec ou humide, mer...etc.).

Les tableaux A et B suivant donnent quelques valeurs moyennes et extrêmes des caractéristiques électriques des sols (les valeurs indiquées, comme on le remarque, varient dans des limites très larges).

Tableau A : fréquences inférieures à 80 MHz. [1]

Type de sol	ϵ_r limites	ϵ_r moyenne	σ limites	σ moyenne	f_0 moyenne
Villes-zones industrielles	2 à 5	4	10^{-4} à 10^{-3}	$5 \cdot 10^{-4}$	2 MHz
Terrains sablonneux et secs	5 à 10	8		$2 \cdot 10^{-3}$	4 MHz
Pâturages, terrains boisés, sols argileux	10 à 15	13	$2 \cdot 10^{-3}$ à $2 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-3}$	5,5 MHz
Terrains humides (marécages, terrains riches)	15 à 20	16	10^{-2} à $2 \cdot 10^{-2}$	10^{-2}	11 MHz
Eau douce		80	10^{-3} à $2 \cdot 10^{-3}$	10^{-3}	200 KHz
Eau de mer		80		4,6	< 80 MHz

Fréquences	Type de sol	ϵ_r	σ
80 à 150 MHz	Terrains secs	5 à 8	$8 \cdot 10^{-3}$
	Terrains humides	15 à 20	$5 \cdot 10^{-2}$
200 MHz	Terrains secs	3 à 4	10^{-2}
	Terrains humides	15 à 20	$8 \cdot 10^{-2}$
3000 MHz	Terrains secs	2 à 3	$5 \cdot 10^{-2}$
	Terrains humides	6 à 12	0,7
	Eau douce	80	2
	Eau de mer	80	6



$$d_L = \frac{80}{\sqrt[3]{f}} \quad (\text{II.1})$$

Avec : d_L est la distance limite en Km.

f est la fréquence de l'onde en MHz.

L'onde de sol, pour une antenne qui se compose d'un dipôle de Hertz vertical rayonnant au-dessus d'une terre plane et homogène, est donnée par les formules de Norton suivantes : [1]

$$E_z = E_0 \left[\frac{\exp(jk_0 r_1)}{r_1} \cos^2 \varphi_1 + R_v \frac{\exp(jk_0 r_2)}{r_2} \cos^2 \varphi_2 + (1 - R_v) w \frac{\exp(jk_0 r_2)}{r_2} \right] \quad (\text{II.2})$$

$$E_r = -E_0 \left[\frac{\exp(jk_0 r_1)}{r_1} \sin \varphi_1 \cos \varphi_1 + R_v \frac{\exp(jk_0 r_2)}{r_2} \sin \varphi_2 \cos \varphi_2 - (1 - R_v) \frac{\sqrt{\hat{\epsilon}_r - \cos^2 \varphi_2}}{r} \left(1 + \frac{\sin^2 \varphi_2}{2} \right) w \right] \frac{\exp(jk_0 r_2)}{r} \cos \varphi \quad (\text{II.3})$$

$$E_\varphi = 0 \quad (\text{II.4})$$

Avec :

$$w = 1 - 2\sqrt{v} \cdot e^{-v} \int_{j\infty}^{\sqrt{v}} e^{t^2} dt = 1 - j\sqrt{\pi} \cdot v \cdot \text{erfc}(-j\sqrt{v}) \quad (\text{II.5})$$

$$v = \rho \cdot \left(1 + \frac{\hat{\epsilon}_r \sin^2 \varphi_2}{\sqrt{\hat{\epsilon}_r - \cos^2 \varphi_2}} \right)^2 = \frac{4\rho}{(1 - R_v)^2} \quad (\text{II.6})$$

w : la fonction d'affaiblissement de Sommerfeld dû à la conductivité finie du sol.

erfc est la fonction d'erreur complémentaire. Elle est donnée par :

$$\text{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^\infty e^{-t^2} dt \quad (\text{II.7})$$

ρ est dite "distance numérique" et donnée par :

$$\rho = \frac{jk_0 r_2}{2} \cdot \frac{r - \cos^2(\varphi_2)}{\hat{\epsilon}_r^2} \quad (\text{II.8})$$

Note : la composante verticale du champ électrique est la plus importante car c'est elle qui véhicule le plus d'énergie, donc on se contentera de calculer E_z .

a) Onde de surface :

L'onde de surface existe lorsqu'on se trouve à l'intérieur de la zone de réarrangement où l'approximation de l'optique géométrique n'est pas valide.

Son expression est donnée par :

$$E_{sur} = (1 - R_v) \cdot w \cdot E_0 \cdot \frac{\exp(jk_0 r_2)}{r_2} \quad (\text{II.9})$$

Cette onde est soumise aux conditions suivantes :

- Sphéricité de la terre négligeable ($d < d_L$).
- Régularité du sol.
- Homogénéité de la terre et de la troposphère.
- On ajoute la condition $|\epsilon_r| \geq 10$ et $k.r \gg 1$.

b) Onde d'espace :

Contrairement à la condition de l'onde de surface, dans ce cas on se trouve en dehors de la zone de réarrangement où l'approximation de l'optique géométrique est valide, donc l'onde de sol se résume à l'onde d'espace qui se compose, elle aussi, de deux ondes directe et réfléchie. Son expression est donnée par l'équation suivante :

$$E_{esp} = E_0 \left[\frac{\exp(jk_0 r_1)}{r_1} \cos^2(\varphi_1) + R_v \frac{\exp(jk_0 r_2)}{r_2} \cos^2(\varphi_2) \right] \quad (\text{II.10})$$

Avec : le premier terme est celui de l'onde directe et le second pour l'onde réfléchie.

L'onde d'espace est aussi soumise à quelques conditions qui sont:

- L'ensemble émetteur-récepteur se situe au-dessus de la surface de la terre, et suffisamment surélevé pour qu'en se retrouve en dehors de la zone de réarrangement.
- La distance émetteur-récepteur doit être assez petite pour que la courbure de la terre puisse être négligée. La distance limite est d_L signalée précédemment.
- Surface de la terre suffisamment régulière pour être assimilée à un plan.
- Le sol et la troposphère supposés homogènes.

II.4. Influences sur l'onde de sol :

Il est à noter pour ce qui suit que la terre est considérée comme étant plane, homogène et de conductivité finie. Les figures que nous allons voir ont été obtenues à l'aide d'un programme sur MATLAB. [2]

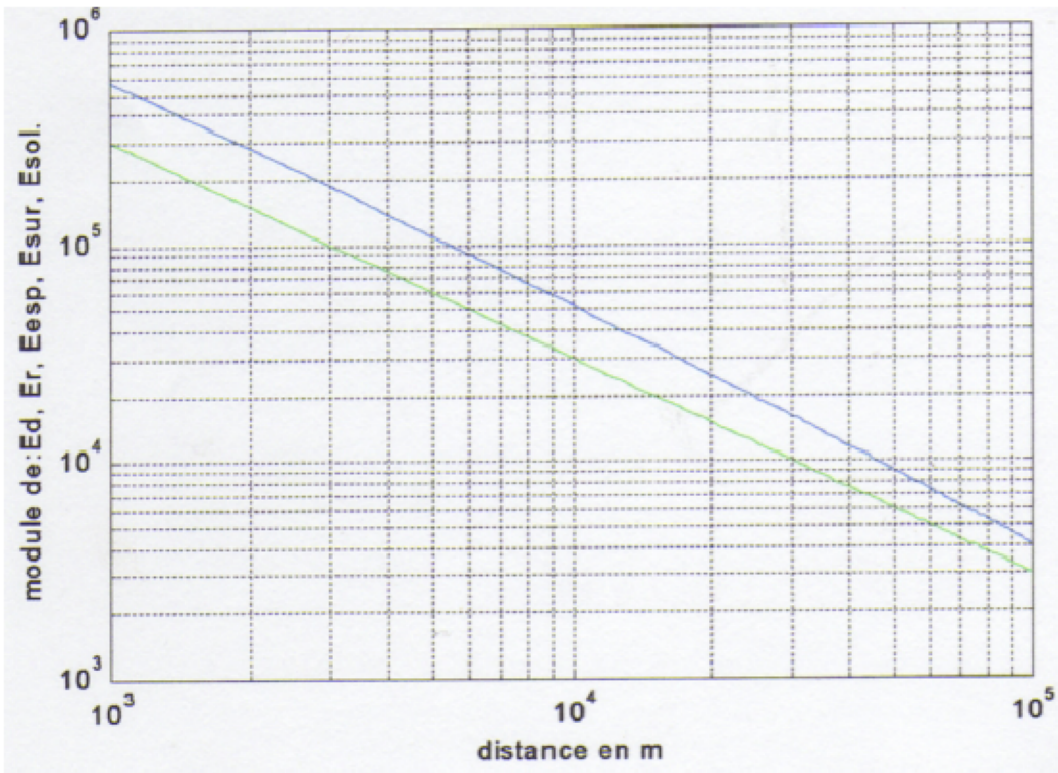
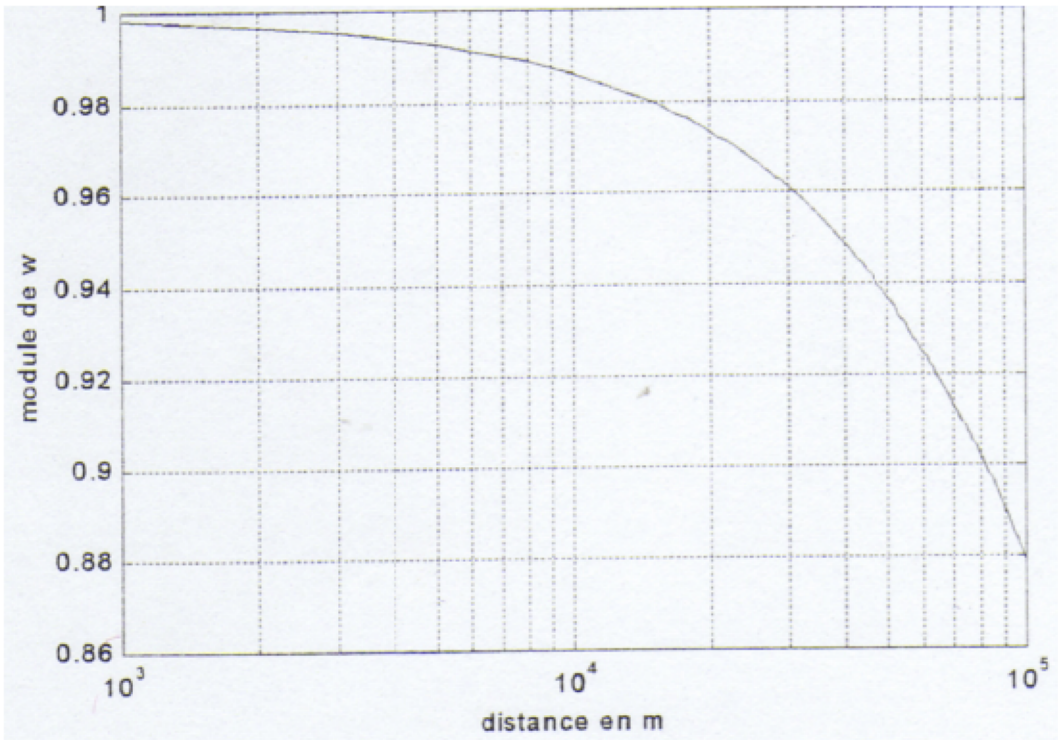
Les couleurs utilisées dans les figures de l'onde de sol (E_{sol}) sont :

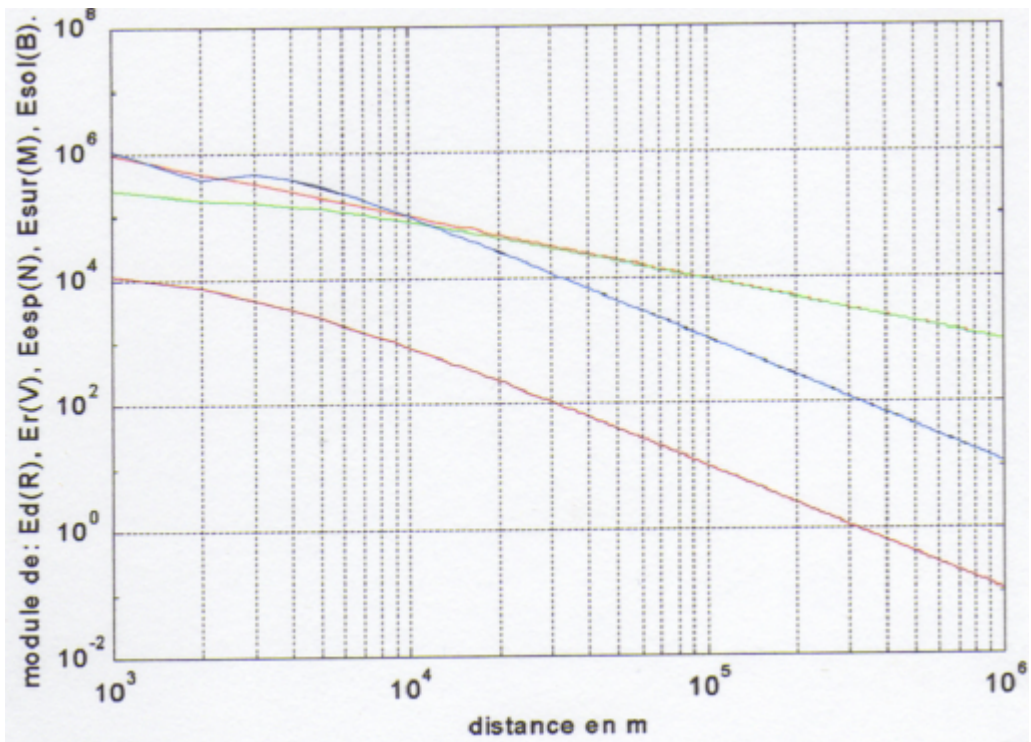
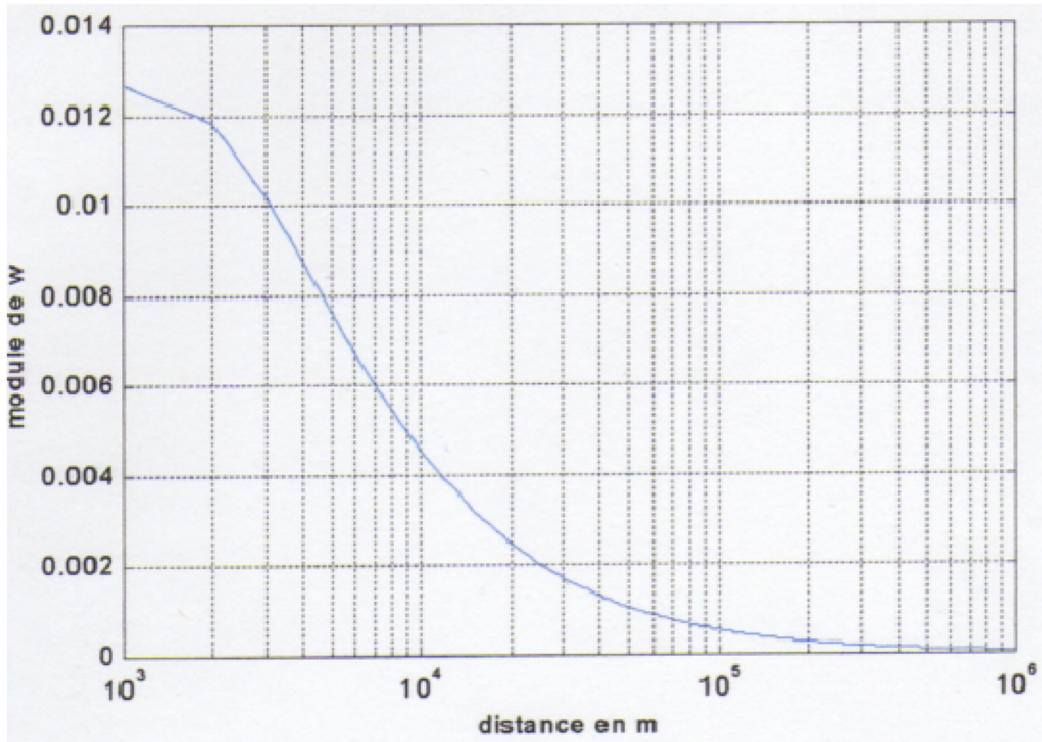
L'onde directe E_d (rouge), onde réfléchie E_r (vert), onde d'espace E_{esp} (noir), onde de surface E_{sur} (marron) et enfin l'onde de sol E_{sol} (bleu)

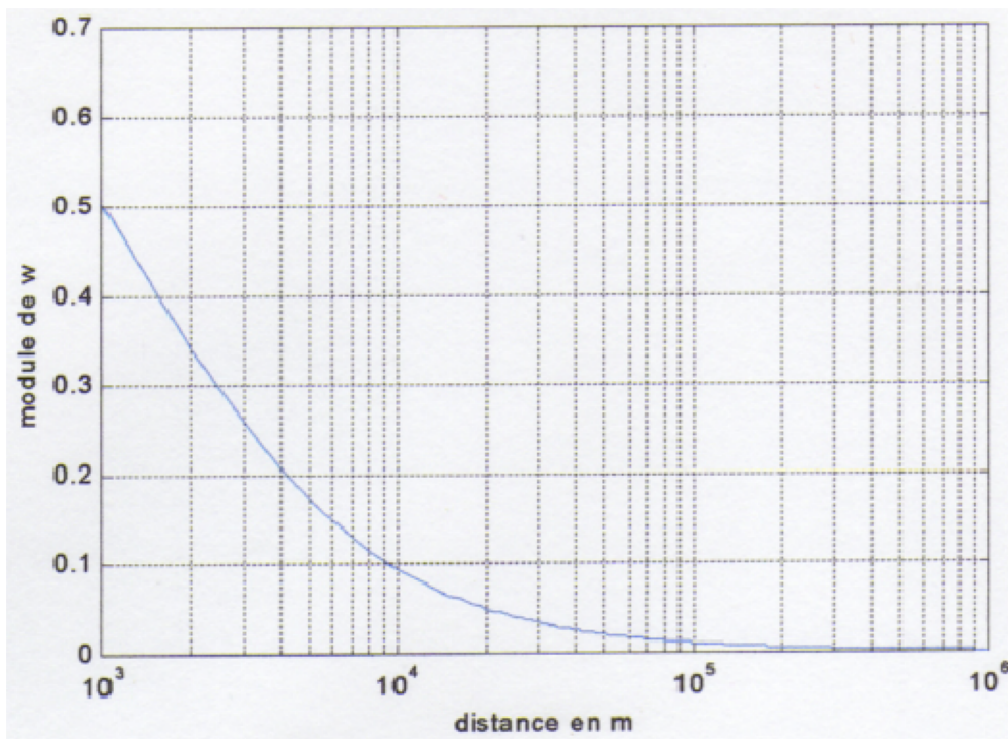
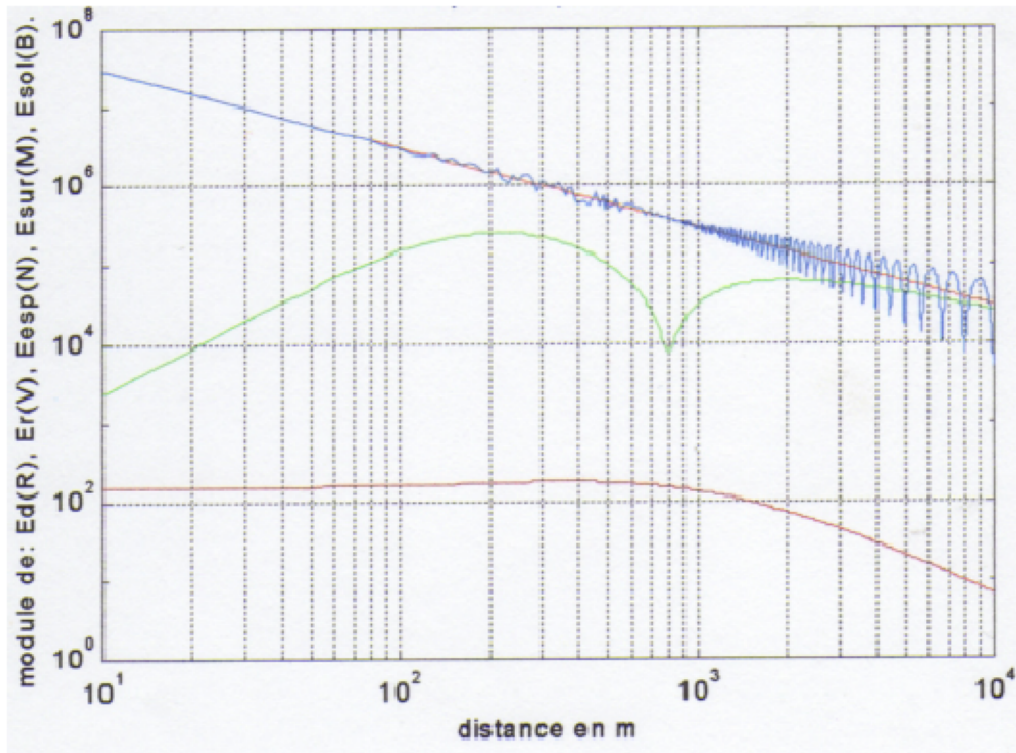
a) Influence de la hauteur des antennes:

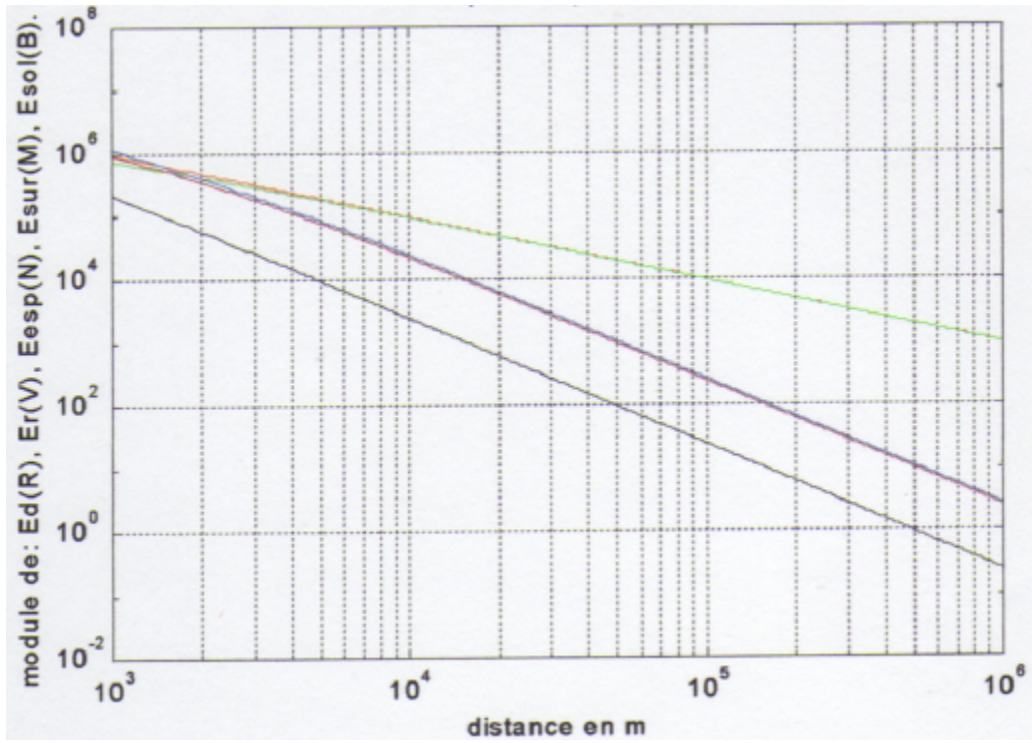
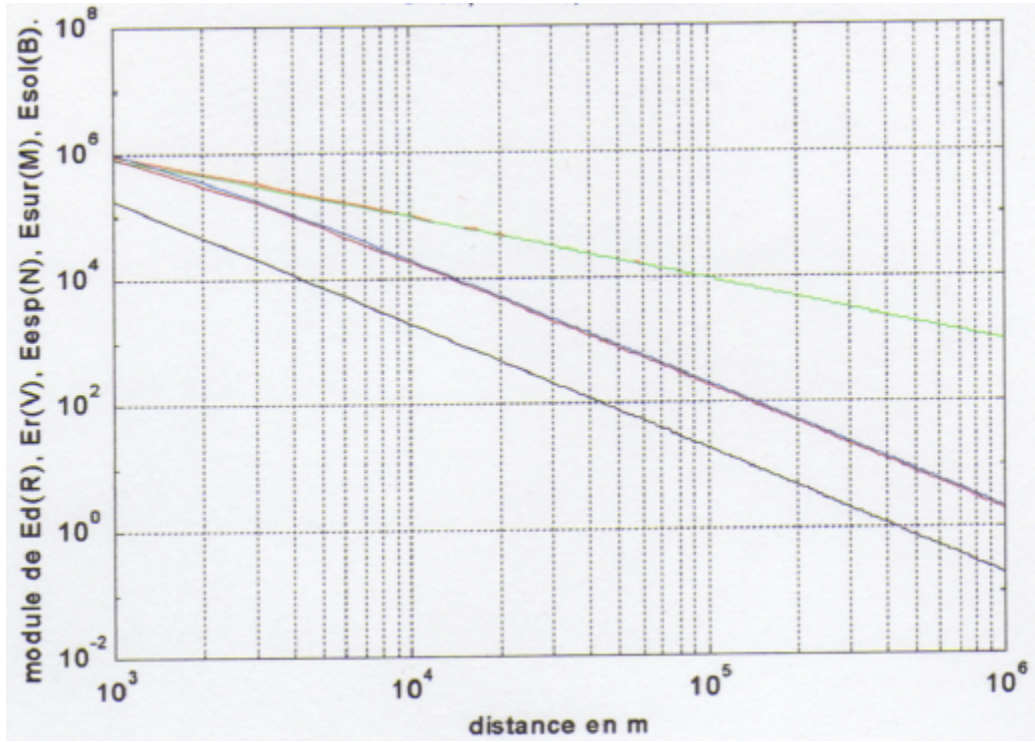
La hauteur des antennes a un rôle important pour la détermination de l'onde de sol et des ondes dont elle est composée (onde d'espace ou de surface).

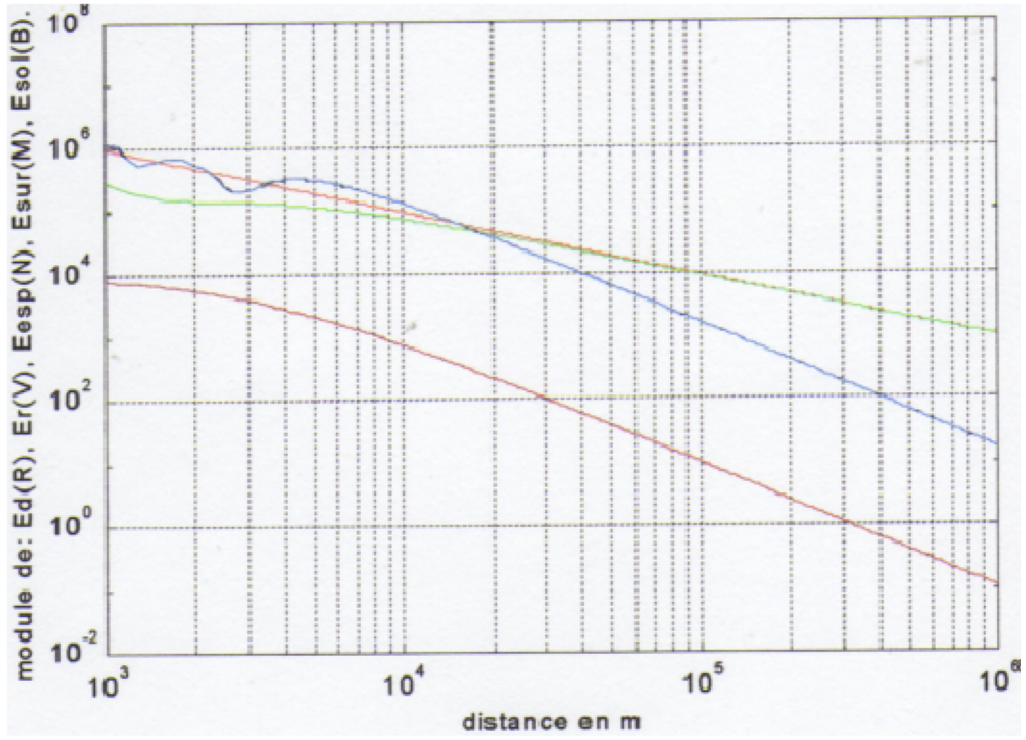
Les figures suivantes montrent l'influence de la hauteur pour un sol de constante diélectrique relative ($\epsilon_r=16$) et conductivité ($\sigma=0.05$ mho/m).

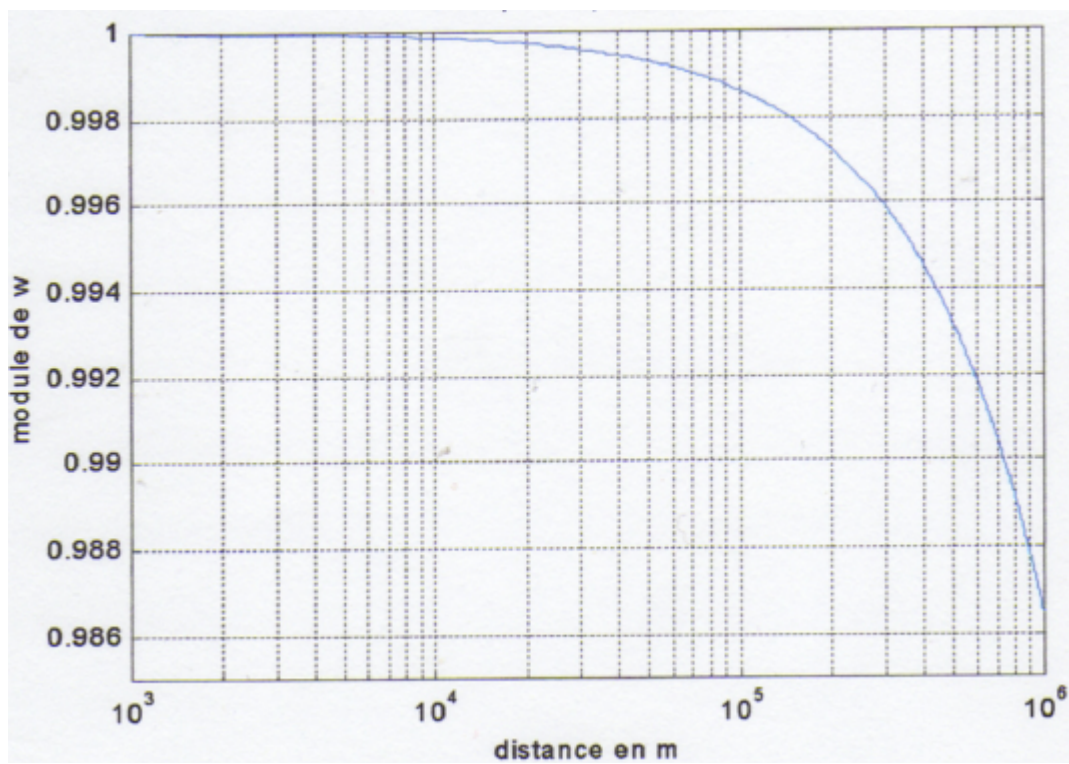


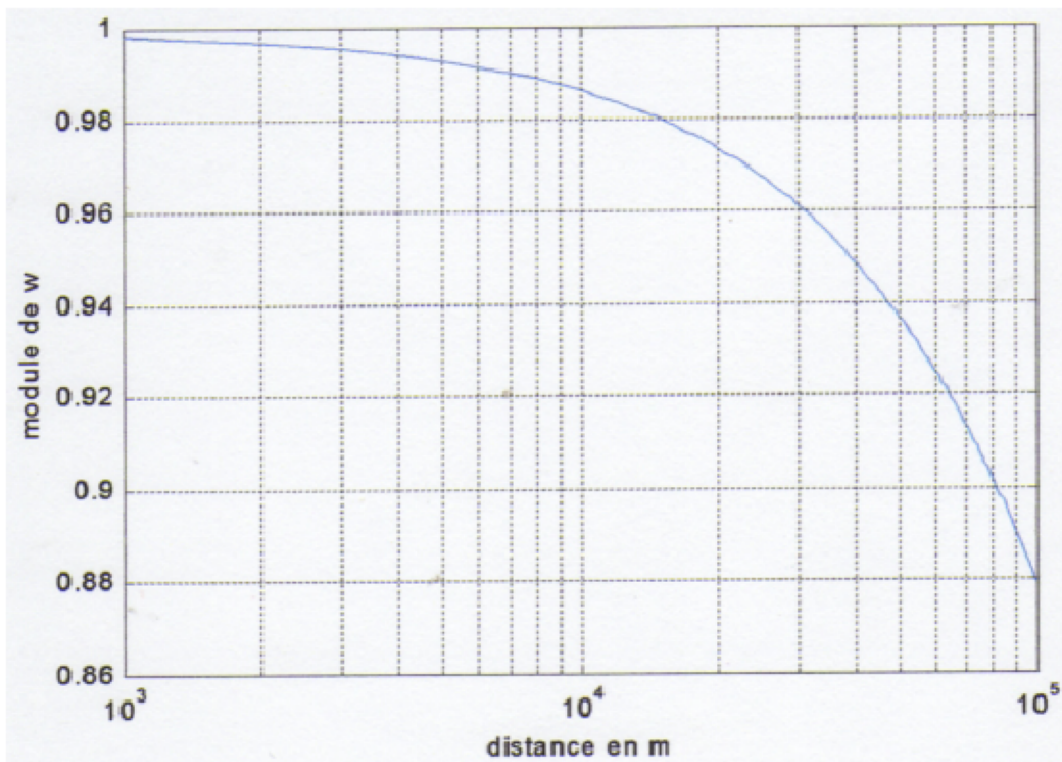
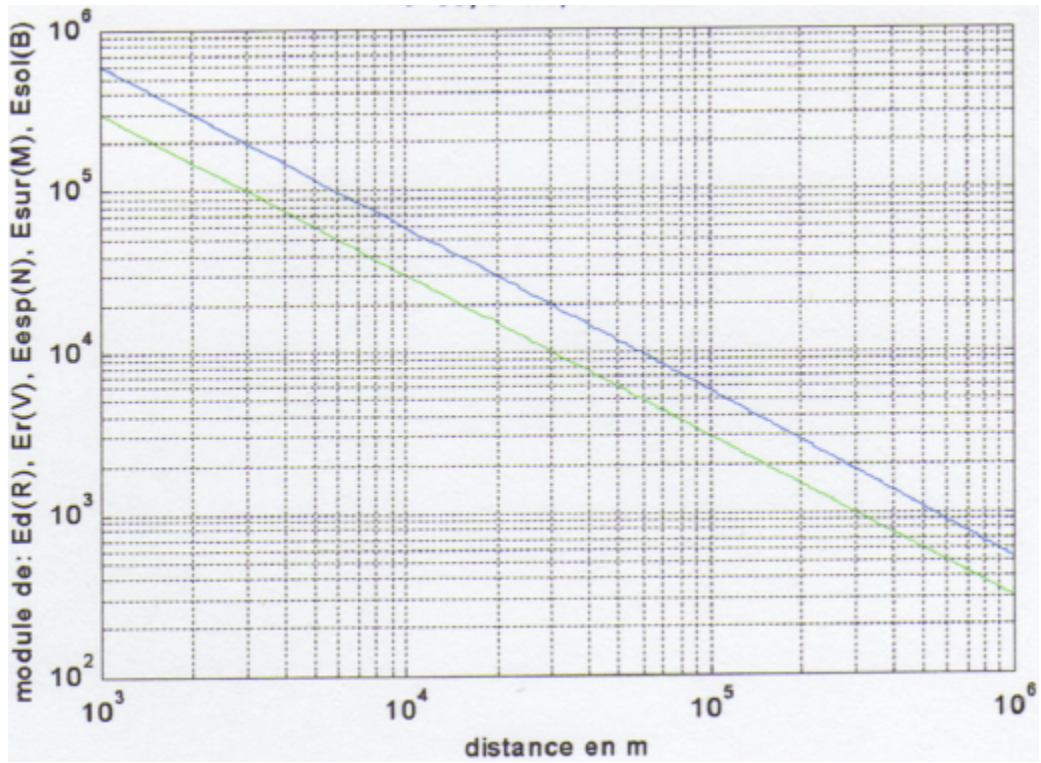


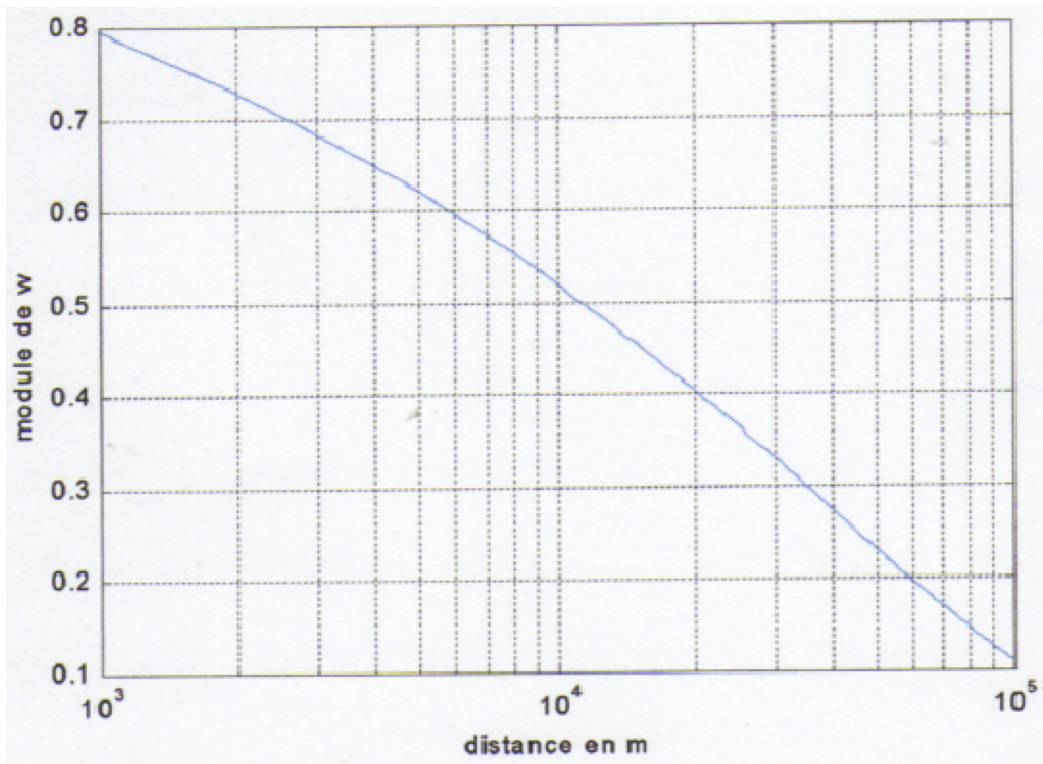
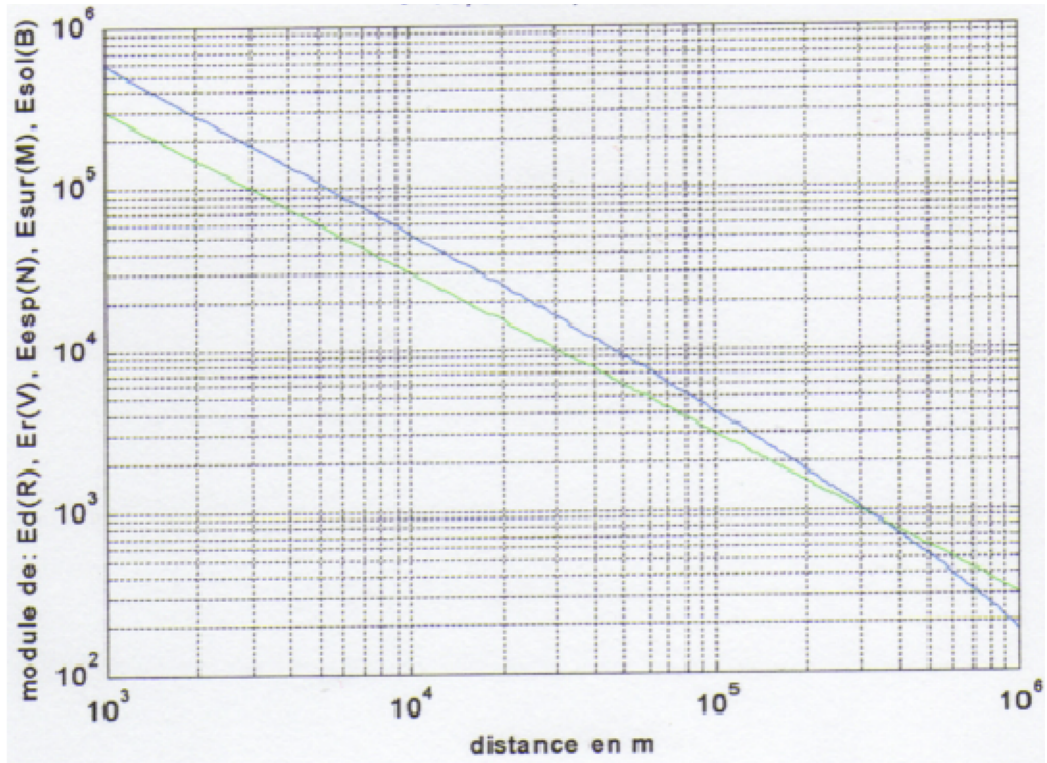


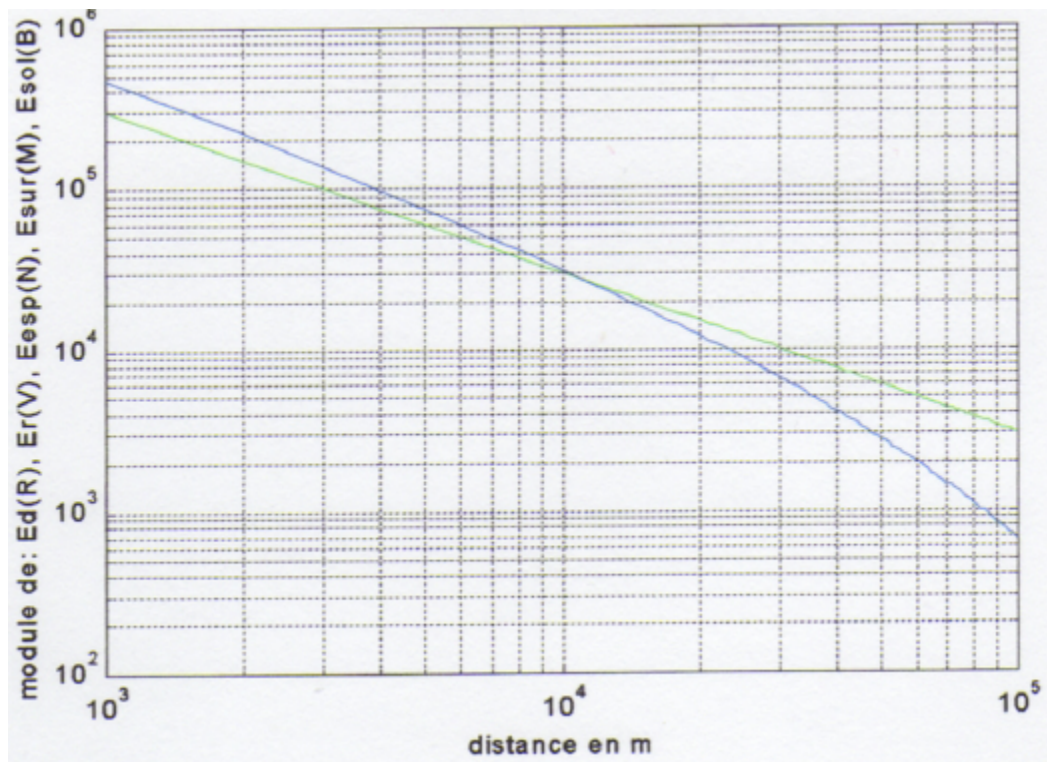


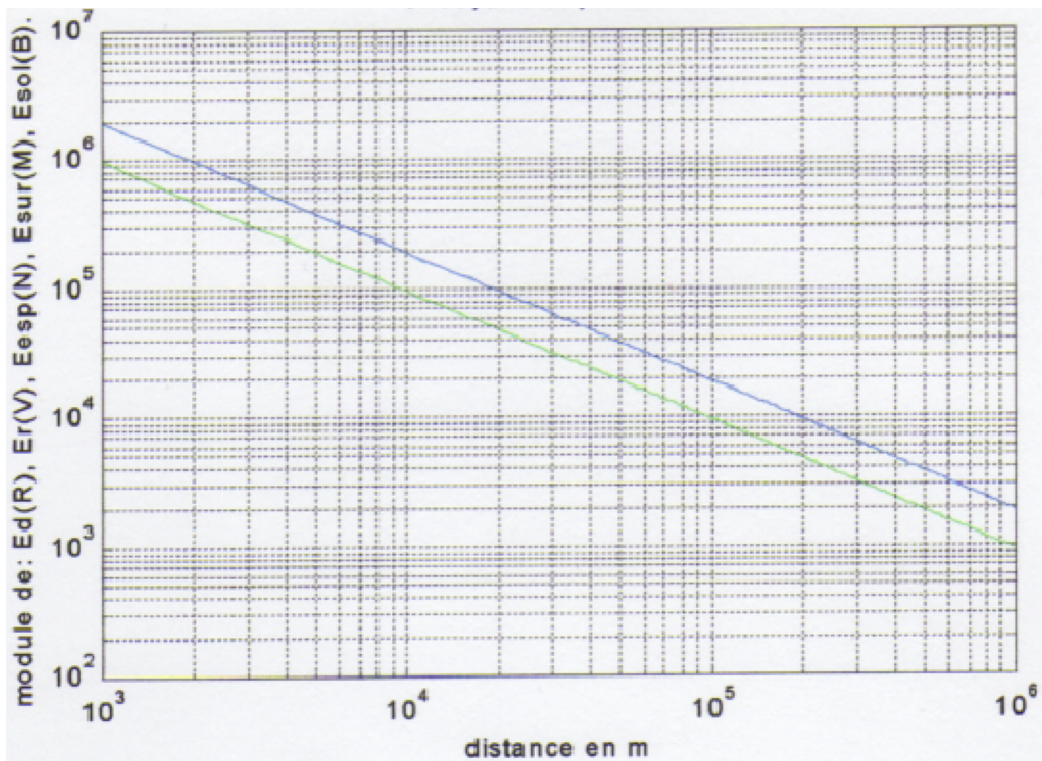
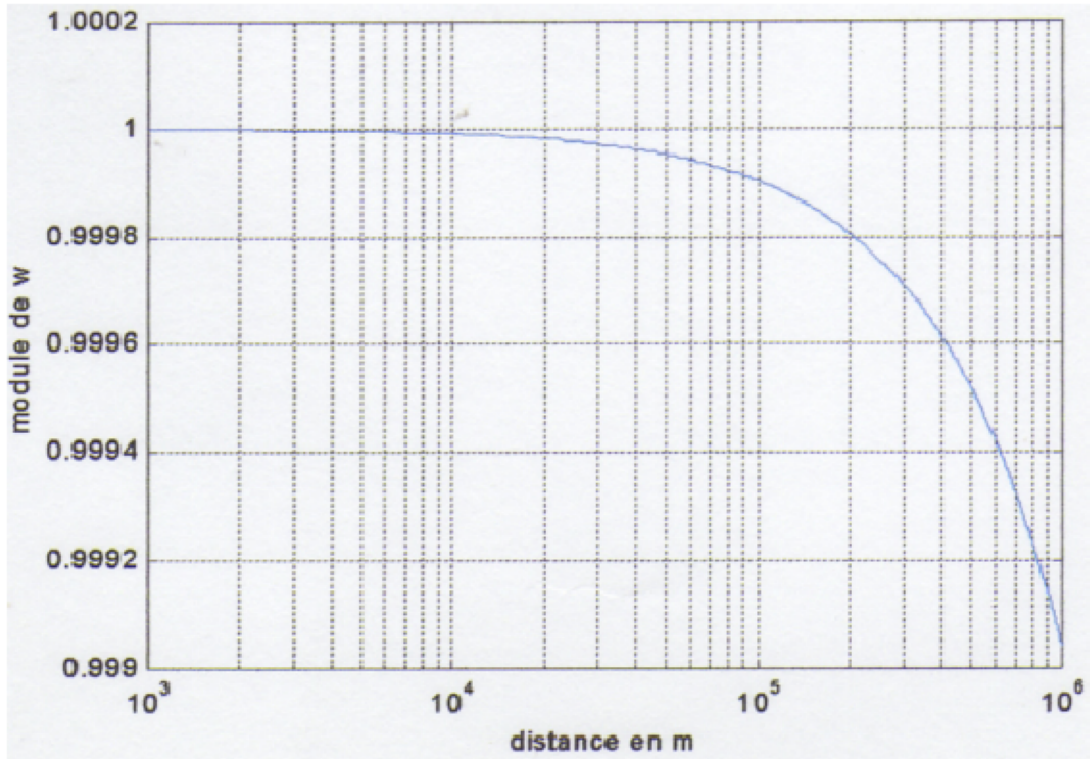


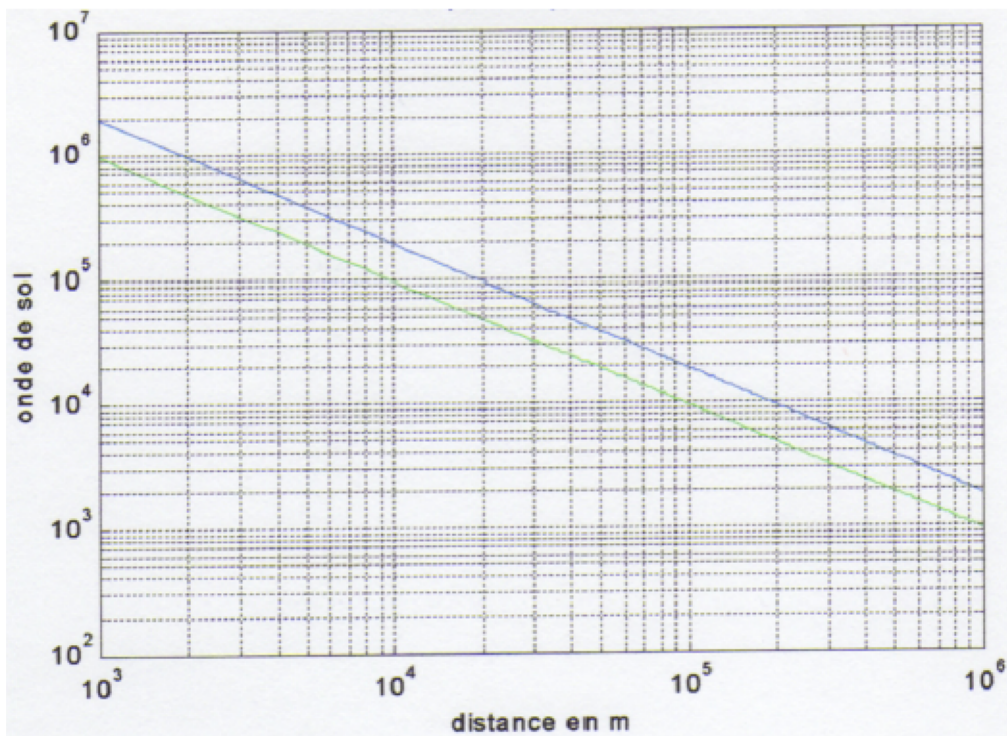
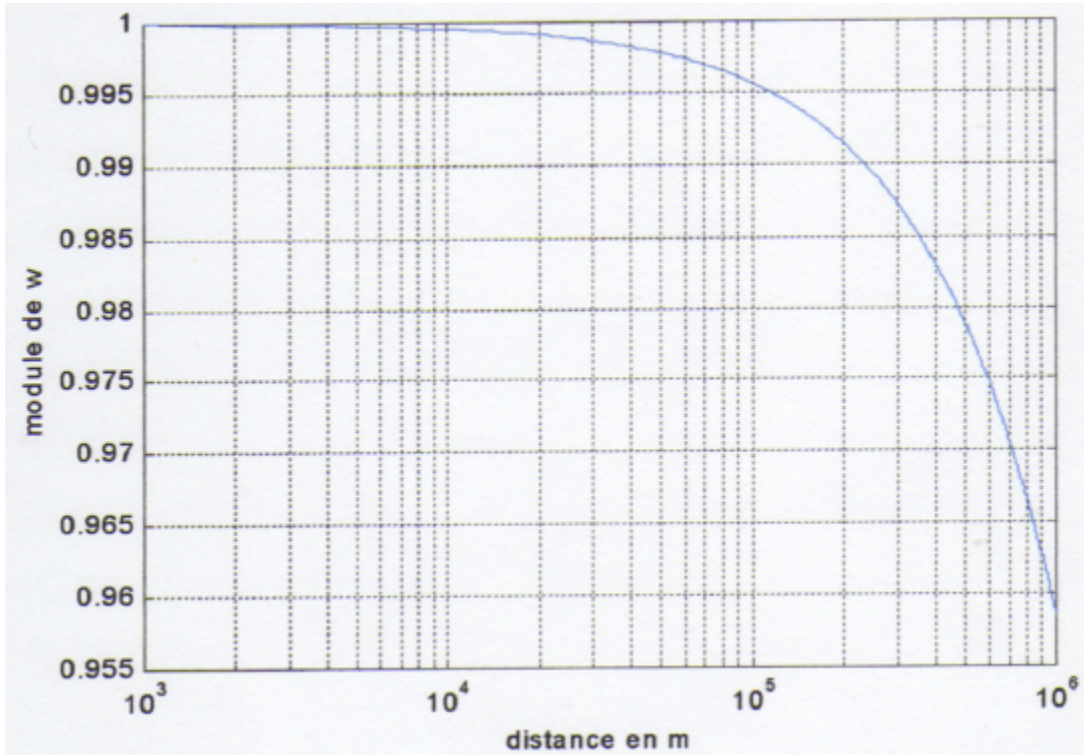


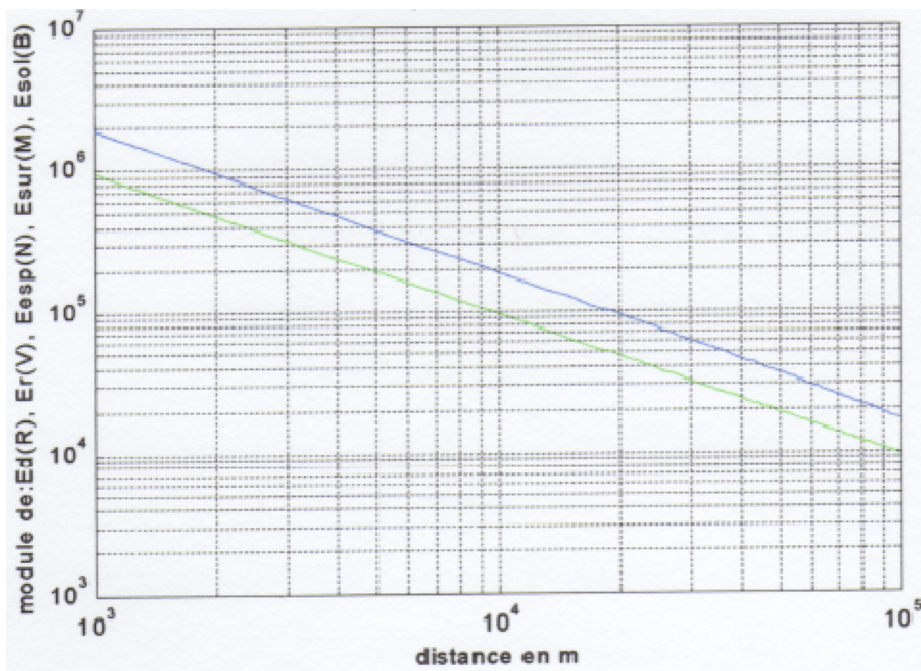
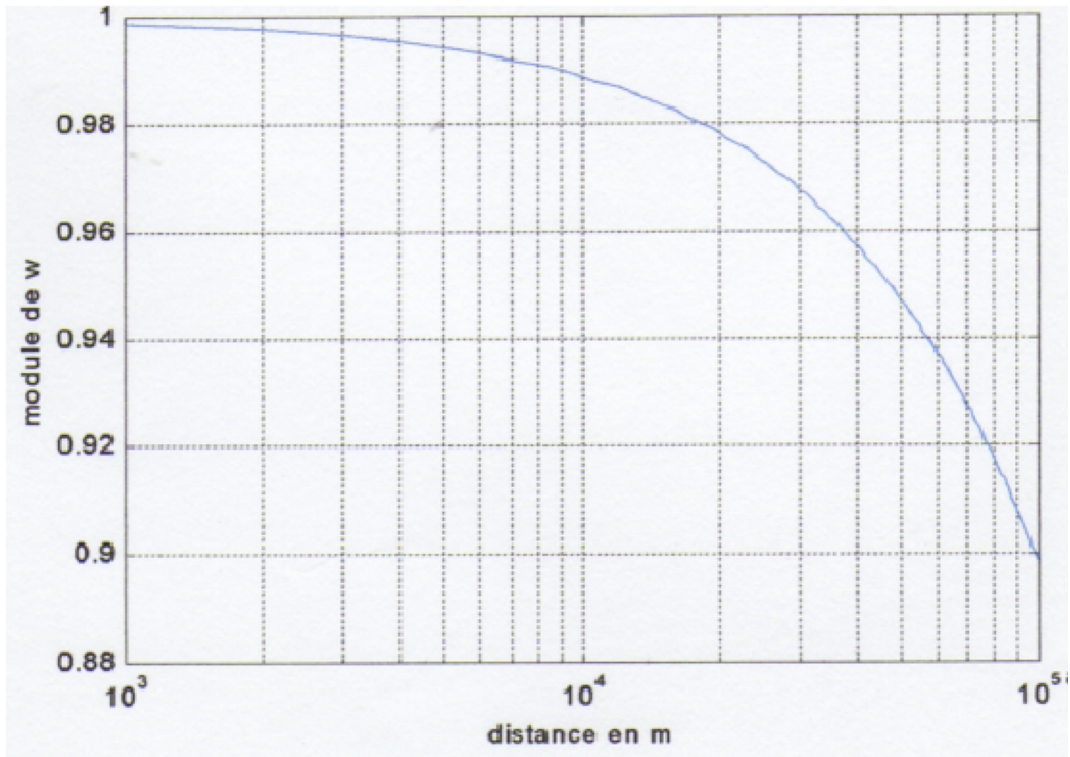


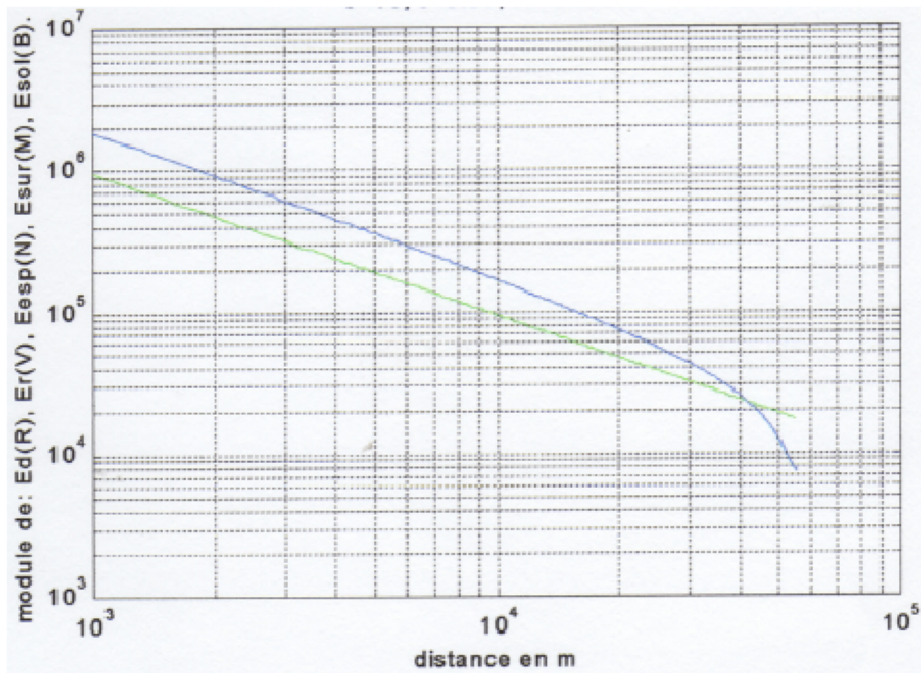
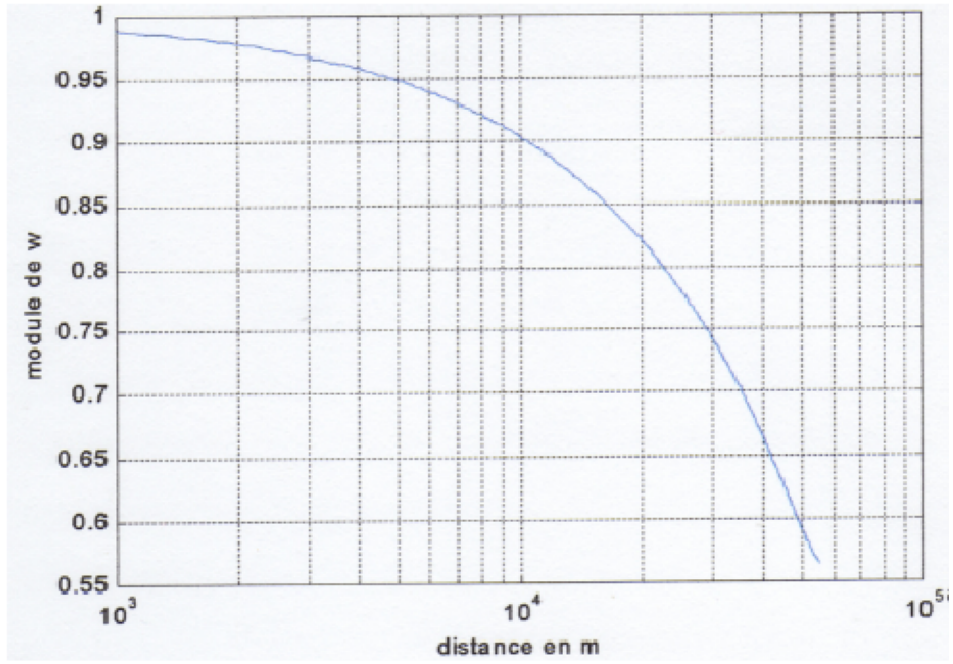


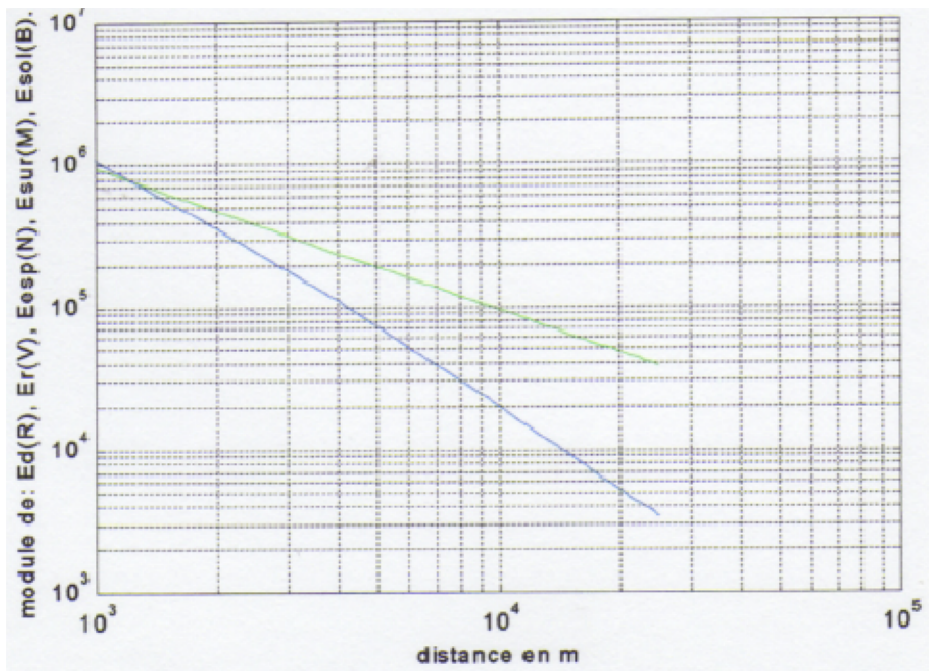
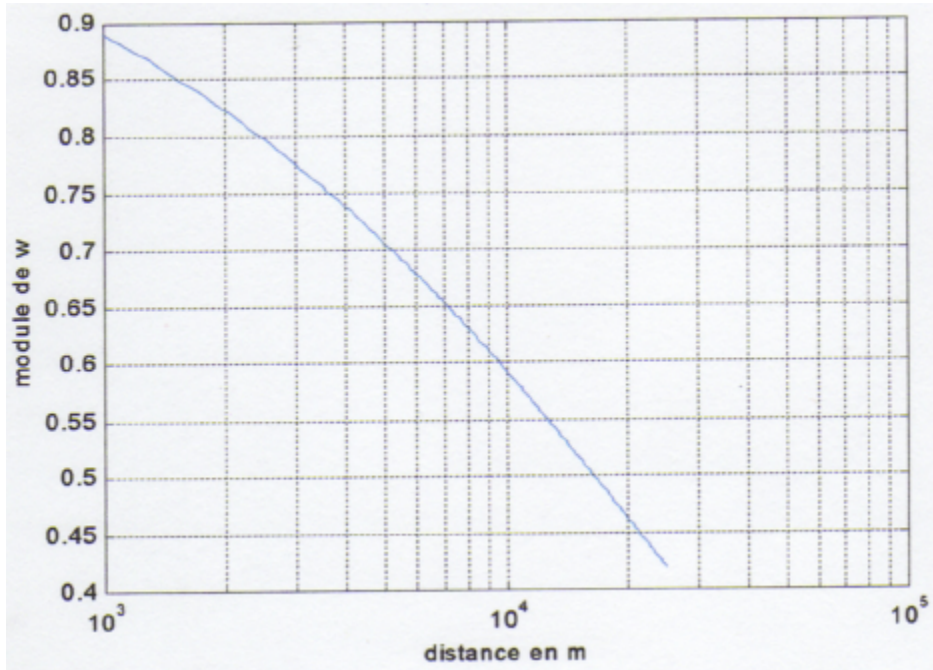


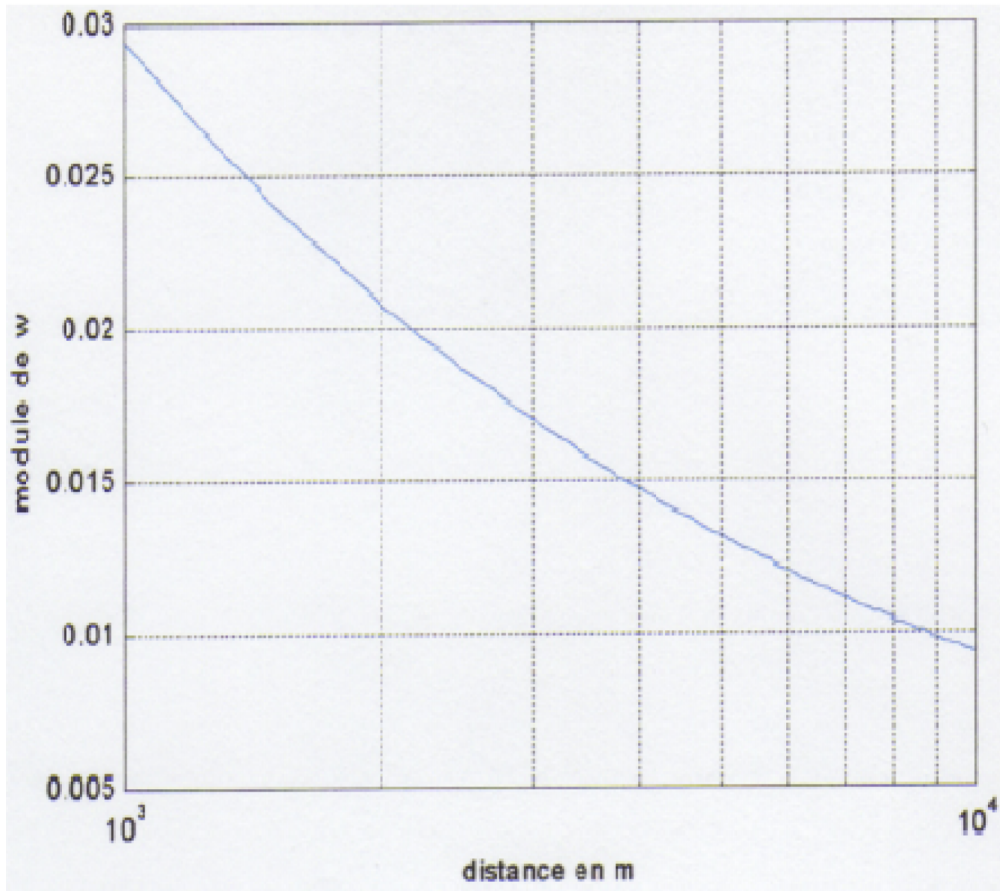


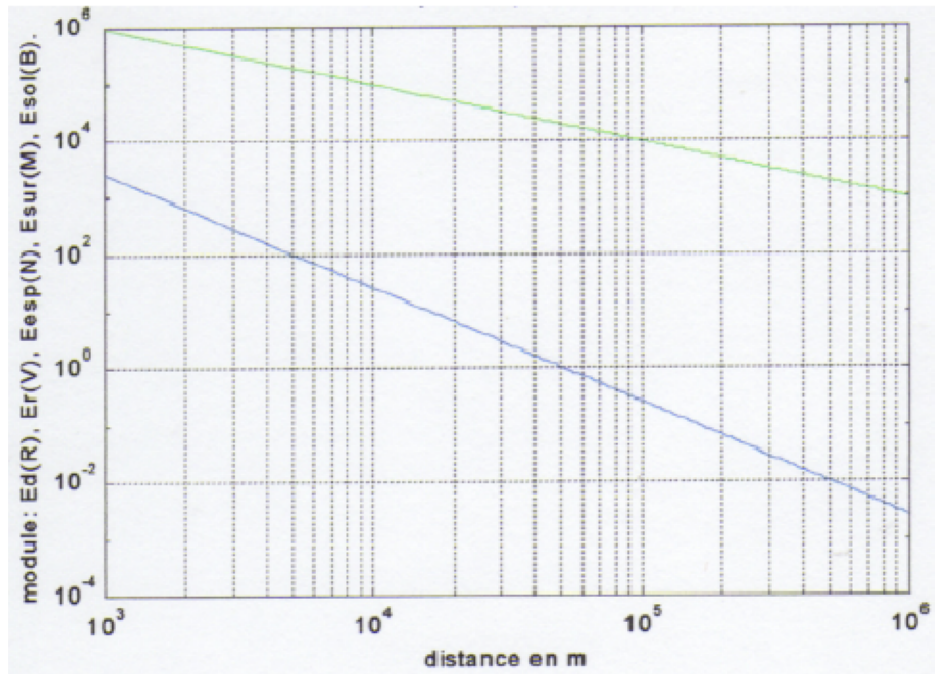













d (mètre)	1000	30000	80000	100000
b (argument de ρ_0)	0.5411	0.5411	0.5411	0.5411
q (module de ρ_0)	0.0029	0.0873	0.2327	0.2909
Module de w (numérique)	0.9983	0.9609	0.9017	0.8794
Argument de w (numérique)	5.4756°	29.8550°	48.3894°	53.9503°
Module de w (graphique)	1	0.9625	0.9308	0.9
Argument de w (graphique)	7°	33°	53°	58°


d (mètre)	1000	6000	20000	60000	100000
b (argument de ρ_0)	0.0722	0.4330	1.4435	4.3304	7.2174
q (module de ρ_0)	7.2174	7.2174	7.2174	7.2174	7.2174
Module de w (numérique)	0.9418	0.7780	0.4959	0.1799	0.0917
Argument de w (numérique)	26.9188°	64.0456°	109.2471°	156.3021°	168.1169°
Module de w (graphique)	0.8664	0.6495	0.4612	0.2251	0.1082
Argument de w (graphique)	25°	60°	110°	150°	176°

- pour des antennes au sol ($h_1=h_2=0$), l'onde d'espace est négligeable devant l'onde de surface, donc l'onde de sol est presque égale à l'onde de surface.
- pour des antennes à surélévation importante ($h_1=h_2 \geq 10\lambda_0$), l'onde de surface est négligeable devant l'onde d'espace, donc l'onde de sol est presque égale à l'onde d'espace. Et si le premier ellipsoïde de Fresnel est dégagé, alors l'onde de sol sera égale à l'onde directe.
- pour des antennes à surélévation légère ($h_1=h_2 = \lambda_0$), toutes les ondes, (d'espace, de surface, directe et réfléchi), vont contribuer à la formation de l'onde de sol.
- dans le cas où les antennes sont de hauteurs différentes ($h_1 \neq h_2$), les résultats seront pareils à ceux trouvés pour le cas de hauteurs identiques.

D'après les tableaux (II.5.A) et (II.5.B), nous pouvons constater que les résultats trouvés par la méthode numérique concordent avec ceux trouvés par la méthode graphique.



Chapitre III:
Influence de la troposphère



Influence de la troposphère

III.1. Introduction :

La troposphère est la couche la plus importante pour la propagation dans l'atmosphère, car la plupart des ondes électromagnétiques qu'on transmet transitent par ici. Son influence sur les ondes peut être représentée par quatre phénomènes suivant : la réfraction, la réflexion, la diffusion et enfin l'absorption. Mais dans notre cas on s'intéressera uniquement à la réfraction et l'absorption.

III.2. Définition :

La troposphère est la couche inférieure de l'atmosphère terrestre, comprise entre la surface de la terre et la tropopause. C'est dans la troposphère que se manifestent les phénomènes météorologiques. Cette couche s'élève à une altitude d'environ 6 km au-dessus des pôles et peut atteindre jusqu'à 16 km au-dessus des régions équatoriales. La tropopause représente la limite entre la troposphère et la stratosphère.

La troposphère contient 80% de la masse totale des gaz de l'atmosphère et 99% de la totalité de la vapeur d'eau. En général, sa température diminue à raison de 5° à 6 °C par kilomètre (sauf dans certaines couches locales d'inversion de température). Dans la troposphère, les échanges de chaleur sont produits par les turbulences et les courants, et les échanges d'eau par évaporation ou précipitation. L'intensité de ces courants augmente avec l'altitude et les nuages les plus élevés atteignent une altitude de 10 kilomètres.

Donc on dit que la troposphère :

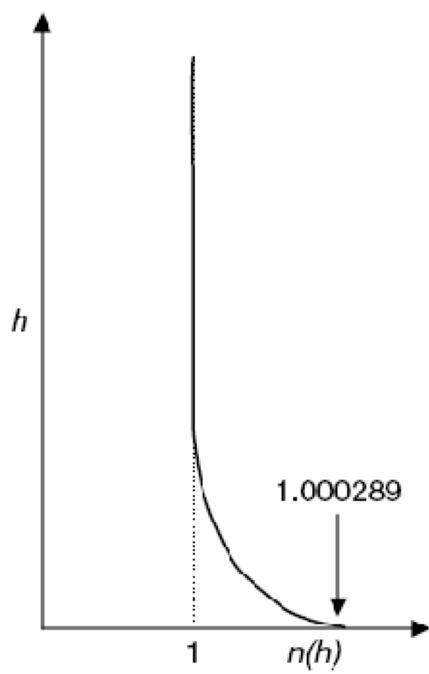
- dévie ces ondes : c'est la réfraction troposphérique.
- Affaiblit les ondes : c'est l'absorption troposphérique.
- réfléchit localement et diffuse les ondes : c'est la réflexion et la diffusion troposphérique.

III.3. Types de troposphères :

On peut trouver trois types de troposphères :

- a) troposphère stratifiée : c'est le type où l'indice de réfraction n ne dépend que de l'altitude.
- b) troposphère normale : si n est inversement proportionnel à l'altitude, sans discontinuité ni variation brusque de son gradient dN/dh , avec h est la hauteur au-dessus du sol.
- c) troposphère standard : c'est une troposphère stratifiée et normale dont le gradient d'indice reste constant ($dN/dh=cst$), avec : $N=(n-1).10^6$ est dit *coïncide de réfraction* exprimé en unité N . l'expression de (dN/dh) est fonction de T (température en degrés K), de p (pression

$$\frac{dN}{dh} = \frac{77,6}{T} \frac{dp}{dh} - \frac{1}{T^2} \left(77,6p + \frac{7,5 \cdot 10^5 e}{T} \right) \frac{dT}{dh} + \frac{3,75 \cdot 10^5}{T^2} \frac{de}{dh}$$



La loi de la variation de l'indice de réfraction est donnée par : [5]

$$n(h) = 1 + 289 \cdot 10^{-6} \cdot e^{-0,136 \cdot 10^{-3} \cdot h} \quad (\text{III.3})$$

III.4.1. Réfraction dans une troposphère standard :

a) Formules générales de la réfraction troposphérique :

Dans le cas d'une troposphère à stratification sphérique on a les formules qui donnent la trajectoire d'un rayon radioélectrique illustré par la figure(III.1) :

Au point A_1 qui sépare $n_s=n_1$ avec $n_{s+1}=n_2$ la loi de Snell-Descartes s'écrit :

$$n_1 \sin \theta_s = n_2 \sin \theta'_s \quad (\text{III.4})$$

Et dans le triangle OA_1A_2 formé par les rayons $r_s=r_1$ et $r_{s+1}=r_2$ on a la règle des sinus suivante :

$$\frac{r_1}{\sin \theta_{s+1}} = \frac{r_2}{\sin(\pi - \theta'_s)} = \frac{r_2}{\sin \theta'_s} \quad (\text{III.5})$$

En remplaçant $\sin \theta'_s$ dans l'équation (III.4) on aura :

$$n_1 r_1 \sin \theta_s = n_2 r_2 \sin \theta_{s+1} \quad (\text{III.6})$$

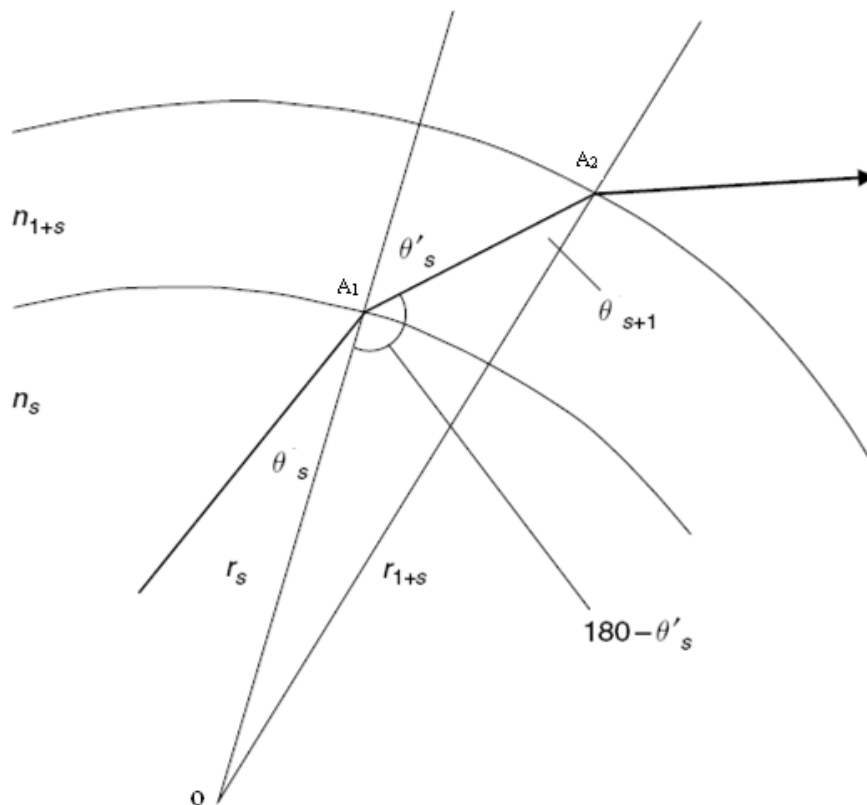


Figure (III.2) : réfraction dans un milieu à stratification sphérique

Dans le cas d'une variation continue de l'indice de réfraction ($dn/dh=cste$) et en tendant les couches vers zéro, alors on pourra écrire l'équation (III.4) sous la forme :

$$n(r).r.\sin \theta = cste \quad (III.5)$$

Tel que $n(r)$ est l'indice de réfraction en fonction du rayon r .

Dans la propagation des ondes radioélectrique, on utilise l'angle d'élévation φ par rapport à l'horizon plutôt que l'angle d'incidence θ_s , de tel sorte que :

$$\varphi = \frac{\pi}{2} - \theta \quad (III.6)$$

Donc la relation (III.5) peut s'écrire :

$$n(r).r.\cos \varphi = cste \quad (III.7)$$

Le rayon de courbure de la trajectoire de l'onde radioélectrique ρ est donné par : [3]

$$\frac{1}{\rho} = -\frac{\cos \varphi}{n} \frac{dn}{dh} \quad (III.8)$$

Avec h est la hauteur au-dessus du sol.

On remarque dans la formule précédente que si on est dans le cas d'une liaison sol-sol c.-à-d. $\varphi \rightarrow 0$ et avec n qui est toujours voisin de l'unité, le rayon de courbure peut être simplifié à :

$$\frac{1}{\rho} = -\frac{dn}{dh} \quad (III.9)$$

Donc pour une troposphère standard, ρ sera constant le long de la trajectoire.

Mais dans le cas où $\varphi = \pi/2$, alors le rayon ρ tend vers l'infini, ce qui fait que la trajectoire sera rectiligne pour n'importe quelle loi de variation de l'indice de réfraction n (il n'y aura pas de courbure).

b) Indice et coïncide de réfraction modifié:

D'après l'équation (III.6) et en prenant $r_2=r_1+h$, tel que $r_1=a$ qui est le rayon de la terre, on aura :

$$n_1 \sin \theta_s = n_2 \left(\frac{r_1 + h}{r_1} \right) \sin \theta_{s+1} \quad (III.10)$$

Qui peut être interpréter comme la loi de Snell-Descartes au-dessus d'une terre plane :

$$n_1 \sin \theta_s = n^* \sin \theta_{s+1} \quad (III.11)$$

Mais avec $n^* = n_2 \frac{r_1 + h}{r_1}$ qui est l'indice de réfraction modifié qu'on peut approximer par :

$$n^* = n_2 + \frac{h}{r_1} = n_2 + 157 \cdot 10^{-6} \cdot h \quad \text{car } n \text{ est voisin de l'unité.}$$

Pour trouver le coïncide de réfraction modifié M , on utilise le même raisonnement que pour le coïncide de réfraction précédent, ($N = (n-1) \cdot 10^6$), donc on aura :

$$M = (n^* - 1) \cdot 10^6 \quad (\text{III.12})$$

Après le calcul on trouvera :

$$M = (n - 1) \cdot 10^6 + 157 \cdot h = N + 157 \cdot h \quad (\text{III.13})$$

Avec h en Km et $n = n_2$. Ce qui nous mène à écrire :

$$\frac{dM}{dh} = \frac{dN}{dh} + 157 (N / Km) \quad (\text{III.14})$$

c) Représentation à rayon rectiligne :

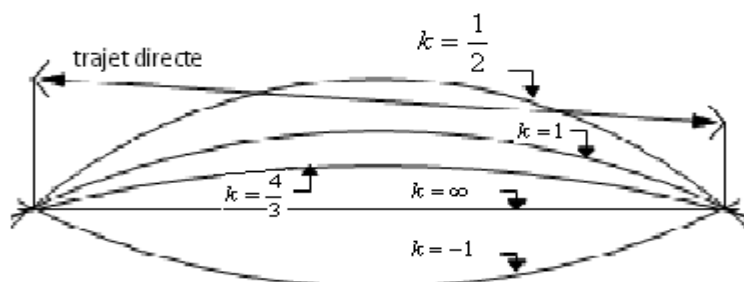
C'est une manière de transformer la trajectoire circulaire au dessus d'une terre sphérique de rayon r en trajectoire rectiligne au dessus d'une terre sphérique de rayon $r' = kr$ dit rayon apparent. Pour ce qui concerne la trajectoire réelle, son rayon est donné par $\rho = mr$.

Comme a été démontré, pour une incidence rasante, le coefficient k peut s'écrire : [4]

$$k = \frac{1}{1 + r \frac{dn}{dh}} = \frac{1}{1 + r \cdot 10^{-6} \frac{dN}{dh}} = \frac{m}{m-1} \quad (\text{III.15})$$

D'après (III.9) et le résultat pour la troposphère standard ($dn/dh \approx -4 \cdot 10^{-8}$), c.-à-d. $\rho = 4r$ donc $m = 4$ alors $k = 4/3$.

Pour différentes conditions climatiques, le facteur k peut prendre diverses valeurs. On note que k peut devenir négatif si la courbure des ondes devient plus grande que celle de la terre, ou bien infini si les deux courbures sont parallèles comme le montre la figure(III.3).

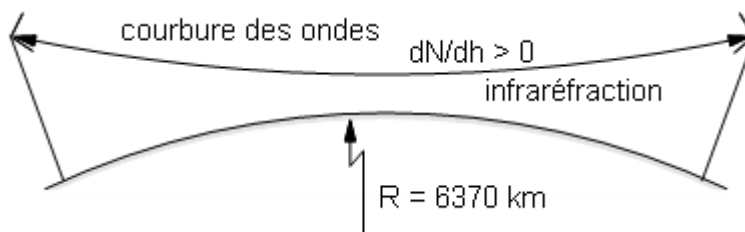


Figure(III.3) : effets des courbures équivalentes dans quelques hypothèses.

Propagation rectiligne.

Certain types de réfraction dépend du rayon terrestre équivalent :

- pour $k=1$, le coefficient de réfraction est constant, le trajet du rayon est rectiligne, il n'y a pas de réfraction.
- pour $(1 < k < 4/3)$, le gradient du coefficient est celui d'une troposphère standard ($dN/dh = -39 \text{ N/Km}$).
- pour $k > 4/3$, les rayons sont plus courbés qu'en troposphère standard mais leur courbure reste plus faible que celle de la terre. c'est ce qu'on appelle la super-réfraction.
- pour le gradient du coefficient $dN/dh = -157 \text{ (N/Km)}$, k devient infini. dans ces conditions, un rayon émis horizontalement suivrait la courbure de la terre et serait guidé. le terme « propagation guidée » désigne une propagation dans la région où $dN/dh \leq -157 \text{ (N/Km)}$, soit $k \leq 0$. comme la courbure des ondes est plus grande que celle de la terre, alors l'onde revient vers la terre et se réfléchit sur cette dernière vers le haut. ceci donne lieu à un phénomène de guidage entre la troposphère à l'altitude où se déroulent l'inversion et le sol.
- pour $(0 < k < 1)$, les rayons qui se propagent horizontalement sont déviés vers le haut. ce phénomène se traduit par une augmentation de l'affaiblissement de propagation car le dégagement au-dessus du sol du trajet radio réel est inférieur à celui obtenu au calcul en espace libre. c'est ce qu'on appelle l'infra-réfraction.



Figure(III.4) : infra-réfraction.

III.4.2. Réfraction dans une troposphère non-standard :

La représentation avec rayon terrestre équivalent ne s'applique facilement que si le gradient dM/dh (ou dN/dh) reste constant le long de l'altitude, ce qui fournit une valeur fixe de k . mais dans la majorité des cas, la situation est plus complexe et le type de réfraction troposphérique est déterminé par $M(h)$.

De (III.14) et (III.15) on aura :

$$k \approx \frac{157}{\frac{dM}{dh} (Km^{-1})} \quad (III.16)$$

On voit que k est inversement proportionnel à dM/dh et c'est le cas aussi du rayon apparent r' , donc on aura suivant dM/dh :

- $dM/dh > 0$: les ondes courbent vers le haut et s'éloignent du sol.
- $dM/dh = 0$: le rayon de courbure est infini et les ondes suivent le contour de la terre.
- $dM/dh < 0$: les ondes courbent vers le bas.

Une analyse rapide du gradient dM/dh suffit pour savoir la direction des rayons (vers le haut ou vers le bas).

On peut faire correspondre les différents types de réfraction vu précédemment aux valeurs du gradient dM/dh .

- absence de réfraction : $dM/dh = 157$, $k = 1$.
- réfraction normale : $118 < dM/dh < 157$, $1 < k < 4/3$.
- infra-réfraction : $dM/dh > 157$, $k < 1$.
- super-réfraction : $0 < dM/dh < 118$, $k > 4/3$.
- guidage : $dM/dh \leq 0$.

Dans notre cas on s'intéresse uniquement au dernier type de réfraction qui est « le guidage ».

a) Les conduits troposphériques :

Un conduit troposphérique est le résultat d'un guidage qui rend l'onde prisonnière entre deux altitudes comprise dans la troposphère. L'épaisseur d'un conduit peut varier de quelques mètres à des centaines de mètres et permettre ainsi un ou plusieurs modes de propagation selon la fréquence. Comme pour un guide d'onde, la fréquence de coupure, qui se calcule à partir du seul indice (la hauteur) car la largeur est infini (des milliers de Km), permet, oui ou non, au mode de se propager.

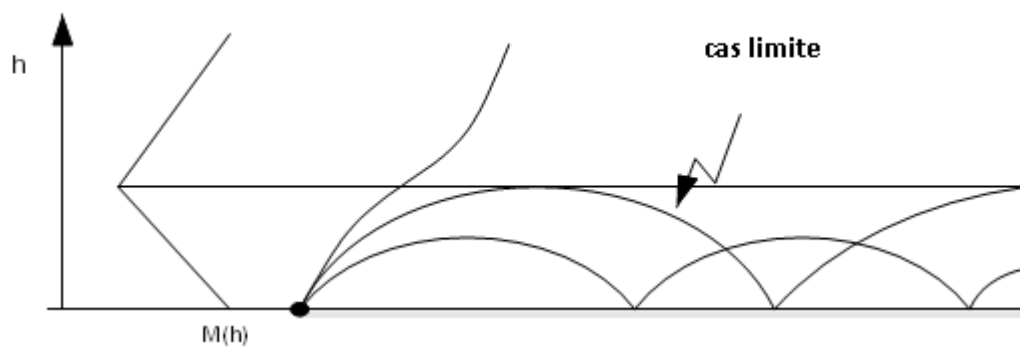
L'onde peut alors se propager sur de très grande distances tant et longtemps que les conditions atmosphériques qui lui ayant donné naissance persistent. Elles sont relativement stable et sont favorisées par :

- les climats chauds et humides.
- les inversions de températures provoquées par le refroidissement nocturne.
- l'air marin : couche d'air humide surmontée par une couche d'air sec et chaud.
- les augmentations de températures et chutes du taux d'humidité au-dessus des nuages.

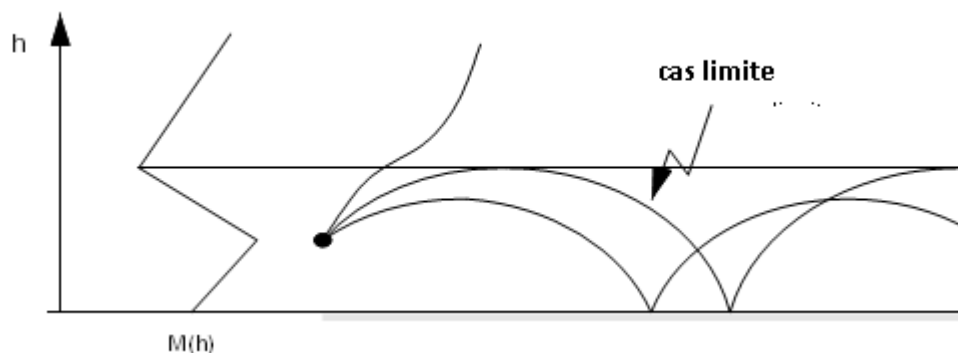
Pour titre d'indication, la mer est un milieu particulièrement propice à la formation de conduits.

Il existe deux types de conduits troposphériques :

- dans le premier type, le trajet de propagation de l'onde est tel que l'onde revient vers la terre pour y être réfléchi de nouveau vers le haut. Donc le guidage se fait entre le sol et l'altitude qui délimite la hauteur du conduit.

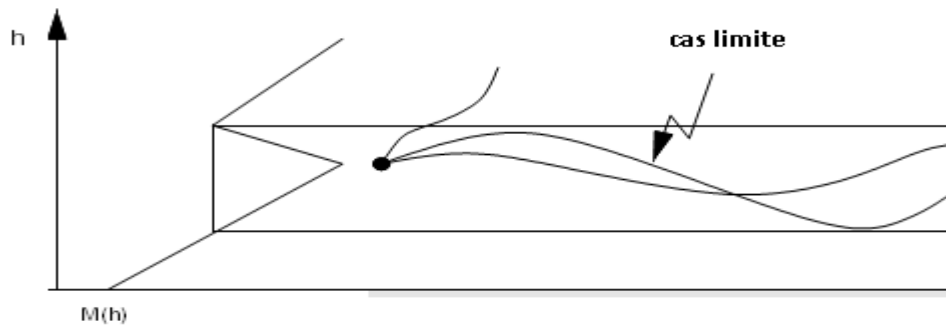


Figure(III.5) : guidage sol-troposphère ; antenne d'émission au sol.



Figure(III.6) : guidage sol-troposphère ; antenne d'émission dans la troposphère

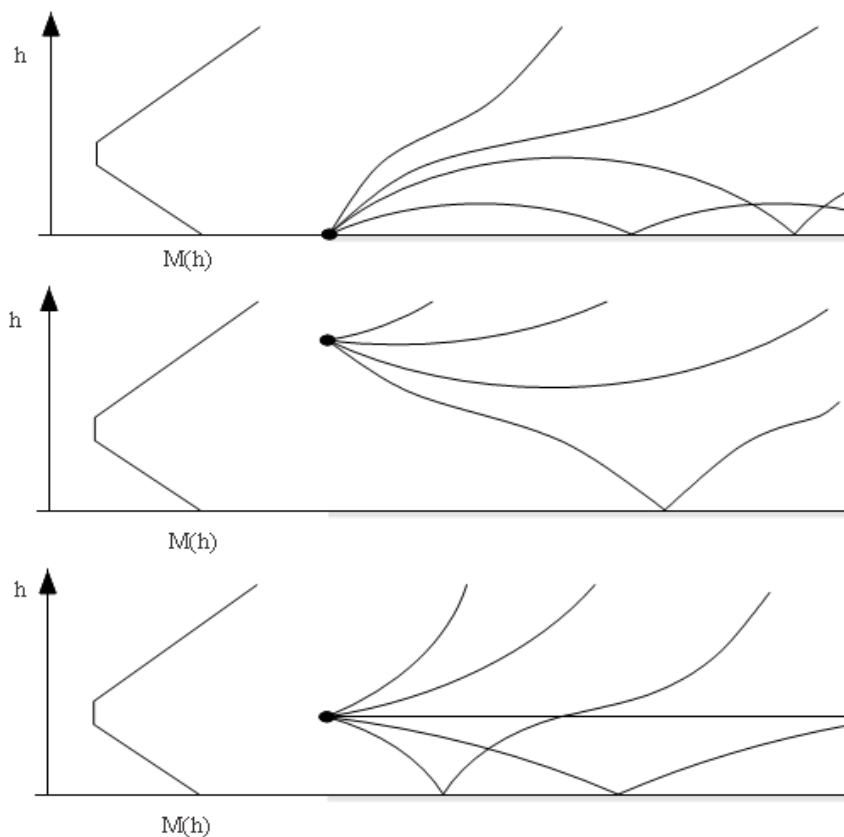
- dans le deuxième type, le conduit est surélevé. L'onde émise à une altitude est dirigée vers le bas à partir d'une altitude supérieure, ensuite dirigée vers le haut à partir d'une altitude inférieure. Donc le guidage se fait entre ces deux altitudes et la hauteur du conduit correspond à la différence entre ces deux altitudes.



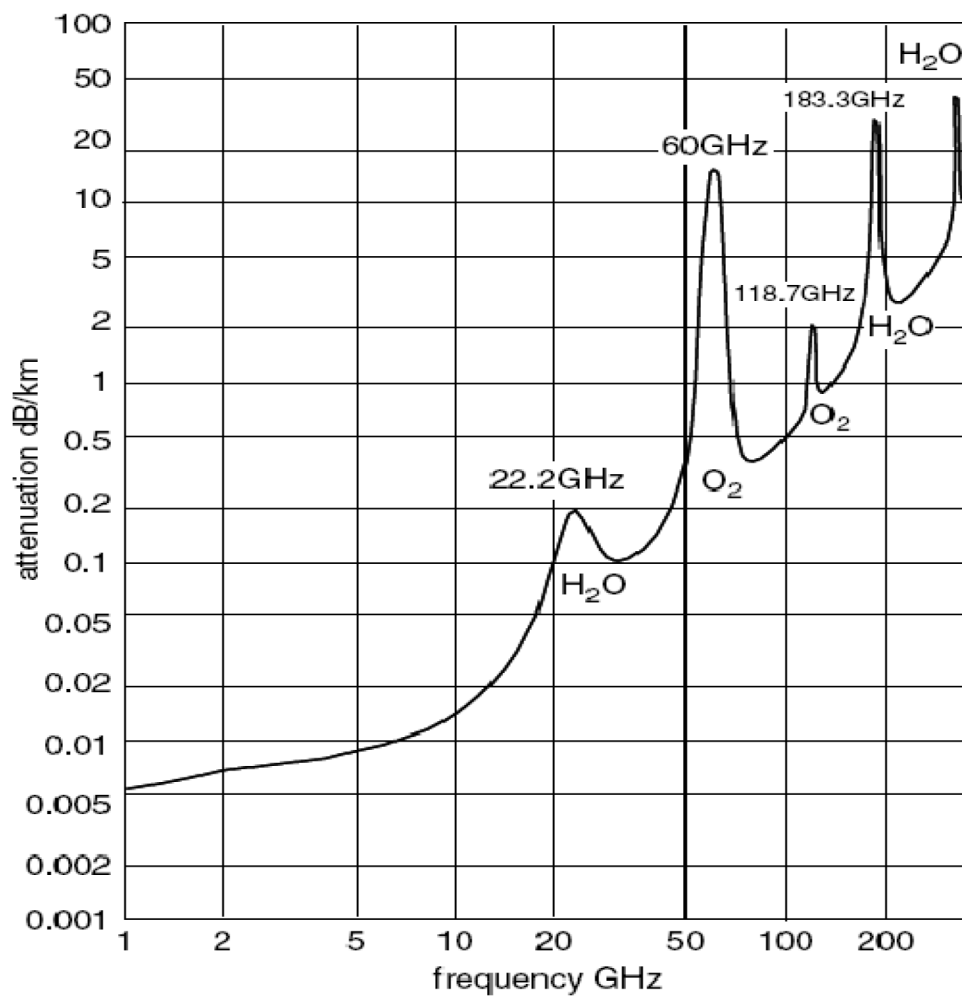
Figure(III.7) : guidage dans la troposphère ; pas de réflexion sur le sol.

Condition sur l'angle d'attaque :

Quelque soit le conduit, l'angle d'attaque doit être choisi tel que le signal reste dans le conduit. La figure(III.8) montre quelques possibilités sur la position de l'antenne émettrice et de l'angle d'attaque.



Figure(III.8) : effet de l'angle d'attaque et la position de l'antenne par rapport au conduit.



III.6.Conclusion :

Nous avons vu dans la figure(III.1) que les valeurs de n dans la troposphère varient entre 1,000289 et 1. Malgré que cette variation soit infime, elle semble suffisante pour causer d'importantes réfractions.

Dans le cas de la troposphère non standard, on a vu qu'il y avait formation de conduits troposphériques qui sont le résultat d'un guidage qui rend l'onde prisonnière entre deux altitudes. L'onde peut alors se propager sur de très grandes distances tant et aussi longtemps que les conditions atmosphériques qui leur ayant données naissance persistent. Elles sont relativement stable et sont favorisées par :

- les climats chauds et humides.
- les inversions de températures provoquées par le refroidissement nocturne.
- l'air marin : couche d'air humide surmontée par une couche d'air sec et chaud.
- les augmentations de températures et chutes du taux d'humidité au-dessus des nuages.

À titre d'indication, la mer est un milieu particulièrement propice à la formation des conduits.

Enfin l'absorption, qui est dûe essentiellement aux gaz atmosphériques et à la vapeur d'eau, affecte plus les ondes de fréquences supérieures à 12GHz, mais n'influe presque pas sur des ondes de fréquences inférieures à 12GHz.

Chapitre IV:

Propagation ionosphérique

Propagation ionosphérique

IV.1.Introduction :

Ce chapitre sera consacré à la réflexion ionosphérique, qui est un mode de propagation pour les liaisons de grandes distances (liaisons intercontinentales). Ainsi qu'au rôle de la densité d'ionisation sur les pertes par les différentes couches.

IV.2. Définition :

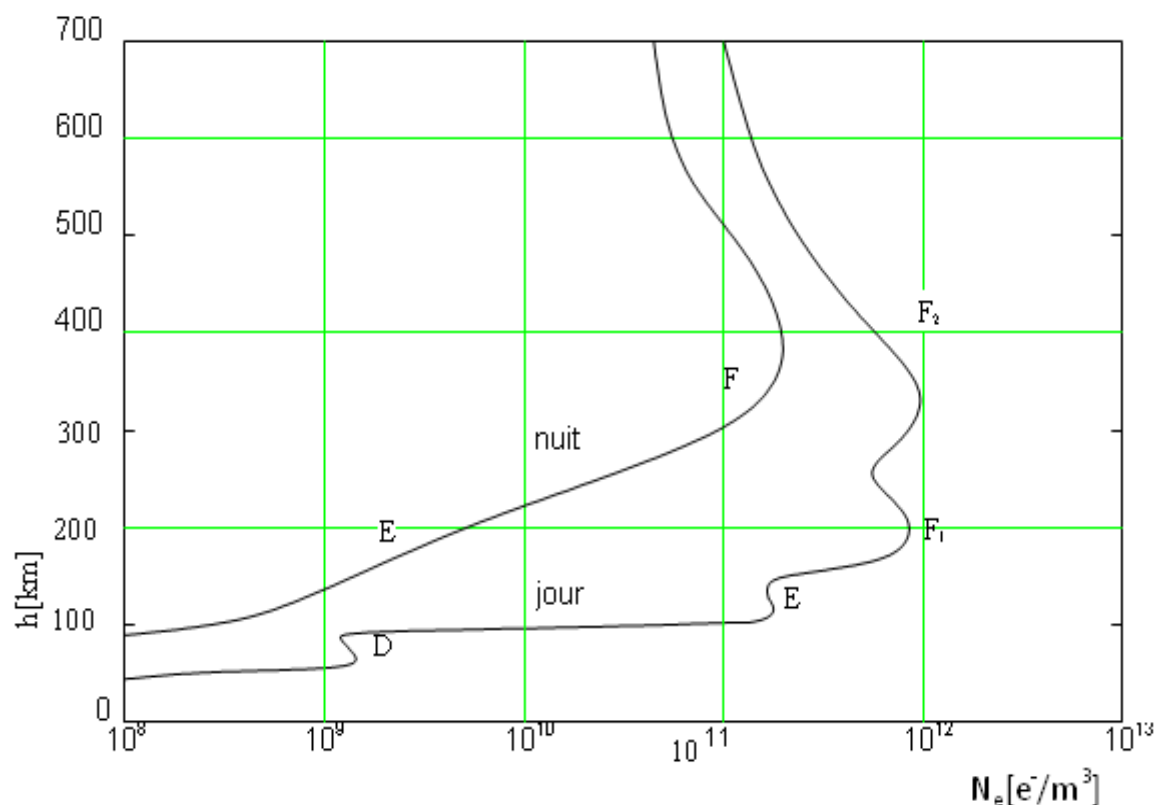
C'est une zone de l'atmosphère présentant une forte densité en ions et en électrons ce qui explique son nom. Cette ionisation est un phénomène déterminant pour les télécommunications car les ondes radioélectriques, courtes et longues, sont réfléchies par les différentes couches de l'ionosphère. L'ionosphère s'étend entre 60 Km et 800 Km d'altitude (au-delà se développe la magnétosphère). À cette division de l'atmosphère en fonction de ses propriétés électriques se superpose une division de l'atmosphère en fonction de l'altitude comme le montre la figure(IV.1). La portion la plus importante coïncide avec la thermosphère. Celle-ci est une couche de l'atmosphère, comprise entre 85Km et 600 Km d'altitude, qui doit son nom au fait que la température y croît, en même temps que l'altitude, jusqu'à plus de 1000 °C. Cela vient de ce que cette zone absorbe très fortement les radiations ultraviolettes. Malgré qu'à ces altitudes le gaz est extrêmement raréfié, il a, à peu près, la densité du gaz dans un tube à vide, l'absorption du rayonnement ultraviolet occasionne son ionisation par effet photoélectrique. L'énergie qui rayonne d'un émetteur vers l'atmosphère, est en partie absorbée par l'air ionisé, et en partie réfléchi vers le bas, en direction de la surface de la Terre. L'effet de réflexion rend possible la réception de signaux radio à des distances supérieures à celles que ces ondes pourraient atteindre si elles se déplaçaient le long de la surface de la Terre. De telles ondes réfléchies, cependant, atteignent le sol seulement à des distances bien définies de l'émetteur; la distance dépend de l'angle de réflexion et de l'altitude. Il en découle qu'un signal radio peut être inaudible à 100 Km de l'émetteur, mais audible à 500 Km. En certains points, les ondes radio directes et les ondes radio réfléchies peuvent atteindre le récepteur et interférer les unes avec les autres, produisant un phénomène connu sous le nom de fading (évanouissement).

La réflexion des ondes par l'ionosphère décroît lorsque la fréquence augmente, et les ondes de très haute fréquence ne sont pour ainsi dire plus réfléchies. La télévision et la modulation de fréquence (FM) utilisent toutes les deux les ondes de haute fréquence. La transmission

longue distance ne peut être effectuée qu'en ligne droite, comme entre la Terre et un satellite de communication ; le signal peut alors être relayé par le satellite vers un point éloigné à la surface de la Terre.

L'ionosphère est habituellement divisée en trois couches principales : une couche basse appelée couche D, située entre 60 Km et 80 Km ; une couche E (quelquefois appelée couche de Heaviside ou de Kennelly -Heaviside), qui se situe entre 80 Km et 140, et qui réfléchit les ondes basse fréquence ; et une couche haute appelée couche F, ou couche d'Appleton, qui se situe entre 140 Km et 800 Km et qui réfléchit les ondes radio de fréquence plus élevée. Cette dernière couche est subdivisée à son tour en deux couches, la couche F1, qui commence à une altitude de 140 Km et la couche F2, qui commence à une altitude de 400 Km de la surface de la Terre. Les couches de l'ionosphère sont soumises à de fortes variations diurnes et saisonnières, par conséquent, ses propriétés réfléchissantes aussi.

Les communications ionosphériques opèrent dans la bande HF (3 à 30 MHz) et ce moyen reste courant pour les communications à grande distances et avec un coût minimal.



Figure(IV.1) : valeurs typiques du taux d'ionisation en fonction de l'altitude.

Remarque : On remarque d'après la figure(IV.1) que la couches D n'est présente que durant le jour et disparaît pendant la nuit alors que la couche E est permanente ainsi que la couche F qui se divise en deux sous-couches F₁ et F₂ durant le jour et qui se fusionne pendant la nuit en une seule couche qui commence à partir de 350 Km.

En réalité, la couche D est plus atténuateur qu'un milieu de propagation surtout pour des fréquences inférieures à 3MHz.

IV.3. L'indice de réfraction ionosphérique :

Comme on peut le deviner, lorsqu'un rayon électromagnétique entre dans une couche ionosphérique, il va y avoir des électrons libres qui vont se mettre à bouger en réponse à l'oscillation du vecteur champ électrique. Les ions libres vont avoir une réponse mais elle sera moins importante que celle des électrons à cause de leurs masses relativement plus grandes.

On va voir dans ce qui suit que l'interaction du rayon incident avec une couche ioniser conduit à une réfraction de l'onde. Mais avant tout, il faut d'abord connaître l'indice de réfraction de ce milieu ionisé.

L'indice de réfraction d'un milieu ionisé de densité N en électron par mètre cube N(e⁻/m³) est donné par : [4]

$$n = \sqrt{1 - \frac{81 \cdot N}{f^2}} \quad (\text{IV.1})$$

Avec : f est la fréquence du rayon incident.

Deux points essentiels sont visibles dans cette expression :

- le premier est que contrairement à beaucoup d'expressions sur les milieux diélectriques, l'indice de réfraction (et ainsi la constante diélectrique) est fonction de la fréquence du rayon incident.
- le second est que l'indice de réfraction d'une région ionisée a une limite supérieure qui est l'unité (c'est le cas des régions non ionisées), comme il peut aussi tomber beaucoup plus bas que l'unité lorsque la densité en électron croît à partir de zéro. Il est à noter que pour certaines combinaisons des valeurs de la fréquence et de la densité, l'indice de réfraction peut être imaginaire.

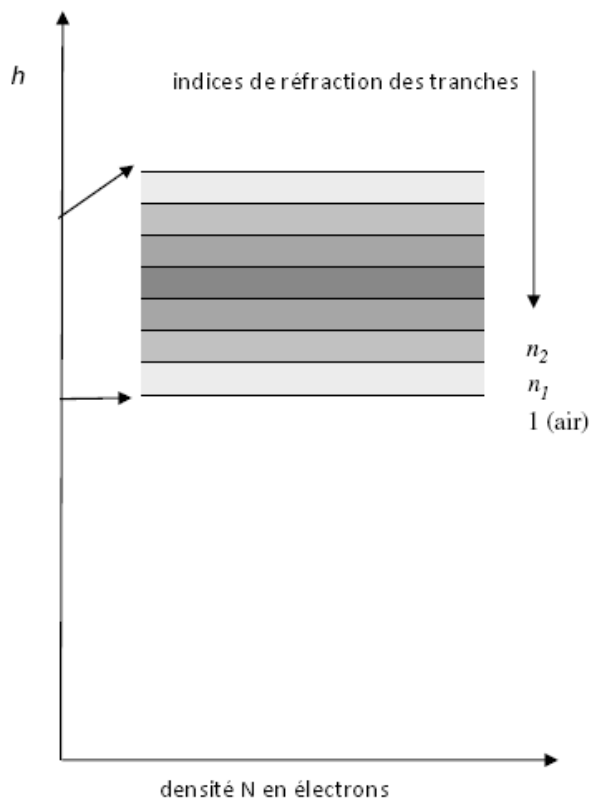
Le tableau suivant montre quelques propriétés des couches de l'ionosphère :

Paramètres	Couche D	Couche E	Couche F
Altitude (km)	60 à 80	80 à 140	140 à 800
Pression (Pa)	2	0,01	10^{-4}
Température (°C)	-76	-50	+1 000
Densité électronique ($e.cm^{-3}$)	10^4	10^5	10^6
Indice de réfraction	0,99 (à 70 km)	0,95 (à 120 km)	0,31 (à 300 km)

Tableau(IV.1) : propriétés des couches de l'ionosphère.

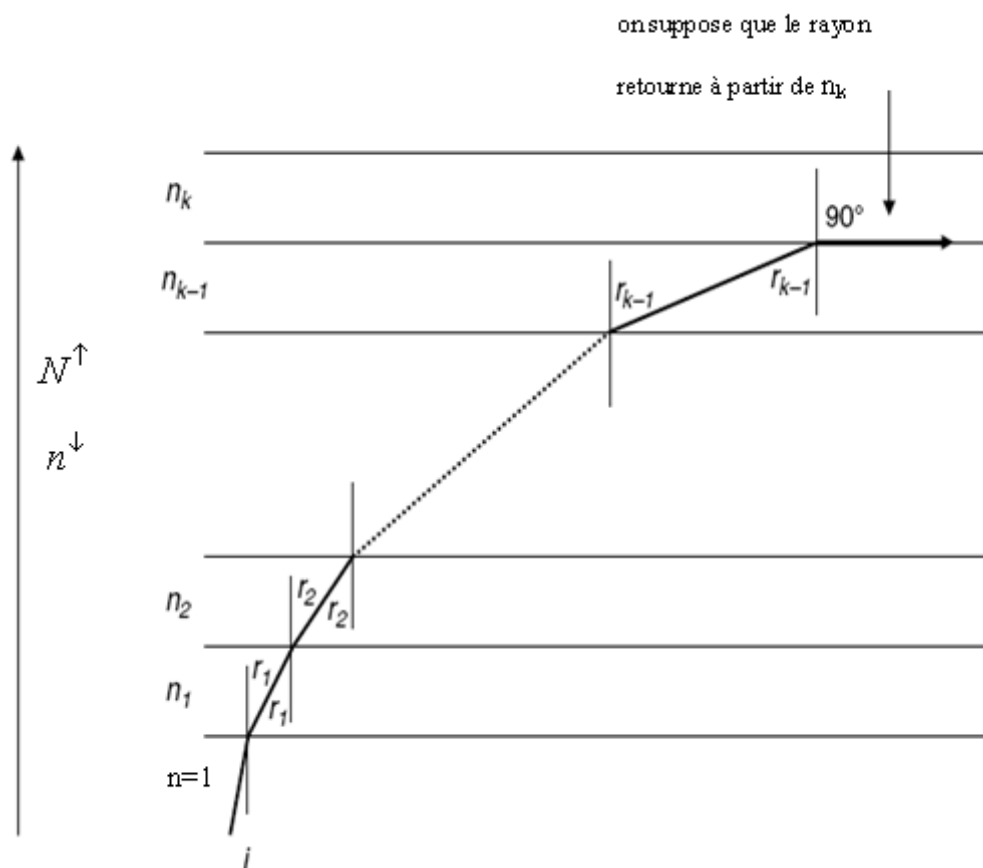
IV.4. Réfraction d'une onde radioélectrique dans l'ionosphère :

Afin de voir l'influence de l'ionosphère sur les ondes radioélectriques, on a préféré partager les couches de variation continue de la densité en électron (i.e. de l'indice de réfraction) à une multitude de tranches où l'on suppose que les propriétés sont constantes, comme le montre la figure(IV.2) :



Figure(IV.2) : représentation d'une couche ionosphérique de variation continue partagée en tranches ou la densité N est constante.

On suppose pour ce qui suit que le rayon incident entre dans l'ionosphère à partir de sa couche la plus basse et que la densité en électron croît de zéro vers un maximum au fur et mesure qu'on pénètre dans ces couches puis décroît comme le montre la figure(IV.1). La figure(IV.2) montre des tranches d'indice de réfraction n_1, n_2, \dots, n_k , avec, la densité de la tranche d'indice n_1 est plus petite que celle d'indice n_2 et ainsi de suite jusqu'à n_k (i.e. l'indice de réfraction n_1 est plus grand que $n_2, n_1 > n_2 > n_k$). Comme l'indice de réfraction décroît quand l'amplitude augmente, alors le rayon électromagnétique émis sera réfracté par rapport à la normale de tranche en tranche, comme le montre la figure(IV.3) :



Figure(IV.3) : réfraction d'une onde radioélectrique dans l'ionosphère.

Maintenant, on suppose que le rayon est réfracté de telle sorte que le dernier angle de réfraction ($r_k=90^0 = \pi/2$) ; autrement dit, le rayon finira (momentanément) horizontalement avant de changer la direction vers le sol. Ainsi donc, la condition ($r_k=\pi/2$) est considérée comme nécessaire et suffisante pour que le rayon émis soit réfracté vers la surface de la terre.

En appliquant la loi de Snell sur la figure(IV.3) on aura :

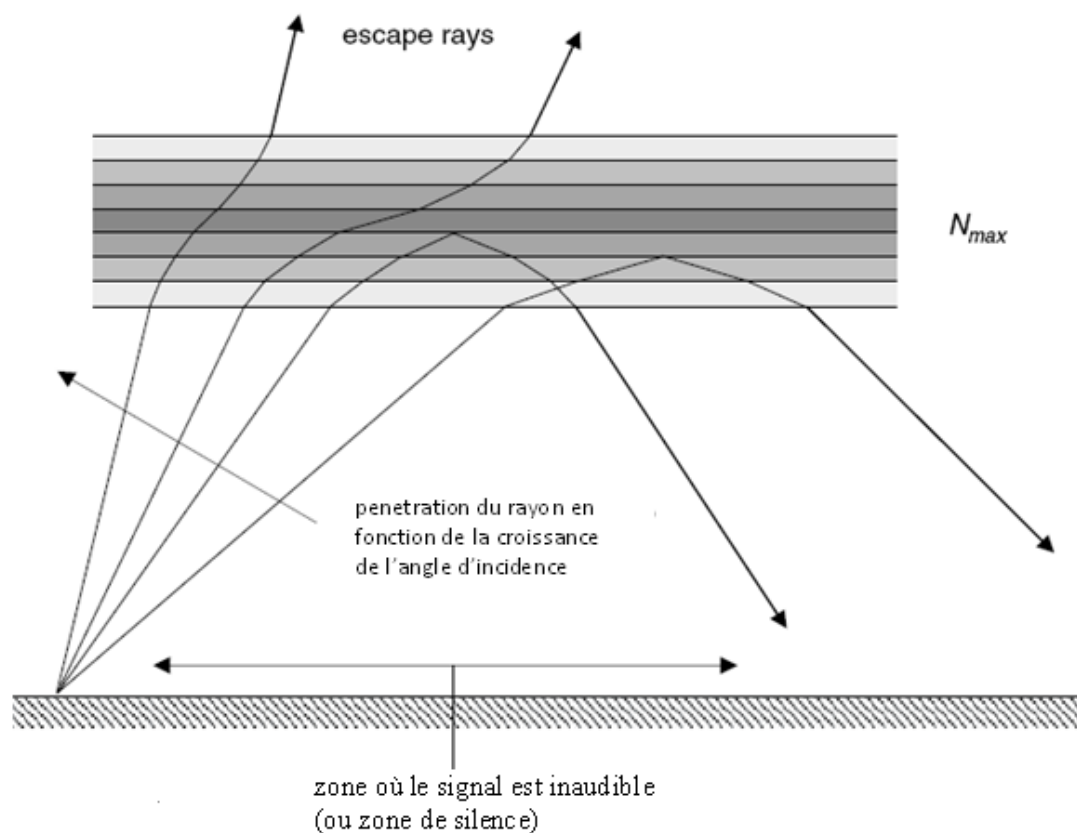
$$n \sin i = n_1 \sin r_1 = n_2 \sin r_2 = \dots = n_k \sin r_k$$

Sachant que $n=1$ et $r_k=\pi/2$, alors on aura :

$$\sin i = n_k \quad (IV.2)$$

Et c'est la condition pour que le rayon revienne vers le sol, c.-à-d. qu'il devait y avoir une région dans l'ionosphère où la densité en électron satisfait à cette équation. On remarque que pour un rayon d'incidence près de l'horizontal (l'angle d'incidence $i \approx \pi/2$) c.-à-d. $\sin i \approx 1$, le niveau d'ionisation nécessaire sera très faible pour que le rayon retourne vers le sol.

Comme le montre la figure(IV.4), si l'angle d'incidence décroît de $\pi/2$ vers 0, alors le rayon émis va pénétrer d'avantage dans les couches jusqu'à ce qu'il rencontre une région d'indice de réfraction nécessaire pour retourner vers le sol. Si maintenant la densité n'est pas suffisante pour avoir un indice de réfraction qui satisfait à l'équation (IV.2), alors le rayon va passer à travers ces couches pour devenir un rayon échapper (escape ray). Ainsi donc, le rayon échapper dépend de l'angle d'incidence.



Figure(IV.4) : pénétration dans l'ionosphère en fonction de l'angle d'incidence.

Maintenant la question qu'on doit se poser est : y a-t-il des circonstances pour lesquelles il n'y a pas de rayon échappé et pour lesquelles une antenne de réception adjacente à l'antenne d'émission peut capter son signal par onde ionosphérique ? Cela demande que le signal soit émis à la verticale ($i=0$), donc de (IV.1) et (IV.2) on aura:

$$\sin i = n_k = \sqrt{1 - \frac{81N}{f^2}} = 0 \quad (\text{IV.3})$$

Alors :

$$f = 9\sqrt{N} \quad (\text{IV.4})$$

Cette dernière équation veut dire qu'on aura toujours un retour du rayon émis à la verticale pourvu que nous trouvions une densité en électron dans ces couches qui correspond à la fréquence d'émission par l'équation (IV.4). Selon la supposition précédente qui dit que la densité en électron croît avec l'amplitude jusqu'à une valeur maximale N_{\max} , alors les signaux de fréquences basses seront réfractés par la couche la plus basse. Et si la fréquence augmente, alors le signal sera réfracté jusqu'à ce qu'il atteigne une fréquence pour laquelle la densité est maximale. Cette dernière est appelée la *fréquence critique* f_c qui est une fréquence à ne pas dépasser si on veut avoir une réfraction, elle est donnée par :

$$f_c = 9\sqrt{N_{\max}} \quad (\text{IV.5})$$

Avec : N_{\max} est la densité en électron maximale.

On remarque d'après (IV.1) et (IV.2) qu'à chaque fois qu'un signal émis à la verticale est retourné vers le sol, cela implique qu'il a rencontré une région de densité en électron pour laquelle l'indice de réfraction est nul. Ce qui impose une fréquence critique qui peut être calculé à partir de l'équation (IV.5). Donc pour les ondes qui possèdent des fréquences supérieures à f_c , elles traversent l'ionosphère.

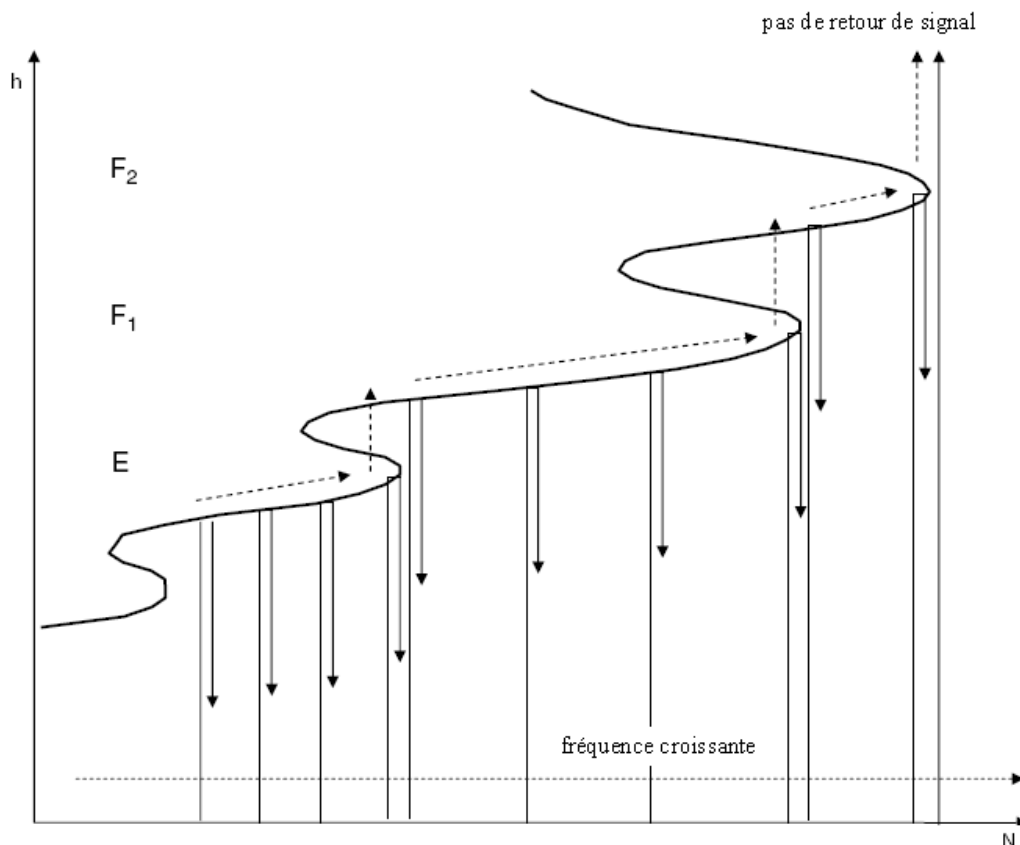
Note : la fréquence critique n'est pas la plus grande fréquence que l'ionosphère peut réfracter, mais la plus grande qui peut être réfractée pour un rayon émis à la verticale.

IV.5. La sélection des fréquences :

a) La notion de fréquence critique (f_c):

La fréquence critique diffère d'une couche à une autre car chaque couche possède sa propre densité maximale et que la densité maximale s'élargit progressivement avec l'altitude comme on l'a remarqué dans la figure(IV.1). On peut donc faire une simple expérience pour trouver les fréquences critiques des couches de l'ionosphère.

Si on envoie, à l'intérieure d'une porteuse, une impulsion d'onde électromagnétique verticalement vers l'ionosphère en commençant par une fréquence basse, elle retournera donc de la partie inférieure de la couche E (la couche D n'a pas suffisamment d'ionisation pour la refléter). Si maintenant on fait augmenter la fréquence, l'impulsion pénètre de plus en plus jusqu'à ce qu'on atteigne la fréquence critique de E où sa densité est maximale. Donc après cette fréquence, l'impulsion traverse E et sera reflétée par la partie basse de la couche F₁ (pendant le jour), où la densité est juste au-dessus de la densité maximale de E. en augmentant encore la fréquence, l'impulsion continue à progresser dans la couche F₁, avant d'être reflétée, jusqu'à ce qu'elle atteigne sa fréquence critique, puis elle entre dans la couche F₂, où elle se passe la même chose, avant d'atteindre sa fréquence critique. Après ça l'impulsion passera à travers l'ionosphère (cas du rayon échappé) et donc il n'y aura pas de retour du signal. La figure(IV.5) montre cette expérience graphiquement.



Figure(IV.5) : expérience sur la fréquence critique par envoi d'impulsions.

b) La fréquence maximum utilisable (MUF): *Maximum Usable Frequency*

On a vu précédemment que la fréquence critique est la fréquence maximale qui peut être réfléchi pour un angle d'émission égale à zéro. Maintenant si on veut émettre avec un angle différent de zéro, la fréquence maximale aussi change. Pour cela on va calculer la fréquence maximale en fonction de la fréquence critique et de l'angle d'émission.

D'après les équations (IV.3) et (IV.5) on a :

$$\sin i = \sqrt{1 - \frac{81N}{f^2}} \quad (\text{IV.6})$$

Si N est la densité maximale, alors l'équation (IV.6) devient :

$$\sin i = \sqrt{1 - \frac{f_c^2}{f^2}} \quad (\text{IV.7})$$

Donc la fréquence maximum utilisable (MUF) est :

$$f_{MUF} = \frac{f_c}{\cos i} \quad (\text{IV.8})$$

Puisque la terre et l'ionosphère sont courbées, le calcul de la fréquence maximum utilisable doit être modifié. L'effet total des modifications est représenté par la constante k donc :

$$f_{MUF} = k \cdot f_c \cdot \cos^{-1} i \quad (\text{IV.9})$$

Tel que $(k \cdot \cos^{-1} i)$ est connu comme *le facteur de la fréquence maximum utilisable*.

c) La fréquence minimum utilisable (LUF): *Low Usable Frequency*

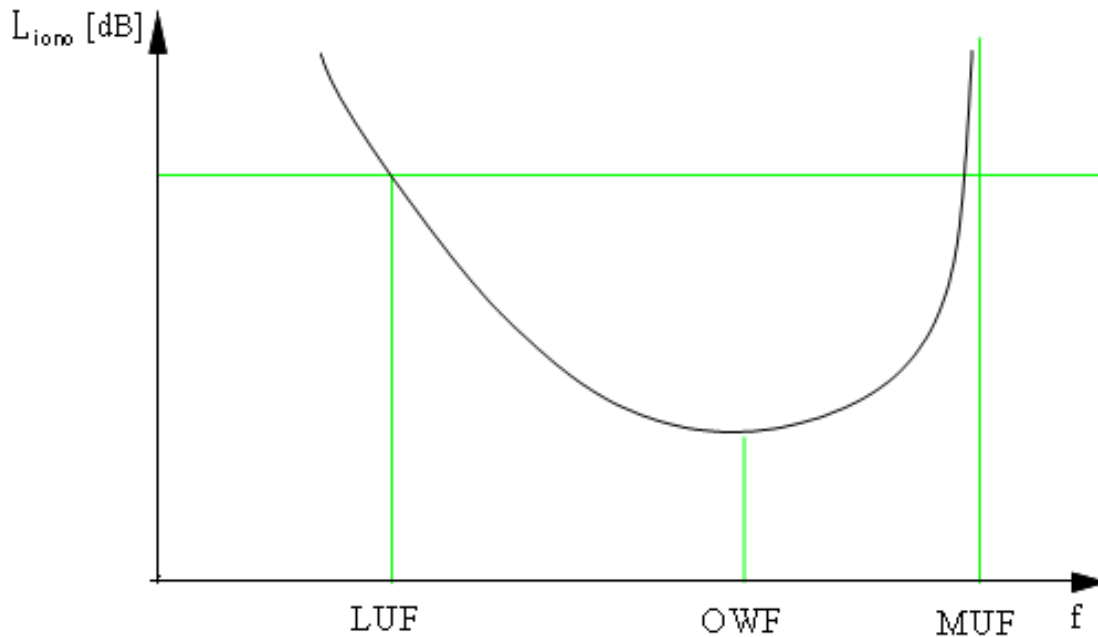
Puisque l'atténuation est inversement proportionnelle à la fréquence [4], alors il existe aussi une fréquence minimum au-dessous de laquelle il ne faut pas descendre. Elle est appelée fréquence minimum utilisable (LUF). Les atténuations qui impose cette fréquence sont dû à :

- l'atténuation par absorption ionosphérique qui est dû aux collisions, particulièrement dans la couche D.
- l'affaiblissement par étalement selon le trajet total parcouru.

d) La fréquence optimale de travail (OWF): *Optimum Working Frequency*

La zone fréquentielle pour laquelle la communication ionosphérique est statistiquement la plus fiable, détermine la fréquence optimale de travail (OWF). L'atténuation produite par la couche basse est la seule qui soit fonction de la fréquence tant que l'onde peut se réfléchir sur une couche supérieure. L'atténuation totale suit donc une courbure concave comme le montre

la figure(IV.6). Donc l'OWF est définie en pratique comme étant la zone où l'atténuation est minimale (à peu près 85% de la fréquence maximum utilisable).



Figure(IV.6) : l'atténuation ionosphérique en fonction de la fréquence.

IV.6. Pertes ionosphériques :

Il existe plusieurs types de pertes par liaisons ionosphérique :

- l'affaiblissement par étalement L_s , plus faible que l'étalement en espace libre car l'ionosphère conserve l'énergie.
- l'absorption ionosphérique L_i , provoquée par les collisions. c'est la couche D qui est la plus absorbante.
- les pertes en excès L_b , dues à la dépolarisation.
- les pertes par réflexion sur le sol L_g , lorsqu'il y a un bond.

On obtient maintenant : [4]

$$L_{iono}[dB] = L_s[dB] + L_i[dB] + L_b[dB] + L_g[dB] \quad (IV.10)$$

Avec :

- L_s :

$$L_s[dB] = 10 \log \left\{ (d^2 + 4h_v^2) \cdot \frac{1 - \frac{d^2}{8Rh_v}}{1 + \frac{d^2}{8Rh_v}} \right\} \quad (IV.11)$$

$$d_{\text{onde}} = \sqrt{d^2 \cdot (1 + h/R) + 4h^2}$$

Tel que d_{onde} est la distance totale parcouru par l'onde.

- L_i :

$$L_i [dB] \approx \alpha_{\text{ionoD}}^* \cdot \Delta_{hD} \quad (\text{IV.12})$$

Tel que :

$$\alpha_{\text{ionoD}}^* \approx \frac{N \cdot \nu_e}{f^2 [\text{MHz}]} \cdot 10^{-15} \quad (\text{IV.13})$$

Avec :

ν_e : La fréquence de collision avec des électrons libres.

N : la densité en électron (e^-/m^3).

f : la fréquence du signal envoyé.

α_{ionoD}^* : constante d'atténuation de la couche D.

Δ_{hD} : épaisseur de la couche D.

- L_b :

En été et en hiver :

$$L_b = 9 + 7 \cdot e^{-(\psi^\circ - 68^\circ)/112} \quad (\text{IV.14})$$

Au printemps et en automne :

$$L_b = 9 + 10,6 \cdot e^{-(\psi^\circ - 68^\circ)/145} \quad (\text{IV.15})$$

Où ψ est la latitude en degrés (par rapport à l'équateur).

- L_g :

$$L_g = (n_b - 1) \cdot \log[(R_v^2 + R_h^2) / 2] \quad (\text{IV.16})$$

Avec : n_b est le nombre de bonds qu'a fait l'onde sur la terre.

IV.7. Conclusion :

On a vu dans ce chapitre que l'instabilité des couches de l'ionosphère et la variation de ses caractéristiques donnent un caractère fluctuant de ses grandeurs. On a constaté que l'ionosphère est un très bon support de propagation pour les ondes décimétrique (3-30 MHz). On a vu qu'il existe une LUF (fréquence minimale utilisable) pour laquelle toutes les fréquences au-dessous sont absorbées par l'ionosphère. Mais on a aussi vu l'existence d'une MUF (fréquence maximale utilisable) pour laquelle les fréquences au-dessus traversent toutes les couches ionosphériques. Et entre elles, il existe une fréquence optimale de travail (O.W.F) qui est à peu près à 85% de la M.U.F.



Conclusion générale



Conclusion

À travers ce travail, nous avons constatés que la propagation d'une onde radioélectrique, dans l'environnement terrestre, est influencée par les trois milieux (le sol, la troposphère et l'ionosphère). Chaque milieu a ses conditions et manières d'agir sur la propagation de ces ondes.

- La propagation par onde de sol est calculée par les formules de Norton et un programme Matlab établi au sein de notre université par Monsieur Kanane donnant la fonction d'affaiblissement de Sommerfeld qui a permis de tirer les conclusions suivantes:
 - plus la conductivité est bonne, mieux se fait la propagation.
 - pour des antennes au sol ($h_1=h_2=0$), l'onde d'espace est négligeable devant l'onde de surface, donc l'onde de sol est presque égale à l'onde de surface.
 - pour des antennes à surélévation importante ($h_1=h_2 \geq 10\lambda_0$), l'onde de surface est négligeable devant l'onde d'espace, donc l'onde de sol est presque égale à l'onde d'espace. Et si le premier ellipsoïde de Fresnel est dégagé, alors l'onde de sol sera égale à l'onde directe.
 - pour des antennes à surélévation légère ($h_1=h_2=\lambda_0$), toutes les ondes, (d'espace, de surface, directe et réfléchi), vont contribuer à la formation de l'onde de sol.
 - plus la fréquence est basse, mieux se propagent les ondes.

Donc on peut dire que le sol est un filtre passe bas.

- Nous avons vu que la troposphère qui se caractérise par des petites variations de son indice de réfraction, induit de grandes influences sur la propagation des ondes électromagnétiques. On a vu aussi que certaines conditions météorologiques provoquent la formation des conduits troposphériques qui sont des guides d'ondes où on trouve deux types, le premier est avec réflexion sur le sol et le second est sans réflexion sur le sol. les ondes qui s'emprisonnent dans ces conduits peuvent se propager à de très grandes distances. On a vu aussi que la troposphère provoque des atténuations (par absorption) par les gaz et la vapeur d'eau qui s'y retrouvent, mais leurs actions sont plus senties aux fréquences supérieures à 12GHz.

- l'instabilité des couches de l'ionosphère et la variation de ses caractéristiques donnent un caractère fluctuant de ses grandeurs. On a constaté que l'ionosphère est un très bon support de propagation pour les ondes décamétriques (3-30 MHz). On a vu qu'il existe une LUF (fréquence minimale utilisable) pour laquelle toutes les fréquences au-dessous sont absorbées par l'ionosphère. Mais on a aussi vu l'existence d'une MUF (fréquence maximale utilisable) pour laquelle les fréquences au-dessus traversent toutes les couches ionosphériques.

Donc l'ionosphère est un filtre passe haut.

La compréhension des différentes influences de ces trois milieux sur la propagation des ondes radioélectriques est d'une grande importance dans le domaine des télécommunications par voies hertziennes.



ANNEXE



ANNEXE

Fonctions pour ondes de sol :

$$E_0 = 3\sqrt{10}\sqrt{P_r} \quad (1)$$

$$k_0 = \frac{2\pi f}{c} \quad (2)$$

$$\lambda_0 = \frac{2\pi}{k_0} \quad (3)$$

$$\varphi_1 = \arctan \left| \frac{h_2 - h_1}{d} \right| \quad (4)$$

$$\varphi_2 = \arctan \left| \frac{h_2 + h_1}{d} \right| \quad (5)$$

$$r_1 = \sqrt{d^2 + (h_2 - h_1)^2} \quad (6)$$

$$r_2 = \sqrt{d^2 + (h_2 + h_1)^2} \quad (7)$$

$$\dot{\epsilon}_r = \epsilon_r + j\lambda_0\sigma \quad (8)$$

$$R_v = \frac{\dot{\epsilon}_r \sin(\varphi_2) - \sqrt{\dot{\epsilon}_r - \cos^2(\varphi_2)}}{\dot{\epsilon}_r \sin(\varphi_2) + \sqrt{\dot{\epsilon}_r - \cos^2(\varphi_2)}} \quad (9)$$

$$E_d = E_0 \frac{\exp(jk_0 r_1)}{r_1} \cos^2(\varphi_1). \quad (10)$$

$$E_r = E_0 \frac{\exp(jk_0 r_2)}{r_2} \cos^2(\varphi_2). \quad (11)$$

$$E_{esp} = E_d + E_r \quad (12)$$

$$\rho_0 = \frac{jk_0 r_2}{2} \left[\frac{r_2 - \cos^2(\varphi_2)}{\dot{\epsilon}_r^2} \right] \quad (13)$$

$$v = \frac{4\rho_0}{(1 - R_v)^2} \quad (14)$$

$$z = \sqrt{v} \quad (15)$$

$$f(z) = \exp(-z^2).erfc(-jz) \quad (16)$$

ANNEXE

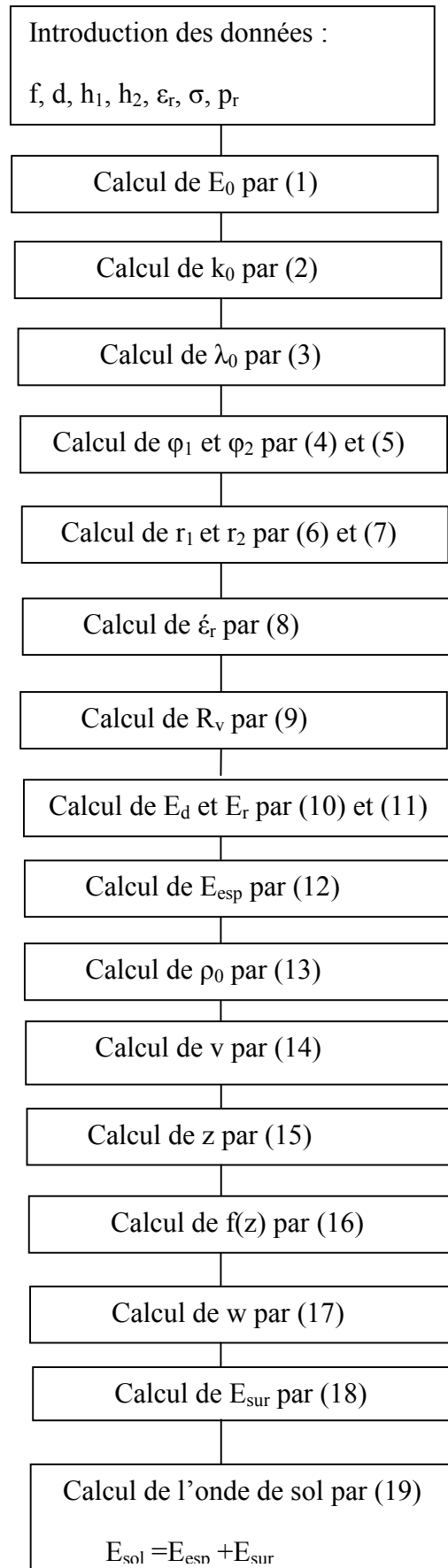
$$w=1+j\sqrt{\pi}.z.f(z) \quad (17)$$

$$E_{sur} = (1-R_v).w.E_0.\frac{\exp(jk_0r_2)}{r_2} \quad (18)$$

$$E_{sol} = E_{esp} + E_{sur} \quad (19)$$

Algorithme du calcul de l'onde de sol

ANNEXE





BIBLIOGRAPHIE



Références bibliographiques

- [1] **Jean Claude Pelissolo**, « Propagation des ondes radioélectriques, *fascicule 1*, bases théoriques rôle et influence du sol » ; E.N.S.T.A 1982
- [2] **Adni El Mahdi Ahcene**, Etude et calcul de l'onde de sol au voisinage d'une terre plane, homogène, de conductivité finie »
'Mémoire de fin d'étude-département ELN- 2000-2001'
- [3] **H.Dirami et O.Louzini**, « étude des ondes radioélectriques dans la troposphère claire»
'Mémoire de fin d'étude-département ELN- 2007-2008'
- [4] **Dominic Grenier**, « antenne et propagation radio »
'Département de génie électrique et de génie informatique- Université Laval- Québec, Canada G1V 0A6' Hiver 2011
- [5] **John .A. Richards**, « Radio wave propagation»
The Australian National University Res. School of Information & Sciences Engineering (RSISE), Dept. Information Engineering' Australia 2008
- [6] **Kanane Hocine**, Etude de la propagation d'une onde électromagnétique au-dessus d'un terrain irrégulier et/ou non homogène.
« *Mémoire de magister en automatique industrielle, mai 1999*»
- [7] **Robert.K.Crane**, Propagation Handbook for Wireless Communication System Design
Boca Raton London New York Washington, D.C.
Library of Congress Cataloging-in-Publication Data
2003 CRC Press LLC.

Site internet:

home.ict.nl/~arivoors