

TABLES DES MATIERES

INTRODUCTION.....	1
CHAPITRE 1. GENERALITES SUR LES ONDES ELECTROMAGNETIQUES.....	2
<i>1.1 Concept de base</i>	2
1.1.1 Définition d'une onde électromagnétique.....	2
1.1.2 Caractéristiques d'une onde électromagnétique.....	3
1.1.2.1 Fréquence et longueur d'onde	3
1.1.2.2 Classification des ondes électromagnétiques	3
1.2 Les paramètres d'une antenne	5
1.2.1 La résistance d'une antenne	5
1.2.2 Coefficient d'efficacité	6
1.2.3 Bande passante	6
1.2.4 Diagramme de rayonnement	7
1.2.5 Angle d'ouverture, lobe principale et lobe secondaire	7
1.2.6 Gain de directivité et gain de puissance	8
1.2.7 Longueur effective et hauteur effective	8
1.2.8 Densité surfacique de puissance.....	9
1.3 Types d'ondes.....	10
1.3.1 Onde plane	10
1.3.2 Onde sphérique.....	11
1.4 Modèles mathématiques	12
1.4.1 Notions des postulats de l'électromagnétisme.....	12
1.4.2 Grandeurs introduite en électromagnétisme	13
1.4.3 Les équations de Maxwell.....	14
1.4.3.1 Equations de Maxwell sous forme intégrale.....	14
1.4.3.2 Equations de Maxwell sous forme différentielle	15
1.5 Polarisation d'une onde électromagnétique	15
1.5.1 Polarisation rectiligne	16
1.5.1.1 Polarisation parallèle	16
1.5.1.2 Polarisation perpendiculaire.....	17
1.5.2 Polarisation elliptique	17
1.5.3 Polarisation circulaire.....	18
1.6 Les ondes électromagnétiques et les réseaux sans fil.....	19
1.6.1 Intérêt du sans fil.....	19
1.6.2 Les ondes électromagnétiques	19
1.6.3 Sécurité des communications	21

CHAPITRE 2. PROPAGATION DES ONDES ELECTROMAGNETIQUES DANS	
DIFFERENTS MILIEUX.....	22
<i>2.1 Les paramètres d'un milieu.....</i>	<i>22</i>
2.1.1 Permittivité électrique.....	22
2.1.2 Perméabilité magnétique	22
2.1.3 Conductivité	23
2.1.4 L'indice de réfraction.....	25
2.1.4.1 L'indice comme caractéristique de propagation	25
2.1.4.2 Dépendance de l'indice en fonction des conditions liées au milieu	25
<i>2.2 Les différents milieux</i>	<i>25</i>
<i>2.3 Ondes électromagnétique dans un milieu conducteur</i>	<i>26</i>
<i>2.4 Ondes électromagnétique dans un milieu diélectrique.....</i>	<i>28</i>
2.4.1 Cas d'un milieu isotrope	28
2.4.2 Cas d'un milieu anisotrope.....	29
<i>2.5 Propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu semi-conducteur</i>	<i>29</i>
2.5.1 Fréquence critique.....	31
2.5.2 Equation de propagation	31
<i>2.6 Réflexion et réfraction des ondes électromagnétiques</i>	<i>31</i>
2.6.1 Conditions aux limites.....	31
2.6.2 Incidence normale	33
2.6.3 Incidence oblique.....	34
2.6.3.1 Polarisation parallèle	34
2.6.3.2 Polarisation orthogonale.....	36
2.6.4 Réflexion normale sur un diélectrique pur	37
2.6.5 Réflexion totale et onde de surface.....	38
<i>2.7 Interférence des ondes électromagnétiques</i>	<i>39</i>
<i>2.8 La diffraction des ondes</i>	<i>41</i>
CHAPITRE 3. LES FACTEURS ATMOSPHERIQUES LIES A LA PROPAGATION.....	43
3.1 Définition	43
3.2 Caractéristiques de la basse atmosphère.....	44
3.2.1 Pression atmosphérique.....	44
3.2.1.1 Le modèle troposphérique	44
3.2.1.2 Modèle stratosphérique	45
3.2.2 Température atmosphérique.....	45
3.2.3 La pluie.....	46

3.2.4	Permittivité relative de la pluie	46
3.2.5	Humidité.....	47
3.2.6	Les gaz.....	48
3.2.7	Les nuages.....	49
3.3	<i>Caractéristiques de la haute atmosphère</i>	49
3.3.1	Les couches	49
3.3.1.1	<i>La couche D</i>	49
3.3.1.2	<i>La couche E</i>	49
3.3.1.3	<i>La couche F</i>	50
3.3.2	Densité des électrons	50
3.3.3	La fréquence critique.....	51
3.3.4	Indice de réfraction du milieu ionisé	52
CHAPITRE 4. PROPAGATION DES ONDES RADIOELECTRIQUES DANS		
L'ATMOSPHERE.....		53
4.1	<i>Mode de propagation des ondes</i>	53
4.2	<i>Propagation des ondes de radiocommunication dans la biosphère</i>	53
4.2.1	Propagation dans un milieu homogène.....	53
4.2.2	Propagation dans un milieu hétérogène	53
4.2.2.1	<i>Vitesse de propagation</i>	54
4.2.2.2	<i>Equation d'onde</i>	54
4.2.2.3	<i>Equation de propagation dans la biosphère</i>	55
4.2.3	Réfraction dans la biosphère	56
4.2.3.1	<i>Rayon de courbure de la propagation</i>	56
4.2.3.2	<i>Rayon équivalent de la terre</i>	57
4.2.3.3	<i>Coïndice de réfraction</i>	59
4.2.3.4	<i>Susceptibilité électrique</i>	60
4.2.3.5	<i>Gradient d'indice et les différentes réfractions</i>	61
4.2.4	L'hyperréfraction.....	62
4.3	<i>Atténuation et transpolarisation</i>	62
4.3.1	Dépolarisation.....	62
4.3.2	Absorption par les gaz	63
4.3.2.1	<i>Liaisons Terrestres</i>	63
4.3.2.2	<i>Liaisons Terre-Espace</i>	63
4.3.3	Atténuation par la pluie.....	64
4.3.3.1	<i>Liaison Terrestre</i>	64
4.3.3.2	<i>Liaison Terre-espace</i>	64
4.3.4	Atténuation par le nuage	65
4.3.5	La scintillation	65
4.4	<i>Propagation des ondes radioélectriques dans l'ionosphère</i>	65

4.4.1 Equation de mouvement en absence du champ magnétique terrestre.....	65
4.4.2 Variation de la fréquence critique	66
4.4.2.1 Sondage sol-air orthogonale ou verticale	66
4.4.2.2 Sondage sol-air oblique ou incliné.....	67
4.4.2.3 Sondage sol-air oblique pour une Terre sphérique	67
4.4.3 Influence de l'ionosphère.....	68
4.4.3.1 Effet Faraday.....	68
4.4.3.2 Retard de propagation	69
4.5 Les modes de propagation ionosphérique.....	69
4.5.1 Les modes simples	69
4.5.2 Les modes multiples	69
4.5.3 Les modes mixtes.....	70
4.6 Influence du champ magnétique terrestr.....	70
4.6.1 Le champ magnétique terrestre	70
4.6.2 Influence du champ Ho.....	71
4.7 Mode de propagation et utilisations par gamme de fréquence.....	72
4.7.1 Ondes kilométriques	72
4.7.2 Ondes hectométriques.....	72
4.7.3 Ondes décamétriques	72
4.7.3.1 Distance de saut et zone de silence.....	73
4.7.3.2 Angle de départ, angle d'arrivée	73
4.7.3.3 Ondes de fréquences supérieures à 30 MHz.....	73
4.7.4 Applications	73
CHAPITRE 5. SIMULATION SOUS MATLAB.....	75
5.1 La page d'accueil et les interfaces de simulation	75
5.2 Etude dans la basse atmosphère à Madagascar	77
5.2.1 Indice de réfraction	77
5.2.2 Angle de courbure	78
5.2.3 Le rayon équivalent terrestre.....	78
5.2.4 La portée de visibilité.....	79
5.3 Etude dans la haute atmosphère	79
5.3.1 Indice de réfraction dans l'ionosphère	79
5.3.2 Altitude de réflexion.....	80
5.4 Exemples de simulation.....	80
CONCLUSION.....	82
ANNEXE 1 : CHAMPS ELECTROMAGNETIQUES ET SANTE PUBLIQUE.....	83

<u>A.1.1 Stations de base et technologies sans fil</u>	83
<u>A.1.2 Inquiétudes sur la santé</u>	83
ANNEXE 2 : DEMONSTRATIONS DES EXPRESSIONS	85
<u>A.2.1 Formule (2.15 et 2.16) pour un champ (magnétique et électrique) donné dans le cas d'une onde plane harmonique</u>	85
<u>A.2.2 Expressions de l'amplitude des champs pour une incidence oblique</u>	85
<u>A.2.2.1 Polarisation parallèle</u>	85
<u>A.2.2.1.1 Onde incidente</u>	85
<u>A.2.2.1.2 Onde réfléchie</u>	86
<u>A.2.2.1.3 Onde réfractée</u>	86
<u>A.2.2.2 Polarisation orthogonale</u>	87
<u>A.2.2.2.1 Onde incidente</u>	87
<u>A.2.2.2.2 Onde réfléchie</u>	87
<u>A.2.2.2.3 Onde réfractée</u>	88
ANNEXE 3 : CODES SOURCES DE LA PROGRAMMATION	89
<u>A.3.1 Cas de la basse atmosphère</u>	89
<u>A.3.1.1 Indice de réfraction</u>	89
<u>A.3.1.2 Angle de courbure</u>	89
<u>A.3.1.3 Portée de visibilité</u>	90
<u>A.3.1.4 Rayon terrestre équivalent</u>	90
<u>A.3.2 Cas de la haute atmosphère</u>	91
<u>A.3.2.1 Indice de réfraction</u>	91
<u>A.3.2.2 Altitude de réflexion</u>	91
BIBLIOGRAPHIE	93

NOTATIONS

A	Densité des électrons
A_0	Coefficient d'atténuation
\vec{B}	Induction magnétique
BP	Bande passante
BFWA	Broadband Fixed Wireless Access
c	Vitesse de la lumière
d	Diamètre d'une antenne
\vec{D}	Induction électrique
D_0	Distance de visibilité
ϵ	Permittivité électrique
ϵ_r	Permittivité relative
e	Charge électrique élémentaire de l'électron
el.	Électrons
\vec{E}	Champ électrique
ELF	Extremely High Frequencies
γ	Coefficient d'absorption
f	Fréquence
f_0	Fréquence critique
f_G	Fréquence gyroscopique
FMU	Fréquence Maximale Utilisable
g	Gradient d'indice
G_D	Gain de directivité
G_p	Gain de puissance
GSM	Global System for Mobile
h	Altitude
\vec{H}	Champ magnétique
He	Hauteur de l'antenne d'émission
h_{eff}	Hauteur effective
HF	High Frequencies
Hr	Hauteur de l'antenne de réception
H_0	Champ magnétique terrestre

i	Angle d'incidence
I	Intensité de courant
\vec{j}	Densité de courant
k	Nombres d'onde
\vec{k}	Vecteur d'onde
λ	Longueur d'onde
λ_{eff}	Longueur d'onde effective
l	longueur d'une antenne
LF	Low Frequencies
μ	Perméabilité magnétique
μ_r	Perméabilité relative
m	Masse de l'électron
MF	Medium Frequencies
η	Coefficient d'efficacité
n	Indice de réfraction
N	Coïndice de réfraction
ψ	Phase
P	Pression
P_{sol}	Pression au sol
P_e	Pression partielle de vapeur d'eau
P_r	Puissance de rayonnement
P_t	Densité de puissance
q	Charge électrique
r	Angle de réflexion
\vec{r}	Position spatiale
R	Rayon de la terre
R'	Rayon terrestre équivalent
r_o	Résistance ohmique
RA	Rapport axial
R_{ant}	Résistance de l'antenne
R_{arc}	Rayon d'un arc
R_r	Résistance de rayonnement

$R_n, R_{//}, R_{\perp}$	Coefficient de réflexion
σ	Conductivité
S	Semens
SHF	Super High Frequencies
θ	Colatitude
$\vec{\tau}_0$	Vecteur unitaire tangente
t	Temps
T	Température
T_f	Période
TEL	Taux d'ellipticité
TIC	Technologies de l'information et de la communication
$T_n, T_{//}, T_{\perp}$	Coefficient de transmission
T_{sol}	Température au sol
UHF	Ultra High Frequencies
UV	Ultraviolet
v	Vitesse de déplacement
v_e	concentration de vapeur d'eau
v_g	Vitesse de groupe
VHF	Very High Frequencies
VLF	Very Low Frequencies
v_{ϕ}	Vitesse de phase
WLAN	Wireless Local Area Network
WLL	Wireless Local Loop
$\vec{\nabla}$	Opérateur vectoriel
Δ	Profondeur de diffusion
ρ_E	Densité de charge électrique
χ_e	Susceptibilité électrique
χ_m	Susceptibilité magnétique
α_r	Courbure
v	Pulsation des chocs
ω	Pulsation

INTRODUCTION

Les ondes électromagnétiques sont des éléments physiques d'une importance extrême puisqu'elles nous permettent la communication entre les systèmes grâce à leurs propriétés de propagation dans une ligne de transmission.

Les théories de l'onde électromagnétique furent inventées par James Clerck Maxwell en 1864. Il parvint à établir les équations qui portent son nom et qui sont la base des nombreuses études théoriques concernant sur les ondes électromagnétiques.

Dans le domaine de télécommunication, le choix d'un système de transmission dépend de divers critères, principalement de nature économique. Aujourd'hui malgré la concurrence, de nombreux réseaux d'infrastructure (téléphonie, diffusion d'émission radio ou télévision, radiocommunication système mobiles, boucle locale radio,...) utilisent encore le rayonnement d'onde électromagnétique pour assurer leur liaison. En outre la propagation des ondes radio via l'ionosphère est un moyen important des radiocommunications à longue distance car des milliers de radioamateurs et d'opérateurs commerciaux utilisent l'ionosphère (liaison transhorizon) chaque jour pour réaliser des contacts sur de vastes distances.

Le système de transmission sans fil est devenue une pratique courante pour le transport d'informations à distances quelconques. Mais la mise en œuvre d'une telle transmission nécessite beaucoup l'étude des phénomènes et des paramètres intervenant dans le milieu de propagation de l'onde qui n'est que l'atmosphère. Cet ouvrage est axé sur ce domaine et s'intitule : « **Les phénomènes de propagation des ondes radioélectriques dans l'atmosphère** ».

Ce travail se divise en cinq chapitres. Le premier chapitre illustre la généralité sur les ondes électromagnétiques ainsi que quelques paramètres essentiels d'une antenne et le résumé sur les applications dans les réseaux sans fil seront énoncés. Le deuxième traitera la propagation des ondes radioélectrique dans différents milieux tel que le diélectrique, le conducteur et le semi-conducteur. Puisque le milieu de propagation est l'atmosphère, le troisième chapitre sera plus orienté à l'étude des caractéristiques essentielles liées à la propagation de ce milieu.

Ensuite la propagation des ondes radioélectriques dans l'atmosphère est l'objet du quatrième chapitre. Et nous verrons enfin au chapitre cinq une partie simulation qui permet d'avoir la variation de l'indice de réfraction et ses conséquences dans l'établissement d'une liaison à distance.

CHAPITRE 1. GENERALITES SUR LES ONDES ELECTROMAGNETIQUES

Les ondes électromagnétiques sont des éléments physiques d'une importance extrême dans le domaine de télécommunications et surtout en radiocommunications. Comme les ondes radioélectriques font partie des ondes électromagnétiques, ce chapitre illustre les théories de base sur les ondes électromagnétiques et leurs classements.

1.1 Concept de base [1], [7]

1.1.1 Définition d'une onde électromagnétique

Une onde traverse un milieu dans lequel elle se propage. Il existe une grande diversité d'ondes de toutes sortes. Les exemples les plus courants sont :

- les ondes mécaniques, comme celles résultant de la déformation de la surface d'un liquide, ou la vibration de la corde d'un instrument de musique
- les ondes sonores, qui résultent de variations de la pression de l'air

Les ondes électromagnétiques se distinguent par le fait qu'elles n'ont besoin d'aucun milieu matériel pour exister. Comme on le verra par la suite, la propagation consiste en une variation simultanée de deux quantités vectorielles appelées *champ*.

Ainsi, les ondes électromagnétiques se rattachent à des phénomènes électriques et magnétiques. Elles sont caractérisées par la présence de deux champs variables : l'un électrique noté \vec{E} et l'autre magnétique noté \vec{B} ou \vec{H} . La notion de champ désigne toute la région de l'espace dans laquelle se manifeste l'action de forces électriques dans le cas du premier et forces magnétiques dans le second.

Une onde *se propage* ou se déplace dans le vide à une vitesse sensiblement égale à celle de la lumière, notée $c = 3.10^8 \text{ m.s}^{-1}$. En général, les deux champs sont perpendiculaires entre eux et orthogonaux à la direction de propagation, d'où le nom d'une *onde transverse*. Les directions relatives des lignes de champ et de la propagation de l'onde sont représentées par la figure 1.01 :

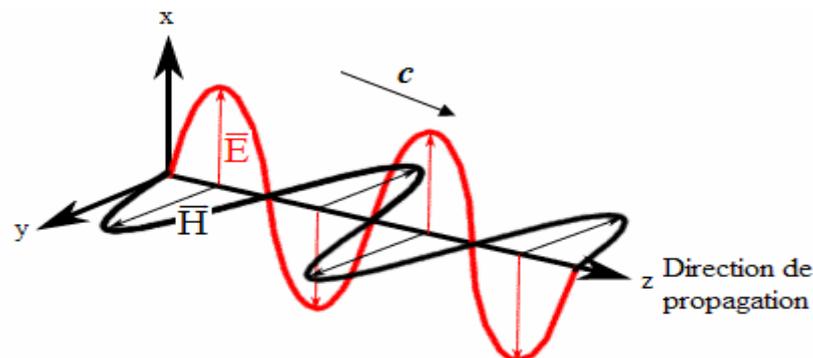


Figure 1.01 : Direction de propagation de l'onde suivant les directions relatives des champs

1.1.2 Caractéristiques d'une onde électromagnétique

Une onde électromagnétique est caractérisée par sa fréquence, sa période, sa longueur d'onde et son intensité énergétique.

1.1.2.1 Fréquence et longueur d'onde

Pour les deux champs, la fréquence représente le nombre de vibrations par unité de temps (seconde), l'unité de fréquence est le hertz (Hz). C'est l'inverse de la période des oscillations T_f :

$$f = \frac{1}{T_f} \quad (1.01)$$

Et la longueur d'onde (en m) indique la longueur parcourue pendant une vibration. C'est ainsi le trajet parcouru par une onde après une période d'oscillation :

$$\lambda = c \cdot T_f \quad (1.02)$$

avec λ en (m), c en (m/s) et T_f en (s)

1.1.2.2 Classification des ondes électromagnétiques

Il existe de nombreux types d'ondes électromagnétiques (voir figure 1.02). Chaque onde est classée selon sa longueur d'onde ou sa fréquence, essentiellement pour des raisons de commodité. On distingue : les ondes électriques, les ondes radio, les micro-ondes, les rayons infrarouges, les rayons lumineux visibles, les rayons ultraviolet, les rayons X, les rayons γ et les rayons cosmiques. Parfois les ondes en radiofréquences et les micro-ondes sont groupés en ondes hertziennes ou onde de radioélectriques qui sont les plus utilisées en communication.

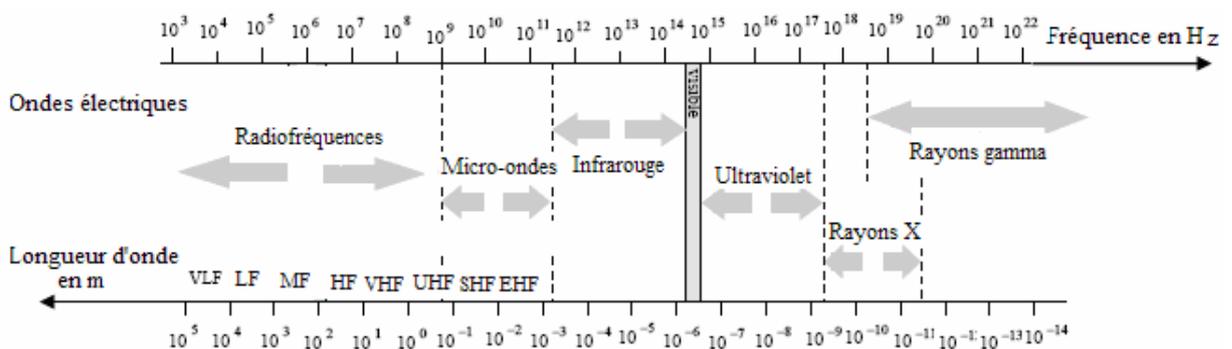


Figure 1.02 : Spectre des ondes électromagnétiques

Pour les ondes radioélectriques, une classification des bandes de fréquences est nécessaire car les technologies à utiliser et les conditions de propagation dépendent fortement de la longueur d'onde. La classification des ondes de radioélectrique est résumée par le tableau 1.01.

Dénomination	Fréquence	Longueur d'onde	Désignation métrique des ondes
VLF Very Low Frequencies Très basses fréquences Grande onde (GO)	10 kHz à 30 kHz	10 km à 30km	myriamétriques
LF <i>Low Frequencies</i> Basses fréquences Onde longue	30 kHz à 300 kHz	1 km à 10 km	kilométriques
MF <i>Medium Frequencies</i> Fréquences moyennes Onde moyenne ou petite onde (PO)	300kHz à 3MHz	100 m à 1 km	hectométriques
HF <i>High Frequencies</i> Hautes fréquences	3 MHz à 30 MHz	10m à 100m	décamétriques
VHF <i>Very High Frequencies</i> Très hautes fréquences	30 MHz à 300MHz	1 m à 10 m	métriques
UHF <i>Ultra High Frequencies</i> Ultra hautes fréquences	300 MHz à 3 GHz	10 cm à 1m	décimétriques
SHF <i>Super High Frequencies</i> Hyperfréquences	3 GHz à 30 GHz	1 cm à 10 cm	centimétriques
EHF <i>Extremely High Frequencies</i>	30 GHz à 300 GHz	1 mm à 1 cm	millimétriques

Tableau 1.01: Spectre et dénomination des ondes radioélectriques ou de radiocommunications

1.2 Les paramètres d'une antenne [4], [14], [15]

Puisque les antennes sont les éléments qui permettent de transmettre et de capter des informations par des ondes électromagnétiques dans l'espace libre, rappelons alors les quelques paramètres essentiels d'une antenne.

Les antennes sont des éléments permettant la transition entre une onde guidée (par un câble ou par guide d'ondes) et une onde rayonnée dans l'espace. Une antenne peut de plus servir à diriger le signal dans une direction donnée, par concentration des champs dans une région de l'espace.

Les différents paramètres essentiels d'une antenne sont : sa résistance, son coefficient d'efficacité, son impédance, sa bande passante, sa largeur de faisceau ou angle d'ouverture, son gain de directivité et gain de puissance et son hauteur effective.

1.2.1 La résistance d'une antenne

Pour une antenne, sa résistance permet de lui adapter à celle de l'émetteur ou le récepteur et assurer un transfert maximal d'énergie. Ainsi, l'expression de cette résistance est :

$$R_{\text{ant}} = r_o + R_r \quad (1.03)$$

où R_{ant} : résistance de l'antenne

r_o : résistance ohmique

R_r : résistance de rayonnement

R_r peut être définie comme le rapport entre la puissance émise par l'antenne et le carré du courant maximal au point d'alimentation.

Alors, une puissance électrique fournie à une antenne, est d'une part traduite en rayonnement électromagnétique et, d'autre consommée par échauffement. Une antenne sera d'autant plus efficace que le rapport $\frac{R_r}{r_o}$ est plus grand.

Dans le cas où la longueur l de l'antenne est plus petite que $\frac{\lambda}{4}$, l'expression de R_r est :

$$R_r = 80.\pi^2 \cdot \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 \quad (1.04)$$

Cette résistance varie en sens inverse du diamètre d de l'antenne. Le tableau 1.02 illustre quelques résultats en fonction du rapport $\frac{\lambda}{2.d}$.

$\frac{\lambda}{2d}$	50	60	70	100	200	400	1000	3000	10000	100000	Infini
$R_r (\Omega)$	56	58	59	60	61	62	62,8	64	65	67	73

Tableau 1.02 : Variation de R_r en fonction de $\frac{\lambda}{2d}$

Notons que dans le cas d'une antenne horizontale, la valeur de R_r est au voisinage de **73Ω** tandis que dans le cas d'une antenne verticale, les variations sont insignifiantes.

1.2.2 Coefficient d'efficacité

Par définition, le coefficient d'efficacité η d'une antenne est :

$$\eta = \frac{R_r}{r_0 + R_r} \quad (\%) \quad (1.06)$$

En pratique η peut atteindre **75 à 95 %**.

1.2.3 Impédance

C'est la somme vectorielle de la résistance d'entrée R et la réactance X , son expression est :

$$Z = R + jX \quad (1.07)$$

L'impédance varie en fonction de la longueur de l'antenne dont la référence est la longueur de résonance $\frac{\lambda}{2}$ (car les calculs et l'expérience montrent que la diffusion de rayonnement optimale est obtenue avec une antenne de longueur multiple entier de demi-longueur d'onde dite *antenne de Hertz*). L'impédance devient inductive ou capacitive (apparition subite de X), selon que la longueur de l'antenne est plus longue ou plus courte que la longueur de résonance

1.2.3 Bande passante

C'est le domaine des fréquences pour lesquelles l'opération de l'antenne est satisfaisante. Si nous prenons l'exemple d'un dipôle placé dans un champ électromagnétique homogène d'intensité constante et de longueur d'onde variable, la tension induite E_R dans le dipôle augmente ou diminue et maximale pour une longueur égale à $\frac{\lambda}{2}$.

Ainsi la bande passante notée BP est définie par la largeur $(f_2 - f_1)$ qui correspond à une diminution de E_R de 30% de sa valeur maximale. On remarque que plus le diamètre de l'antenne est élevé, plus sa bande passante augmente (voir figure 1.03).

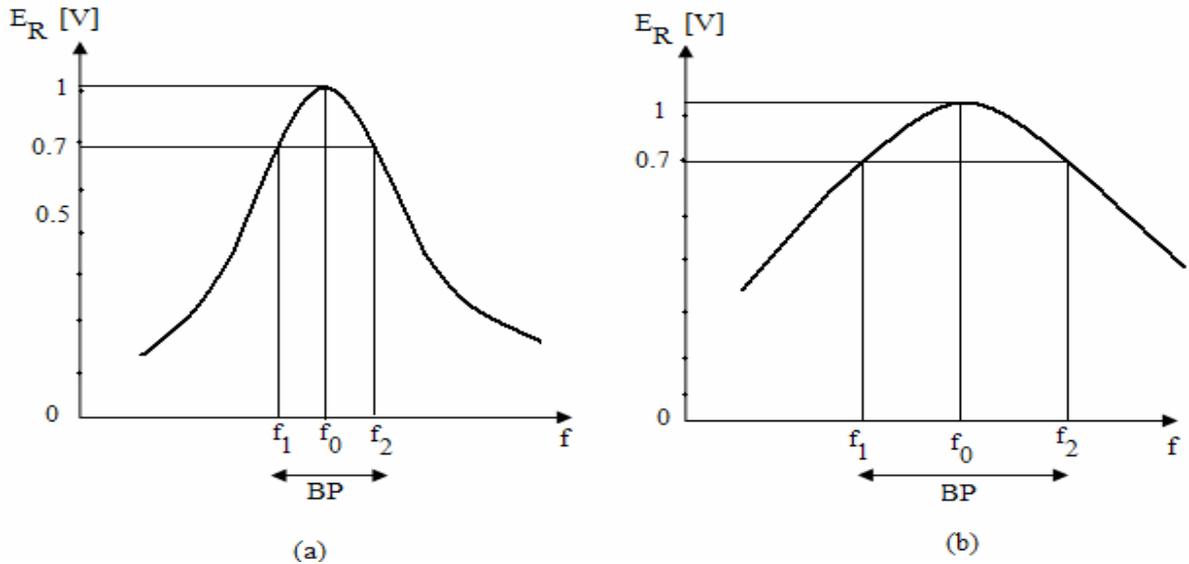


Figure 1.03 : Bande passante d'une antenne

(a) pour un faible diamètre

(b) pour un diamètre plus grand

1.2.4 Diagramme de rayonnement

Tout élément conducteur parcouru par un courant instantané subit une induction de champs et rayonne de l'onde électromagnétique. Ce rayonnement peut être uniforme dans toutes les directions de l'espace ou directive, suivant le type de l'antenne. Le diagramme de rayonnement d'une antenne permet de déterminer le gain directif dans une direction donnée et le gain maximal de rayonnement.

Par définition c'est la représentation en courbe polaire de l'expression :

$$r(\theta, \varphi) = \frac{P(\theta, \varphi)}{P(\theta_0, \varphi_0)} \quad (1.08)$$

avec θ : colatitude

φ : gisement

$P(\theta, \varphi)$ est la puissance rayonnée par l'antenne dans l'unité d'angle solide.

$P(\theta_0, \varphi_0)$ la puissance maximale trouvée dans la direction (θ_0, φ_0) .

1.2.5 Angle d'ouverture, lobe principale et lobe secondaire

Pour une antenne directive, l'ouverture angulaire Ψ est définie comme l'angle existant entre les points dont la densité de puissance de rayonnement est égale à la moitié de la puissance de rayonnement maximale ; c'est aussi la séparation angulaire correspondante à une atténuation d'intensité de 3 dB sur le diagramme de rayonnement de l'antenne (voir figure 1.04).

En principe, les lobes secondaires sont indésirables pour une antenne directive. On se rend compte que plus on les réduit, plus on renforce le lobe principal.

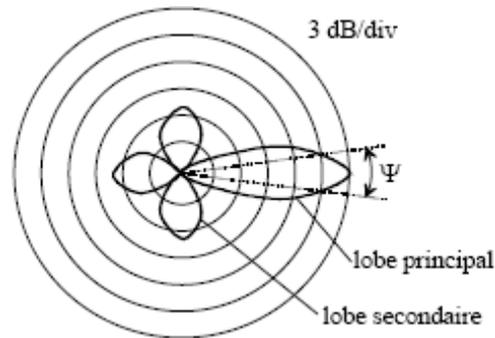


Figure 1.04 : Angle d'ouverture et lobes d'une antenne

1.2.6 Gain de directivité et gain de puissance

Le gain de directivité G_D concerne les antennes directionnelles, la puissance émise dans la direction du lobe principal étant beaucoup plus grande que dans toute autre direction. Par définition, on a l'expression suivante :

$$G_D = \frac{P_p}{P_o} \quad (1.09)$$

où P_p : densité de puissance dans la direction du lobe principal

P_o : densité de puissance qui aurait existé dans une antenne isotropique (antenne qui émet des puissances égales dans toutes les directions)

Le gain de puissance G_p se définit comme le rapport entre une énergie rayonnée et une énergie électrique en tenant compte des pertes ohmiques de l'antenne. L'expression suivante met en évidence la relation entre G_D et G_p :

$$G_p = \eta \cdot G_D \quad (1.10)$$

où $\eta = \frac{R_r}{R_r + r_o}$: le coefficient d'efficacité de l'antenne

1.2.7 Longueur effective et hauteur effective

La longueur effective d'une antenne est légèrement plus grande que sa longueur physique. Ainsi la longueur est fonction de la longueur d'onde effective dont l'expression est :

$$\lambda_{\text{eff}} = \frac{c}{f} \cdot 0,94 \quad (1.11)$$

dans le cas où f est inférieure à 30MHz

et :

$$\lambda_{\text{eff}} = \frac{c}{2f} \cdot K_r \quad (1.12)$$

dans le cas où f est supérieure à 30MHz, où $0,92 < K_r < 0,98$ est une coefficient de raccourcissement.

La hauteur effective d'une antenne est donnée par la relation :

$$h_{\text{eff}} = \frac{\lambda}{\pi} \quad (1.13)$$

Elle détermine la tension V induite dans une antenne par un champ électromagnétique d'intensité E selon la relation :

$$V_{[\text{volts}]} = E_{[\text{volts/m}]} \cdot h_{\text{eff}[\text{m}]} \quad (1.14)$$

1.2.8 Densité surfacique de puissance

L'onde est émise par une source à partir de l'antenne. Et la quantité d'énergie qui traverse par unité de temps une surface sur une sphère à une distance d de l'antenne s'appelle flux. Ainsi, l'intensité énergétique I portée dans un angle solide élémentaire donné autour d'une direction est :

$$I = \frac{d\Phi}{d\Omega} \quad (1.15)$$

$d\Omega$ en [W/s]: Watt/stéradian

$d\Phi$ est le flux d'énergie émis dans l'angle solide $d\Omega$

$d\Omega$ est un angle solide : $d\Omega = dS / R^2$

dS est un élément de surface.

L'énergie de rayonnement est d'autant plus forte que les intensités des champs électriques et magnétiques sont grandes.

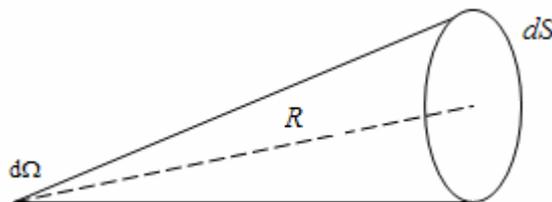


Figure 1.05 : intensité énergétique portée dans un angle solide élémentaire

Quand une source d'onde S dans l'espace alimente une antenne isotrope qui a une puissance de rayonnement P_r , émis uniformément dans toutes les directions, engendrera à la surface de la sphère de rayon r , une densité de puissance P_t qui est définie par :

$$P_t = \frac{P_r}{4 \cdot \pi \cdot r^2} \quad (\text{W/m}^2) \quad (1.16)$$

1.3 Types d'ondes [1]

La forme générique d'une telle onde s'exprime souvent en regroupant les trois coordonnées

spatiales en un vecteur $\vec{r} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$ qui indique la position spatiale. Mais pour étudier les propriétés

des ondes, il est nécessaire de les décrire par une fonction mathématique. Cette fonction peut prendre une forme quelconque, mais on sait qu'elle doit dépendre de deux quantités : le temps et l'espace. En travaillant dans un espace à trois dimensions, la fonction d'onde ψ s'écrira donc :

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \psi(x, y, z, t) \quad (1.17)$$

Pour étudier la propagation d'une onde dans l'espace, on la décrit par la forme des *fronts d'onde*, qui sont les lieux géométriques où la phase de l'onde est constante. Deux types d'ondes tridimensionnelles sont particulièrement intéressants, en raison de la symétrie de leurs fronts d'ondes : l'onde plane et l'onde sphérique.

1.3.1 Onde plane

Pour mieux comprendre les expressions, prenons le cas d'une onde harmonique, c'est-à-dire la fonction ψ est une fonction sinusoïdale ou cosinusoïdale. L'équation générique d'une onde plane harmonique est

$$\psi(\mathbf{r}, t) = A \sin(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \quad (1.18)$$

On constate que l'amplitude (A) est constante, et que les fronts d'onde ont pour équation

$$\vec{k} \cdot \vec{r} = k_x x + k_y y + k_z z = \text{constante} \quad (1.19)$$

Cette équation est celle des plans équiphase (représentée par la figure 1.06) tous perpendiculaires à \vec{k} , le vecteur de propagation de l'onde.

- *Vitesse de phase*

Les plans d'onde se déplacent à la vitesse v_ϕ appelée vitesse de phase définie par :

$$v_\phi = \frac{\omega}{k} \quad (1.20)$$

- *Vitesse de groupe*

C'est la vitesse de déplacement du paquet d'onde ou la forme globale de l'onde, notée v_g définie par :

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} \quad (1.21)$$

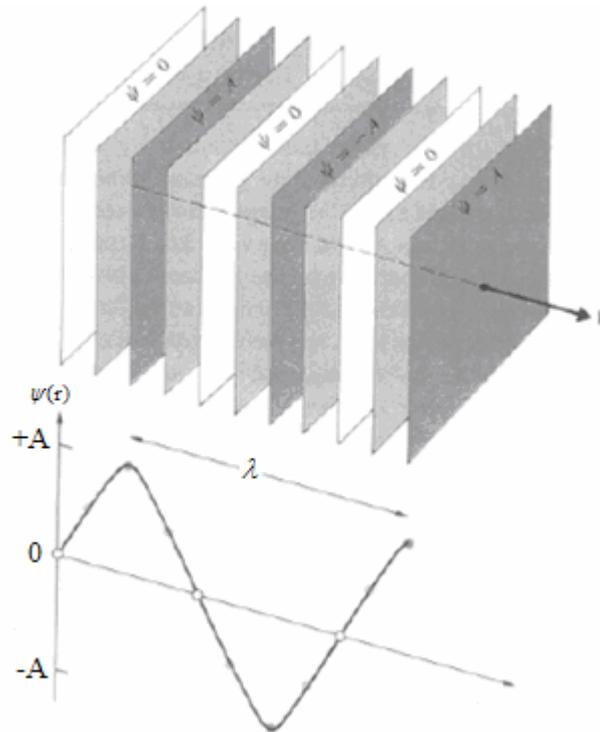


Figure 1.06 : Onde plane harmonique

1.3.2 Onde sphérique

Une deuxième catégorie remarquable d'ondes tridimensionnelles est constituée par les ondes

répondant à l'équation : $\psi(r, t) = \frac{A}{r} \sin(\omega t - k \cdot r)$ (1.22)

Pour ce type d'ondes (figure 1.07), seule la norme de r entre en ligne de compte pour le calcul de la phase et l'amplitude. Les fronts d'onde sont donc de la forme $kr = \text{constante}$, c'est-à-dire l'équation de sphères centrées à l'origine.

Notons qu'à une grande distance de la source, les fronts d'onde sphérique deviennent de plus en plus proches de fronts d'onde plane. Ainsi, on peut assimiler qu'une onde plane est un cas particulier d'une onde sphérique, et une onde quelconque peut être considéré comme une superposition d'ondes planes.

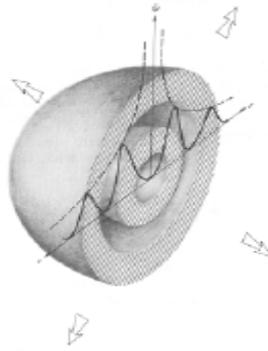


Figure 1.07 : Onde sphérique harmonique

1.4 Modèles mathématiques [9], [16]

Les théories mathématiques de l'onde électromagnétique furent inventées par James Clerk Maxwell. Il a observé que la modélisation d'une onde se fera nécessairement par une fonction de deux variables, le temps et l'espace. Alors pour étudier les propriétés des ondes, il est nécessaire de les décrire par des modèles mathématiques.

1.4.1 Notions des postulats de l'électromagnétisme

L'électromagnétisme regroupe les phénomènes électriques et magnétiques. Les lois de l'électromagnétisme sont la base des équations mathématiques utilisées pour l'étude théorique du rayonnement.

Les relations fondamentales entre les grandeurs physiques sont :

- Une charge électrique q crée un champ électrique

$$\text{Loi de Gauss : } \oiint_A (\vec{B} \cdot d\vec{A}) = \sum_{i=1}^n q_i \quad (1.23)$$

dA est un élément de surface

- Un courant électrique I crée un champ magnétique \vec{B}

$$\text{Loi d'Ampère : } \oint_l (\vec{B} \cdot d\vec{l}) = \mu_0 I \quad (1.24)$$

dl est un élément de longueur.

- Un champ électrique \vec{E} crée, dans un conducteur, un courant

$$\text{Loi d'Ohm : } \vec{j} = \sigma \cdot \vec{E} \quad (1.25)$$

j : densité de courant de déplacement

σ : conductivité

- Une variation du champ \vec{B} (ou \vec{H}), crée un champ \vec{E} .

$$\text{Loi d'induction ou loi de Faraday : } \oint_1 (\vec{E} \cdot d\vec{l}) = -\frac{d}{dt} \iint (\vec{B} \cdot d\vec{A}) \quad (1.26)$$

➤ Une variation du champ \vec{E} (ou \vec{D}), crée un champ \vec{B} .

$$\text{Loi d'Ampère-Maxwell : } \oint_1 (\vec{H} \cdot d\vec{l}) = I + \frac{d}{dt} \iint (\vec{D} \cdot d\vec{A}) \quad (1.27)$$

➤ Il n'existe pas de charge magnétique monopolaire

$$\text{Loi de Gauss magnétique : } \iiint (\vec{B} \cdot d\vec{A}) = 0 \quad (1.28)$$

1.4.2 Grandeurs introduite en électromagnétisme

Nous pouvons résumer sous forme d'un tableau les grandeurs introduites en électricité et en magnétisme avec leur correspondance :

<i>Electricité</i>			<i>Magnétisme</i>		
Notation/Valeur	Désignation	Unité	Notation/Valeur	Désignation	Unité
\vec{E}	champ électrique	V/m	\vec{H}	champ magnétique	A/m
$\epsilon_0 \square 8,854 \cdot 10^{-12}$	Permittivité du vide	F/m	$\mu_0 \square 4\pi \cdot 10^{-7}$	Perméabilité du vide	H/m
$\epsilon_r = \frac{\epsilon}{\epsilon_0}$	Permittivité diélectrique relative		$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0}$	Perméabilité magnétique relative	
$\epsilon = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r$	Permittivité diélectrique absolue	F/m	$\mu = \mu_0 \cdot \mu_r$	Perméabilité magnétique absolue	H/m
$\chi_e = \epsilon_r - 1$	Susceptibilité électrique		$\chi_m = \mu_r - 1$	Susceptibilité magnétique	
$\vec{P}_e = \chi_e \cdot \epsilon_0 \cdot \vec{E}$	Polarisation électrique	C/m ²	$\vec{P}_m = \chi_m \cdot \mu_0 \cdot \vec{H}$	Polarisation magnétique	A/m
$\vec{D} = \epsilon \cdot \vec{E}$	Induction électrique	C/m ²	$\vec{B} = \mu \cdot \vec{H}$	Induction magnétique	T

Tableau 1.03 : Grandeurs utilisées en électromagnétisme

1.4.3 Les équations de Maxwell

Les équations de Maxwell, qui régissent le comportement du champ électrique et du champ magnétique sont groupées dans quatre relations écrites sous forme intégrale ou différentielle.

1.4.3.1 Equations de Maxwell sous forme intégrale

Ces équations sont résumé par le tableau 1.04 telles que :

(a)	$\oiint_A (\vec{D} \cdot d\vec{A}) = \sum_{i=1}^n q_i$	Loi de Gauss (électrique)
(b)	$\oiint (\vec{B} \cdot d\vec{A}) = 0$	Loi de Gauss (magnétique)
(c)	$\oint_1 (\vec{E} \cdot d\vec{l}) = -\frac{d}{dt} \oiint (\vec{B} \cdot d\vec{A})$	Loi de Faraday d'induction électromagnétique
(d)	$\oint_1 (\vec{E} \cdot d\vec{l}) = \sum_{i=1}^n I_i + \frac{d}{dt} \oiint (\vec{D} \cdot d\vec{A})$	Théorème d'Ampère modifié par Maxwell

Tableau 1.04 : Equations de Maxwell sous forme intégrale

La signification physique de ces quatre équations de Maxwell ci-dessus est la suivante :

- (a) Loi de Gauss (électrique): il existe des monopôles électriques dits charges électriques q . Deux sortes de charges : positive et négative. Deux charges de même signe se repoussent, de signe contraire elles s'attirent.
- (b) Loi de Gauss (magnétique): il n'existe pas de monopôle magnétique (ou de charge magnétique isolée).
- (c) Loi de Faraday (induction): toute variation de flux d'induction magnétique génère une tension induite (force électromotrice induite).
- (d) Loi d'Ampère (généralisée): tout courant électrique et toute variation de flux électrique génère un champ magnétique.

Les quatre équations de Maxwell ci-dessus sont données sous une forme intégrale. Il est possible de les exprimer de façon plus compacte (mais plus difficilement compréhensible) sous leur forme différentielle. Pour ceci il est pratique d'introduire l'opérateur vectoriel nabla $\vec{\nabla}$ qui est un opérateur vectoriel à trois composantes définit simplement par :

$$\vec{\nabla} = \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z} \quad (1.29)$$

1.4.3.2 Equations de Maxwell sous forme différentielle

En reprenant les équations de Maxwell sous forme intégrale et en appliquant le théorème de Gauss sur les équations (a) et (b), et le théorème de Stokes sur (c) et (d), nous obtenons directement les quatre équations de Maxwell sous leur forme différentielle, reportées dans le tableau suivant :

(a)	$\text{div}\vec{D} = \vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho_E$	Loi de Gauss (électrique)
(b)	$\text{div}\vec{B} = \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$	Loi de Gauss (magnétique)
(c)	$\text{rot}\vec{E} = \vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$	Loi de Faraday d'induction
(d)	$\text{rot}\vec{H} = \vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J}_c = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \sigma \cdot \vec{E}$	Théorème d'Ampère modifié par Maxwell

Tableau 1.05 : Equations de Maxwell sous forme différentielle

Dans ce tableau (.) désigne le produit scalaire entre deux vecteurs et (\wedge) est le produit vectoriel.

Pour un problème donné, on appliquera les équations de Maxwell soit sous leur forme intégrale ou soit différentielle, en choisissant la forme la plus pratique et la plus appropriée pour le cas à traiter. Etant donné que cet ensemble compact d'équations inclut tout l'électromagnétisme, on considère les équations de Maxwell comme l'une des grandes réalisations de l'esprit humain. Finalement, remarquons que dans un espace libre ou totalement vide où n'existent ni charges électriques ($\rho_E = 0$) et ni courants électriques ($\vec{j} = \vec{0}$), les 4 équations de Maxwell se simplifient et deviennent :

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \end{cases} \quad (1.30)$$

et

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{cases} \quad (1.31)$$

1.5 Polarisation d'une onde électromagnétique [3], [4], [14]

La *direction de polarisation* de l'onde électromagnétique correspond, par définition, à la direction dans laquelle le champ électrique oscille. Ainsi, la polarisation d'une onde plane est

le plan dans lequel varie le champ électrique. En général on distingue trois types de polarisation : la polarisation rectiligne, la polarisation elliptique et la polarisation circulaire.

1.5.1 Polarisation rectiligne

On dit qu'une onde est *polarisée rectilignement ou linéairement* lorsque le champ électrique oscille dans une seule direction en un point donné.

En effet, soient deux ondes dont les vecteurs champ électrique oscillent parallèlement à OX et OY, données par : $\mathbf{E}_x = E_{x,0} \cos(\omega t - kz)$ et $\mathbf{E}_y = E_{y,0} \cos(\omega t - kz)$ où k désigne le nombre d'onde et ω la pulsation.

Le champ électrique résultant oscille le long d'une direction qui forme un angle θ (voir figure 1.08) avec l'axe des x tel que : $\tan \theta = \frac{E_{x,0}}{E_{y,0}}$. Une onde polarisée linéairement le long d'une

direction quelconque peut être considérée comme la superposition de deux ondes polarisées le long des directions orthogonales OX et OY.

θ est constant, et l'onde résultante est donc linéairement polarisée.

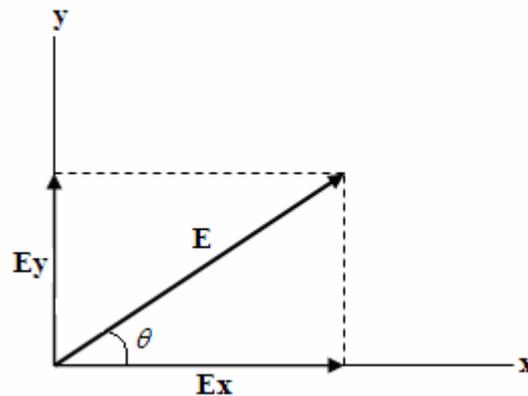


Figure 1.08 : Onde polarisée linéairement le long d'une direction quelconque

Quand l'onde se propage dans un milieu en un autre, l'incidence de l'onde par rapport à ce nouveau milieu est repérée par un plan appelé plan d'incidence. Dans ce cas, la polarisation dépend de l'onde d'incidente.

1.5.1.1 Polarisation parallèle

On parle de polarisation parallèle lorsque le champ \vec{E} est parallèle au plan d'incidence qui n'est que le plan yOz de la figure 1.9.

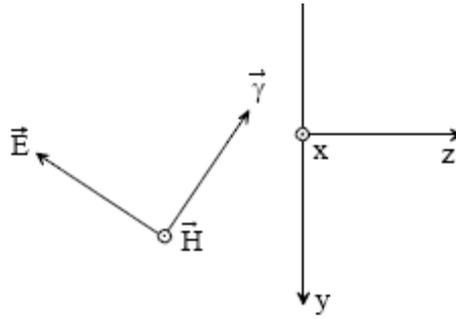


Figure 1.9 : Polarisation parallèle

1.5.1.2 Polarisation perpendiculaire

On parle de polarisation perpendiculaire lorsque le champ \vec{E} est dans un plan perpendiculaire au plan d'incidence. Cette polarisation est illustrée par la Figure 1.10.

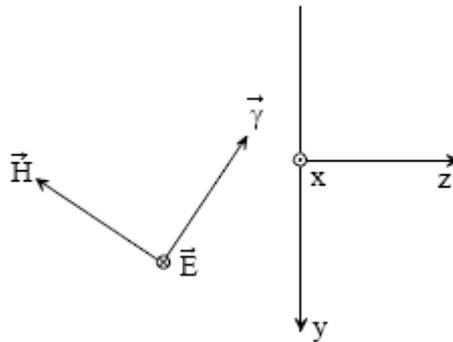


Figure 1.10 : Polarisation orthogonale ou perpendiculaire

1.5.2 Polarisation elliptique

Prenons maintenant le cas où les deux ondes sont déphasées de $\pi/2$. On a alors l'expression des champs électriques le long de OX et OY :

$$\begin{cases} E_x = E_{x,0} \cos(\omega t - kz) \\ E_y = E_{y,0} \cos(\omega t - kz - \pi/2) = E_{y,0} \sin(\omega t - kz) \end{cases} \quad (1.32)$$

Le champ électrique résultant décrira donc une courbe dont l'expression s'obtient en éliminant la variable t entre les deux équations ci-dessus :

$$\frac{E_x^2}{E_{x,0}^2} + \frac{E_y^2}{E_{y,0}^2} = 1 \quad (1.33)$$

c'est-à-dire une ellipse. L'onde est alors dite *polarisée elliptiquement* et caractérisée par les paramètres suivants :

- le sens de rotation, en regardant dans la direction de propagation
 - dextrogyre : dans le sens des aiguilles d'une montre

- lévogyre : dans le sens contraire

- le rapport axial :

$$\mathbf{R.A} = \frac{\mathbf{E}_{\max}}{\mathbf{E}_{\min}} \quad (1.34)$$

- le taux d'ellipticité :

$$\mathbf{T.E.L} = \frac{\mathbf{R.A} + 1}{\mathbf{R.A} - 1} \quad (1.35)$$

- l'angle d'inclinaison Φ de l'ellipse

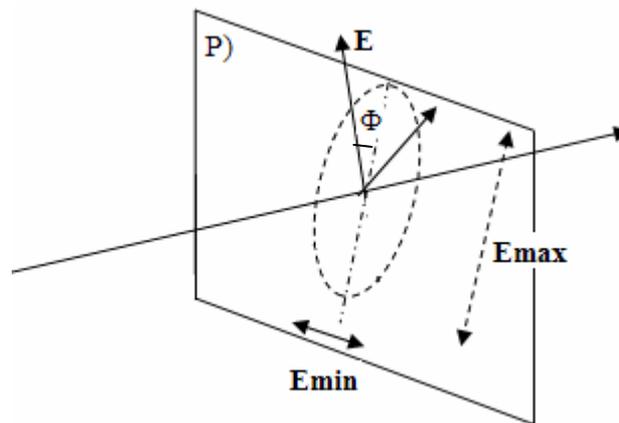


Figure 1.11 : Polarisation elliptique

1.5.3 Polarisation circulaire

Dans le cas particulier où $E_{x,0}=E_{y,0}=E_0$, l'équation ci-dessus devient l'équation d'un cercle de rayon E_0 :

$$\mathbf{E}_x^2 + \mathbf{E}_y^2 = \mathbf{E}_0^2 \quad (1.36)$$

L'onde correspondante est *polarisée circulairement*.

En effet la polarisation rectiligne (verticale ou horizontale) et la polarisation circulaire sont des cas particuliers de la polarisation elliptique car :

- la polarisation est rectiligne lorsque le rapport axial est infini, ce qui est équivalent à une ellipse parfaitement plate où \vec{E} varie seulement en intensité.
- La polarisation est circulaire lorsque le rapport axial est égal à 1, c'est-à-dire que l'intensité du champ électrique \vec{E} est constante.

1.6 Les ondes électromagnétiques et les réseaux sans fil [16]

1.6.1 Intérêt du sans fil

Le besoin de communiquer plus rapidement et plus intensément est à la base des progrès de l'industrie de l'information. Les services multimédias consécutifs imposent des contraintes en terme de débit et de bande passante. Le réseau filaire (paire torsadée, câble) a montré ses limites, il était donc indispensable de proposer une alternative en aval des inforoutes pour garantir une bonne qualité de services aux utilisateurs finaux. Les réseaux sans fil offrent un énorme potentiel à cet effet.

Cette contribution explique le lien entre la demande croissante haut débit et le développement des TIC (Technologies de l'information et de la communication). Puis l'intérêt des réseaux sans fil locaux comme supports est présenté au travers les exemples des WLAN (Wireless Local Area Network) et des WLL (Wireless Local Loop) ou BFWA (Broadband Fixed Wireless Access). Les services susceptibles d'être fournis sont un atout essentiel dans différents secteurs.

Ainsi les intérêts d'un réseau sans fil sont :

- Utilisation croissante des terminaux portables en milieu industriel et logistique,
- Besoin d'un accès permanent des populations nomades au système d'information de l'entreprise.
- Réaliser des installations temporaires (réunions),
- Mettre en place des réseaux en un temps très court,
- Eviter le câblage de locaux, de liaisons inter-bâtiments
- Désengorger les réseaux d'accès et les connexions des utilisateurs souvent sous dimensionnés à l'origine de la lenteur ou des ruptures de services.
- Désenclaver les zones isolées à faible ou à moyenne densité de population peu rentables pour les opérateurs de réseaux filaires.
- Desservir des zones à géographie accidentée et difficiles d'accès à cause du coût exorbitant et de la pénibilité particulière des travaux de génie civil sur ce type de sites.

1.6.2 Les ondes électromagnétiques

Ces réseaux fonctionnent sur le principe de la propagation des ondes électromagnétiques. Un réseau sans fil utilise par exemple une station de base (BTS) avec une couverture de type Point à Point ou Point – Multipoint dit cellulaire. Ce dernier type utilisé dans le plus part des réseaux locaux permet de desservir un ensemble d'abonnés d'une zone prédéfinie. Les liaisons

hertziennes de la BTS vers les abonnés sont dites voies descendantes tandis que les voies montantes désignent les liaisons des abonnés vers la BTS. En outre, l'évolution technique permet aujourd'hui d'envisager les technologies radio comme une alternative au réseau filaire traditionnel. Tous les industriels promettent que les technologies radio permettront d'offrir des services aussi perfectionnés que ceux proposés sur un réseau "filaire" (voix, Internet, vidéocommunication), C'est pourquoi *la boucle locale radio* constitue un enjeu important du développement des télécommunications.

Dans les infrastructures hertziennes, les ondes électromagnétiques se propagent en ligne droite à partir de l'antenne pour assurer l'interconnexion à distance des équipements du réseau et la liaison aux terminales d'abonnés. Dans ce cas, il faut tenir compte de la différence nette entre le bruit ambiant et le signal, de l'atténuation par les obstacles et aux perturbations associés comme la réflexion ; la réfraction ; la diffraction et la diffusion de l'onde.

Selon la technologie et l'architecture du réseau, le choix de fréquence de travail reste encore important pour assurer la liaison.

La répartition de fréquence dans les quelques technologies sans fil est résumée par la figure 1.12.

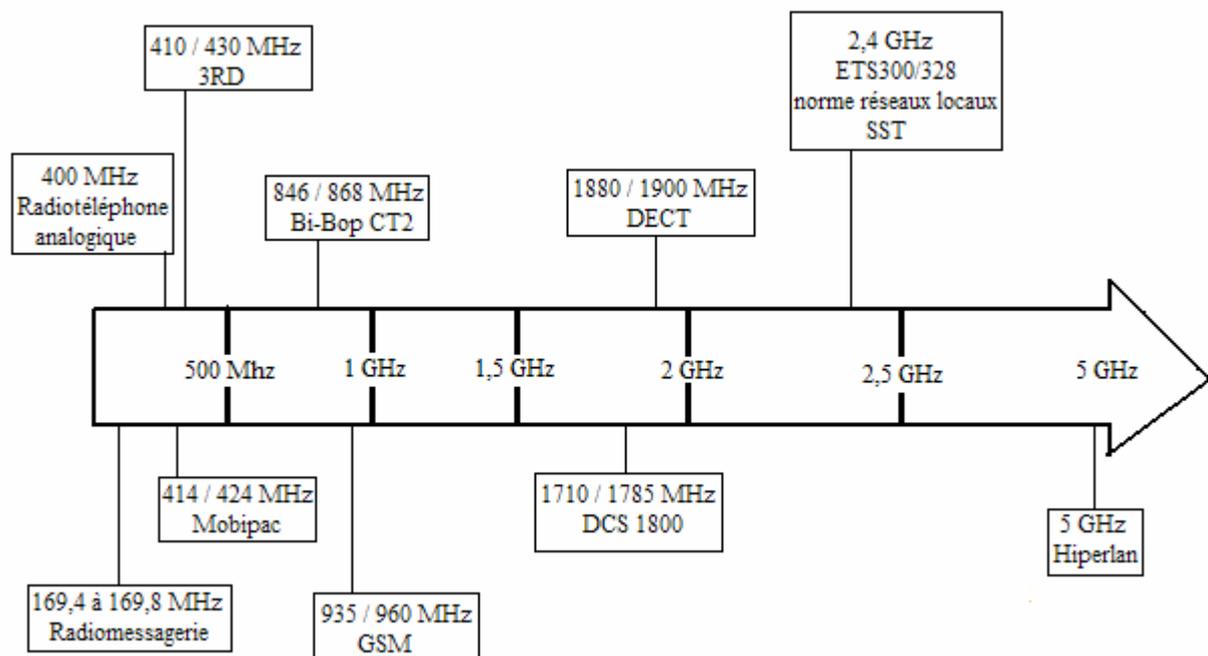


Figure 1.12 : Fréquences utilisées dans les technologies sans fil

3RD : Réseaux Radioélectriques Réservés aux données

CT2: *Cordless telephone 2nd generation*

DECT: Digital European Cordless Telecommunication

GSM: *Global System for Mobile*

1.6.3 Sécurité des communications

L'arrivée des solutions de réseaux locaux sans fil sur le marché de consommation a bouleversé le monde des réseaux informatiques. Il a été possible pour les entreprises d'installer des réseaux rapidement et facilement sans devoir passer par un fil encombrant. Du jour au lendemain, les informations voyageaient dans l'air ambiant sans pour autant s'arrêter aux limites des propriétés. Plusieurs antennes AP (Access Points) livrées avec une configuration de base sans protection ont été installées dans des environnements corporatifs, diffusant des ondes à qui voulait bien les écouter. Ceci donna lieu au nouveau phénomène de « *Wardriving* » qui consiste à se déplacer en voiture avec une antenne réceptrice afin de détecter les réseaux actifs. Une des techniques les plus célèbres est celle décrivant comment fabriquer avec une boîte de « *Pringle* » une antenne qui amplifie les signaux pour épier les communications « *Wireless sniffing* » à une distance allant jusqu'à 3, 23 Km.

En faisant de l'écoute passive des ondes, il est possible d'identifier l'emplacement des antennes et certaines informations fort intéressantes.

CHAPITRE 2. PROPAGATION DES ONDES ELECTROMAGNETIQUES DANS DIFFERENTS MILIEUX

Les équations de propagation électromagnétiques, peuvent être formulées de différentes manières suivant les hypothèses auxquelles elles sont soumises, et ne sont par conséquent pas strictement équivalentes en terme d'approximation. Dans un milieu, on utilise en général la formulation différentielle des équations de Maxwell exprimées dans le domaine temporel ou spectral. Mais il est nécessaire de connaître en premier lieu les paramètres électromagnétiques du milieu de propagation.

2.1 Les paramètres d'un milieu [5], [12]

Les paramètres électromagnétiques d'un milieu sont la permittivité électrique ϵ , la perméabilité magnétique μ , la conductivité σ et l'indice de réfraction n .

2.1.1 Permittivité électrique

La permittivité ou constante diélectrique ϵ (en F/m) d'un milieu est un paramètre lié à la propagation de l'onde.

La permittivité absolue d'un matériau est le produit de sa permittivité relative (voir tableau 2.01) multipliée par la permittivité du vide selon la formule :

$$\epsilon = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \quad \text{avec} \quad \epsilon_0 = \frac{1}{36 \cdot \pi \cdot 10^9} = 8,85 \text{ (pF/m) : permittivité du vide}$$

Diélectrique	Bakélite	Caoutchouc	Mica	Paraffine	Plexiglas	Polyéthylène	Polystyrène
Permittivité relative	1	4	6	2,2	3,3	2,25	2,4

Tableau 2.01 : Permittivité relative de quelques diélectriques

2.1.2 Perméabilité magnétique (μ en H/m)

Elle correspond à l'énergie stockée ou perdue dans le matériau suite aux phénomènes d'induction magnétique, à l'instar de ce qu'était la permittivité vis à vis du déplacement de charge. La superposition des moments magnétiques orbitaux (dues à la rotation des électrons autour du noyau), et des spins (dues à la rotation des électrons sur eux mêmes) caractérise le diamagnétisme si la résultante est nulle et la paramagnétisme sinon.

En présence d'un champ magnétique extérieur, le matériau diamagnétique développe un moment induit dans le sens opposé au champ appliqué, alors que dans un matériau paramagnétique les moments existant tendent à s'aligner suivant le champ d'excitation. Il arrive dans certains matériaux que les spins soient naturellement orientés dans la même

direction : ils sont dit ferromagnétiques. Les amplitudes de champs résultants sont dans ce cas bien plus importantes que pour le diamagnétisme et le paramagnétisme.

La perméabilité magnétique traduit l'appartenance d'un matériau à l'une (ou plusieurs) de ces classes de comportement. Dans les matériaux naturels, on constate de plus une dépendance fréquentielle de la perméabilité magnétique donc une aptitude à perdre de l'énergie magnétique lors de l'application du champ d'excitation. Ces pertes se développent pendant les périodes transitoires d'alignement des moments aux niveaux des particules élémentaires : ce phénomène peut être modélisé par une partie imaginaire de la perméabilité magnétique, comme il l'avait été pour la permittivité diélectrique pour les phénomènes de polarisation électrique.

Force est de constater que la grande majorité des matériaux géologiques rencontrés dans la pratique ne réagissent que très faiblement à une excitation magnétique. Ainsi la perméabilité relative μ_r sera souvent prise égale à 1 pour la plupart des matériaux géologiques.

2.1.3 Conductivité (σ en S/m)

La conductivité est définie comme étant la quantité d'énergie mise en oeuvre lors du transport de charges libres. Lors de l'application d'un champ variable, le transport se fait pendant un demi-cycle, et il devient impossible de distinguer concrètement la part de la permittivité et de la conductivité dans le stockage d'énergie d'une part et dans les pertes d'autre part. On considère de plus que les conductivités sont indépendantes de la fréquence dans le cadre du radar sol, par conséquent elles seront considérées comme réelles.

Ci-dessous, voici quelques ordres de grandeur des paramètres électromagnétiques pour différents matériaux géologiques :

Matériaux / milieu	Permittivité relative	Conductivité en $S.m^{-1}$	Perméabilité magnétique relative
Air	1 à 1,001	10^{-6}	1
Eau distillée	90 à 70	10^{-6} à 10^{-3}	1
Gneiss Schistes	5 à 15	10^{-6} à 10^{-2}	1 à 1,2
Argiles	5 à 40	10^{-3} à 1	1
Roches sédimentaires	4 à 10	10^{-5} à 10^{-1}	1 à 1,2
Tourbe	60 à 80	10^{-3} à 10^{-2}	1
Verre	3 à 10	10^{-12}	1

Tableau 2.02 : Paramètres électromagnétiques pour quelques matériaux

D'après le tableau 1.05, la densité de courant totale J_t s'écrit :

$$J_t = \varepsilon \cdot \frac{\partial E}{\partial t} + \sigma \cdot E \quad (2.01)$$

Expression dans laquelle $\varepsilon \cdot \frac{\partial E}{\partial t}$ représente la densité de courant de déplacement; $\sigma \cdot E$ est la densité de courant de conduction ou de convection.

On peut obtenir facilement que la nouvelle valeur de la permittivité électrique ε_1 s'écrit :

$$\varepsilon_1 = \varepsilon - j \cdot \frac{\sigma}{\omega} \quad (2.02)$$

La figure 2.01 illustre la variation de $\frac{\sigma}{\varepsilon_r \cdot \omega}$ en fonction de la fréquence de quelques matériaux :

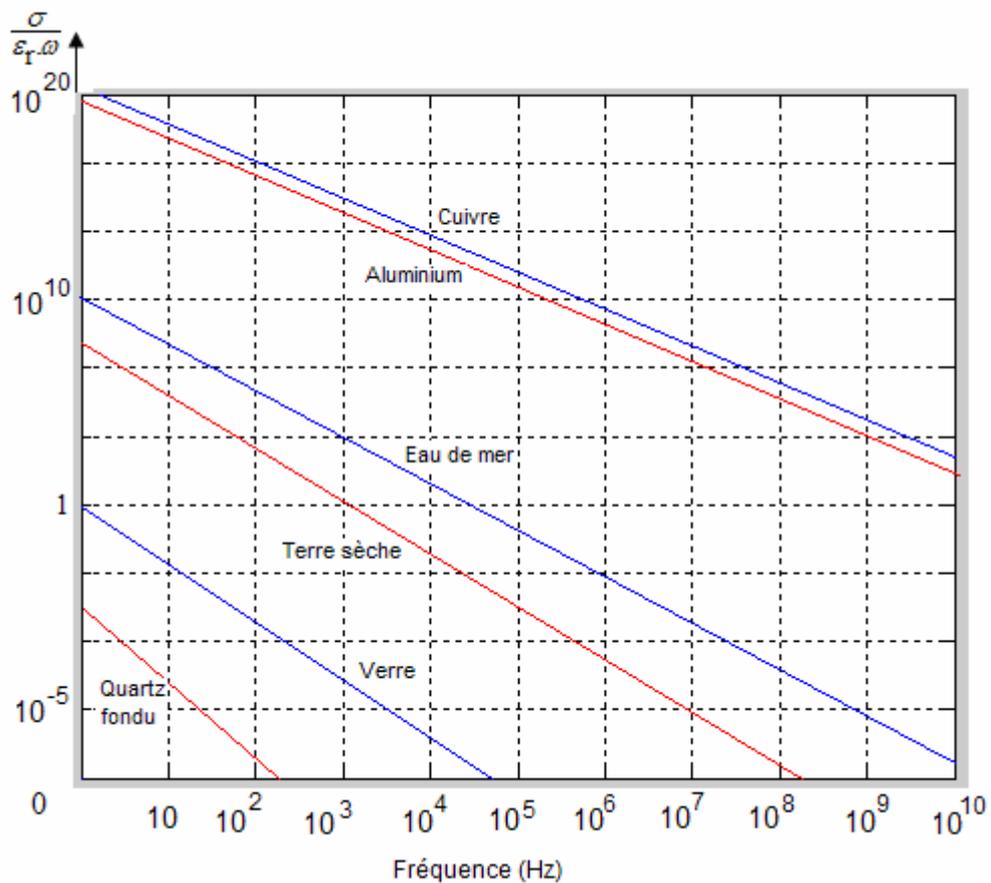


Figure 2.01 : variation de $\frac{\sigma}{\varepsilon_r \cdot \omega}$ en fonction de la fréquence

2.1.4 L'indice de réfraction

L'expression provient du phénomène de réfraction qui désigne le changement de direction de l'onde au passage d'un milieu à un autre. La notion d'indice a d'abord été introduite empiriquement comme coefficient dans les lois de Snell-Descartes.

2.1.4.1 L'indice comme caractéristique de propagation

L'indice de réfraction n est un facteur majeur lié aux phénomènes de propagation de l'onde, elle varie selon le type du matériaux ou le milieu.

Dans le modèle de l'onde électromagnétique, la célérité dans le vide est reliée aux propriétés électromagnétiques du vide

$$\varepsilon_0 \cdot \mu_0 \cdot c^2 = 1 \quad (2.03)$$

et l'indice est donc lié aux permittivité et perméabilité relative du matériau : ε_r et μ_r , telle que :

$$n = \sqrt{\varepsilon_r \cdot \mu_r} \quad (2.04)$$

2.1.4.2 Dépendance de l'indice en fonction des conditions liées au milieu

L'indice d'un milieu dépend des paramètres qui caractérisent le milieu : température, pression, densité d'électrons, etc.

Ainsi, l'indice de l'air est égal à 1,0002926 dans les conditions normales de température et de pression, mais cet indice dépend de la masse volumique de l'air, et sa variation continue entre des couches d'air de température différente.

2.2 Les différents milieux [5], [6]

On distingue le milieu homogène, le milieu hétérogène, le milieu linéaire et le milieu non linéaire. On dit que le milieu est homogène lorsque les paramètres macroscopiques ε , μ , σ sont constants en tout point du milieu. Un milieu est hétérogène lorsque ε, μ, σ varie à chaque point du milieu et aussi non constante c'est-à-dire que ε, μ, σ sont fonction de x, y et z . Le milieu est devenu non linéaire si les champs \vec{E} et \vec{H} sont de fortes intensités. Si le milieu est linéaire, alors ε et μ ne dépendent pas de \vec{E} , lorsque \vec{E} et \vec{H} ont de faible intensité.

Ainsi il existe de nombreux types de milieux qui sont caractérisés chacun par les trois paramètres électromagnétiques.

Pour mieux comprendre le phénomène de propagation de l'onde dans un milieu il faut d'abord connaître ses paramètres. Ici citons quelques matériaux tels que : le conducteur, le semi-conducteur et le diélectrique.

2.3 Ondes électromagnétique dans un milieu conducteur [2], [3], [4]

On dit que le milieu est conducteur quand la conductivité σ est infiniment grande. Alors la relation de Maxwell se réduit comme :

$$\overline{\text{rot}}\vec{H} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sigma \vec{E} \quad (2.05)$$

$$\overline{\text{rot}}\vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (2.06)$$

Dans le cas d'une onde plane, on peut généraliser E sous forme exponentielle :

$$E = E_0 \cdot e^{j(\omega t + \varphi_e)} \quad (2.07)$$

$$H = H_0 \cdot e^{j(\omega t + \varphi_m)} \quad (2.08)$$

L'expression de l'impédance caractéristique est :

$$Z = \frac{|E|}{|H|} = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon - \frac{j\sigma}{\omega}}} = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon_1}} \quad (2.09)$$

Considérons une *onde plane transverse hybride* dont le sens de propagation est suivant l'axe oz, représenté sur la *figure 2.02* :

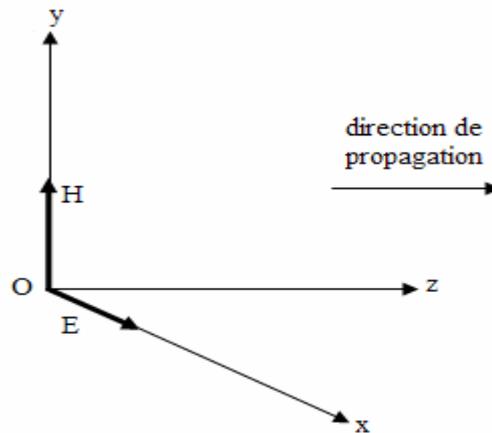


Figure 2.02 : Exemple d'onde hybride

Dans ce cas les composantes des champs sont :

$$E \begin{pmatrix} E_x \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \text{ et } H \begin{pmatrix} 0 \\ H_y \\ 0 \end{pmatrix}$$

D'après le système d'équation de Maxwell, en supposant que σ est infiniment grande, on a :

$$\overrightarrow{\text{rot}}\mathbf{E} = \overrightarrow{\mathbf{E}_x} - \mu \frac{\partial \overrightarrow{\mathbf{H}_y}}{\partial t} = -\mu j\omega \overrightarrow{\mathbf{H}_y} \quad (2.10)$$

$$\overrightarrow{\text{rot}}\mathbf{H} = -\mu \frac{\partial \overrightarrow{\mathbf{H}_y}}{\partial z} = \overrightarrow{\mathbf{E}_x} \quad (2.11)$$

En utilisant l'équation (2.05) et (2.06) et en dérivant par rapport à z , on obtient :

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}_x}{\partial z^2} = \mu j\omega \sigma \mathbf{E}_x \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial^2 \mathbf{H}_y}{\partial z^2} = \mu j\omega \sigma \mathbf{H}_y \quad (2.13)$$

Pour le cas des amplitudes, on a :

$$\frac{\partial^2 \mathbf{H}_m}{\partial z^2} - j\sigma\omega\mu \mathbf{H}_m = 0 \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}_m}{\partial z^2} - j\sigma\omega\mu \mathbf{E}_m = 0 \quad (2.15)$$

C'est l'équation de propagation de l'onde électromagnétique dans un milieu conducteur. En posant $x^2 = j\sigma\omega\mu$, l'expression de \mathbf{H}_m devient $\mathbf{H}_m = A_1 e^{-az} + A_2 e^{az}$.

Alors $x = \sqrt{j\sigma\omega\mu} = (1+j) \cdot \sqrt{\frac{\sigma\omega\mu}{2}} = k \cdot (1+j)$ (2.16)

où $k = \sqrt{\frac{\sigma\omega\mu}{2}} = \frac{2\pi}{\lambda}$ est le nombre ou quantité d'onde. La longueur d'onde est donc fonction de la fréquence, et diminue quand la conductivité augmente.

• **Profondeur de diffusion**

La profondeur de diffusion d'un milieu notée Δ est la distance sur laquelle l'amplitude du champ décroît e fois ($e \approx 2.71\dots$), c'est-à-dire que $\frac{\mathbf{H}_m}{e^{k\Delta}} = \frac{\mathbf{H}_m}{e^1}$,

Alors $\Delta = \frac{1}{k} = \frac{2}{\sqrt{2 \cdot \sigma\mu\omega}}$ (2.17)

Ainsi le métal joue le rôle d'un écran lorsque la profondeur de diffusion tend vers zéro.

2.4 Ondes électromagnétique dans un milieu diélectrique [2], [3], [6]

On dit que le milieu est diélectrique lorsque σ est au voisinage de zéro. Dans ce cas il y a toujours une densité de courant et un courant de déplacement. L'équation de Maxwell s'écrit :

$$\text{rot}\vec{H} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.18)$$

$$\text{rot}\vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (2.19)$$

En appliquant la formule pour un champ (magnétique ou électrique) donnée et pour une onde plane harmonique :

$$\text{rot.rot}\vec{H} = j\omega\varepsilon\text{rot}\vec{E} = \omega^2\varepsilon\mu\vec{H} = \text{graddiv}\vec{H} - \nabla^2\vec{H} \quad (2.20)$$

$$\text{rot.rot}\vec{E} = j\omega\varepsilon\text{rot}\vec{H} = -\omega^2\varepsilon\mu\vec{E} = \text{graddiv}\vec{E} - \nabla^2\vec{E} \quad (2.21)$$

avec $\text{div}\vec{H} = \text{div}\vec{E} = 0$

on obtient l'équation de mouvement de l'onde dans un milieu diélectrique :

$$\nabla^2\vec{H} - \varepsilon\mu \frac{\partial^2\vec{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.22)$$

$$\nabla^2\vec{E} - \varepsilon\mu \frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.23)$$

Parmi les diélectriques, on distingue le milieu isotrope et le milieu anisotrope qui sont différenciés par leurs propriétés.

2.4.1 Cas d'un milieu isotrope

Un milieu est dit isotrope si ses propriétés physiques ne dépendent pas du sens du champ \vec{E} et du champ \vec{H} . Dans ce type de milieu, les paramètres ε , μ sont constants et les trois relations suivantes sont valables :

$$\vec{D} = \varepsilon\vec{E} \quad (2.24)$$

$$\vec{B} = \mu\vec{H} \quad (2.25)$$

$$\vec{j} = \sigma\vec{E} \quad (2.26)$$

où \vec{D} et \vec{B} sont les inductions électrique et magnétique, j est le courant électrique. Dans ce cas D est simplement proportionnel à E et celle de B à H , comme dans le vide :

$$\mathbf{D} = \begin{pmatrix} \epsilon E_x \\ \epsilon E_y \\ \epsilon E_z \end{pmatrix} \quad (2.27)$$

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} \mu H_x \\ \mu H_y \\ \mu H_z \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

2.4.2 Cas d'un milieu anisotrope

Pour ce type de milieu, ses propriétés physiques (notamment l'indice de réfraction) dépendent de la direction de propagation de l'onde, et les paramètres ϵ , μ et σ deviennent des tenseurs, respectivement appelés tenseur de permittivité électrique, tenseur de perméabilité magnétique et tenseur de conductivité. L'expression de l'induction électrique devient :

$$\mathbf{D} = \begin{pmatrix} D_x = \epsilon_{xx}E_x + \epsilon_{xy}E_y + \epsilon_{xz}E_z \\ D_y = \epsilon_{yx}E_x + \epsilon_{yy}E_y + \epsilon_{yz}E_z \\ D_z = \epsilon_{zx}E_x + \epsilon_{zy}E_y + \epsilon_{zz}E_z \end{pmatrix} \quad (2.29)$$

D'après cela :

$$\epsilon \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad \mu \begin{pmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & \mu_{xz} \\ \mu_{yx} & \mu_{yy} & \mu_{yz} \\ \mu_{zx} & \mu_{zy} & \mu_{zz} \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \sigma \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix}$$

Notons ici que les tenseurs sont supposés sous forme de matrice réelle. Nous ne traiterons pas ici le cas des milieux anisotropes circulaires, où le tenseur de permittivité est complexe, le principe en étant le même mais les calculs sont plus compliqués.

2.5 Propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu semi-conducteur [3], [10]

Un semi-conducteur est un isolant dopé p ou n comme le silicium (Si) et le germanium (Ge). Lorsque ces semi-conducteurs sont dopés p et n, ils sont devenus conducteurs. On a ainsi la relation d'équilibre :

$$\text{rot} \vec{H} = \epsilon \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sigma \cdot \vec{E} = \epsilon \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + e \cdot v \cdot A \quad (2.30)$$

Où v est la vitesse des électrons,

A : la concentration des électrons.

$e=1,602.10^{-19}\text{C}$ qui est la charge électrique élémentaire de l'électron

Dans le semi-conducteur, les électrons subissent un mouvement vibratoire d'équation :

$$m \cdot \frac{\partial v}{\partial t} + m \cdot v \cdot v = e \cdot E \quad (2.31)$$

où $m \approx 9,1083.10^{-28}\text{g}$, la masse de l'électron

v la pulsation des chocs des électrons.

E : l'intensité du champ électrique

La vitesse v suit aussi la loi de variation du champ, c'est-à-dire $v = v_0 \cdot e^{j(\omega t + jv)}$

En utilisant la relation d'équilibre, on a :

$$j\omega \epsilon_0 E + \sigma E = j\epsilon_0 \omega E + e \cdot \left[\frac{e \cdot E}{m \cdot (v + j\omega)} \right] \cdot A \quad (2.32)$$

$$j\omega \epsilon_0 + \sigma = j\omega \left[\epsilon_0 - \frac{e^2 \cdot A}{m \cdot (v^2 + \omega^2)} \right] + \frac{e^2 \cdot A \cdot v}{m \cdot (v^2 + \omega^2)} \quad (2.33)$$

Dans ce cas ϵ_0 est la permittivité électrique du milieu lorsque le semi-conducteur n'est pas encore dopé (cas de l'isolant). Quand le milieu est traversé par un courant, sa constante diélectrique relative ϵ_r devient

$$\epsilon_r = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} = 1 - \frac{e^2 \cdot A}{m \cdot (v^2 + \omega^2) \cdot \epsilon_0} \quad (2.34)$$

avec $\epsilon_0 = \frac{10^{-9}}{36 \cdot \pi}$ (F.m⁻¹)

La nouvelle expression de la conductivité est :

$$\sigma = \frac{e^2 \cdot v \cdot A}{m \cdot (\omega^2 + v^2)} \quad (2.35)$$

La perméabilité magnétique μ est voisine de μ_0 du vide. L'indice de réfraction est

$$n = \sqrt{\epsilon_r \cdot \mu_r} = \sqrt{1 - \frac{e^2 \cdot A}{m \cdot \epsilon_0 \cdot (v^2 + \omega^2)}} \quad (2.36)$$

Quand la fréquence de l'onde f est supérieure à la fréquence du choc f_v , l'expression de n est

égale à
$$\sqrt{1 - \frac{e^2 \cdot A}{m \cdot \epsilon_0 \cdot \omega_0^2}} = \sqrt{1 - \frac{e^2 \cdot A}{m \cdot \epsilon_0 \cdot 4\pi \cdot f^2}} \quad (2.37)$$

2.5.1 Fréquence critique

Dans les radiofréquences f est supérieure à f_0 , ce qui donne

$$n = \sqrt{1 - \frac{f_0^2}{f^2}} \quad (2.38)$$

f_0 correspond à *la fréquence critique ou fréquence de transition* du semi-conducteur dont l'expression est :

$$f_0 = \frac{e}{2\pi} \sqrt{\frac{A}{m \cdot \epsilon_0}} \quad (2.39)$$

Lorsque la fréquence f de l'onde est supérieure à la fréquence critique f_0 , l'onde traverse le semi-conducteur et dans le cas contraire l'onde est réfléchi.

2.5.2 Equation de propagation

Dans un semi-conducteur, l'équation de Maxwell s'écrit :

$$\text{rot} \vec{H} = \epsilon \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sigma \cdot \vec{E} \quad (2.40)$$

$$\text{rot} \vec{E} = -\mu \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (2.41)$$

En utilisant les relations (2.15) et (2.16) avec $\text{div} \vec{E} = \frac{\rho_E}{\epsilon}$, on a l'équation de propagation de l'onde dans un semi-conducteur :

$$\frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} + \frac{\sigma}{\epsilon} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} - \frac{1}{\epsilon \mu} \nabla^2 \vec{H} = 0 \quad (2.42)$$

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \frac{\sigma}{\epsilon} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - \frac{1}{\epsilon \mu} \nabla^2 \vec{E} + \frac{1}{\epsilon \mu} \text{grad} \frac{\rho_E}{\epsilon} = 0 \quad (2.43)$$

2.6 Réflexion et réfraction des ondes électromagnétiques [2], [4], [7], [8]

La réflexion est un phénomène de retour lorsque l'onde se propage dans un milieu et rencontre un milieu différent. La réflexion de l'onde électromagnétique n'est qu'une conséquence de la condition aux limites. IL y a plusieurs cas selon le type de polarisation et le mode d'incidence de l'onde. Pour mieux connaître les expressions et puisque l'onde plane est la représentation simple de l'onde sphérique, alors notre étude sera basée sur ce type d'onde.

2.6.1 Conditions aux limites

Considérons deux milieux séparés par le plan xOy (voir *figure 2.03*). Au dessus de ce plan, le milieu (1) est caractérisé par ϵ_1 et μ_1 , et, au dessous de xOy , le milieu (2) est caractérisé par ϵ_2 et μ_2 .

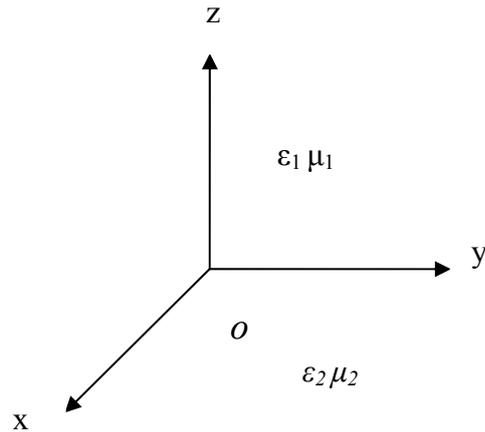


Figure 2.03 : conditions aux limites

Soient E_x, E_y, E_z et H_x, H_y, H_z les composantes des champs dans le milieu (1). Dans le milieu (2) ces composantes seront désignées par E'_x, E'_y, E'_z et H'_x, H'_y, H'_z .

A la séparation des deux milieux, la composante normale de l'induction magnétique est continue, ce qui donne :

$$\mu_1 H_z = \mu_2 H'_z \quad (2.44)$$

La composante normale de l'induction électrique est discontinue et sa variation est égale à la densité de charge superficielle σ , exprimée en coulombs par mètre carré :

$$\epsilon_2 E'_z - \epsilon_1 E_z = \sigma \quad (2.45)$$

Sur la surface de séparation des deux milieux, les composantes tangentes de E et de H sont continues quand il n'y a aucun courant de surface

$$\text{et} \quad H'_x = H_x \quad \text{et} \quad H'_y = H_y \quad (2.46)$$

$$E'_x = E_x \quad \text{et} \quad E'_y = E_y \quad (2.47)$$

Un cas pratique très important est celui où le milieu (2) est un conducteur parfait où la conductivité est infinie. A la surface d'un conducteur parfait, le champ électrique est normal à celle-ci et donné par la relation :

$$|E_z| = \frac{\sigma}{\epsilon_1} \quad (2.48)$$

et le champ magnétique est tangentiel et donné par la relation :

$$|H_y| = |\vec{i}_s \wedge \vec{n}| \quad (2.49)$$

2.6.2 Incidence normale

On va considérer que l'obstacle est un plan opaque qui sépare deux milieux diélectriques de paramètres différents et que la direction de propagation est suivant l'axe oz (figure 2.04).

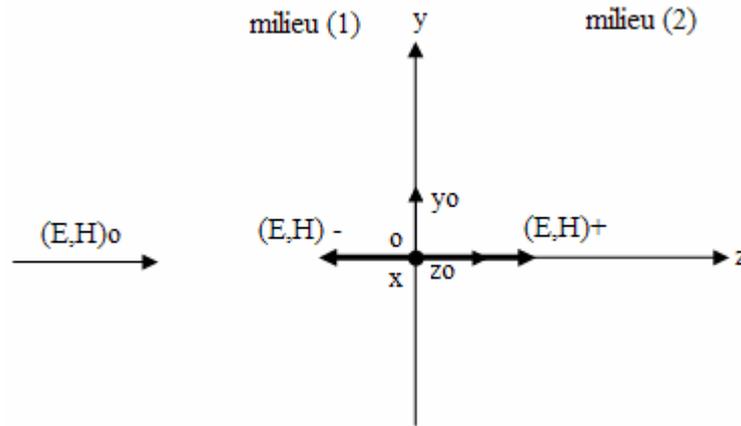


Figure 2.04 : Incidence normale

Avec $(E,H)_0$: onde incidente

$(E,H) -$: onde réfléchie

$(E,H) +$: onde réfractée

La direction du champ électrique est parallèle à l'axe ox et celle du champ magnétique à l'axe oy. Le milieu (1) est caractérisé par les paramètres ϵ_1, μ_1 , d'impédance d'onde

$$Z_1 = \sqrt{\frac{\mu_1}{\epsilon_1}} = \frac{|E_0|}{|H_0|} \quad (2.50)$$

de nombre d'onde $k_1 = \omega \sqrt{\epsilon_1 \cdot \mu_1} \quad (2.51)$

Le milieu (2) par ϵ_2, μ_2 , d'impédance d'onde

$$Z_2 = \sqrt{\frac{\mu_2}{\epsilon_2}} = \frac{|E_+|}{|H_+|} \quad (2.52)$$

de nombre d'onde $k_2 = \omega \sqrt{\epsilon_2 \cdot \mu_2} \quad (2.53)$

L'expression du champ électrique est $E = E_0 \cdot e^{j(\omega t - kz)}$ de module complexe

$|E| = |E_0| \cdot e^{-j(kz)}$, de même pour le champ magnétique $H = H_0 \cdot e^{j(\omega t - kz)}$ dont le module

complexe est $|H| = |H_0| \cdot e^{-j(kz)}$. On introduit les amplitudes complexes des vecteurs champ

électriques incident : A réfléchi : B et transmis : C.

L'expression de l'amplitude pour :

- l'onde incidente

$$H_m^0 = y_0 \cdot A \cdot e^{-jk_1 z} \quad ; \quad E_m^0 = x_0 \cdot A \cdot Z_1 \cdot e^{-jk_1 z} \quad (2.54)$$

- l'onde réfléchi

$$H_m^- = y_0 \cdot B \cdot e^{jk_1 z} \quad ; \quad E_m^- = x_0 \cdot B \cdot Z_1 \cdot e^{jk_1 z} \quad (2.55)$$

- l'onde transmise

$$H_m^+ = y_0 \cdot C \cdot e^{-jk_2 z} \quad ; \quad E_m^+ = x_0 \cdot C \cdot Z_2 \cdot e^{-jk_2 z} \quad (2.56)$$

A la surface de séparation des deux milieux ($z=0$), la continuité de la composante tangentielle des champs donne :

$$H_m^0 + H_m^- = H_m^+ \quad (2.57)$$

$$E_m^0 + E_m^- = E_m^+ \quad (2.58)$$

Ainsi, on définit par coefficient de réflexion R ou *reflectance* le rapport entre le champ réfléchi et le champ incident :

$$R = \frac{E_m^-}{E_m^0} \quad (2.59)$$

Et par coefficient de transmission T ou *transmittance* le rapport entre l'onde transmise et l'onde incidente :

$$T = \frac{E_m^+}{E_m^0} \quad (2.60)$$

Dans le cas d'une incidence normale

$$R_n = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (2.61)$$

et
$$T_n = \frac{2Z_2}{Z_1 + Z_2} \quad (2.62)$$

2.6.3 Incidence oblique

Pour ce type d'incidence la réflexion et la transmission d'une onde ne sont pas identiques suivant que la polarisation est *parallèle* ou *perpendiculaire*.

2.6.3.1 Polarisation parallèle

Considérons deux milieux linéaires avec constantes diélectriques ϵ_1 et ϵ_2 et perméabilités μ_1 et μ_2 , séparés par le plan xOy . Soit une onde plane incidente sur l'interface xOz , en provenance du milieu (1). On a une polarisation parallèle lorsque le champ électrique est parallèle au *plan d'incidence* yOz (figure 2.05).

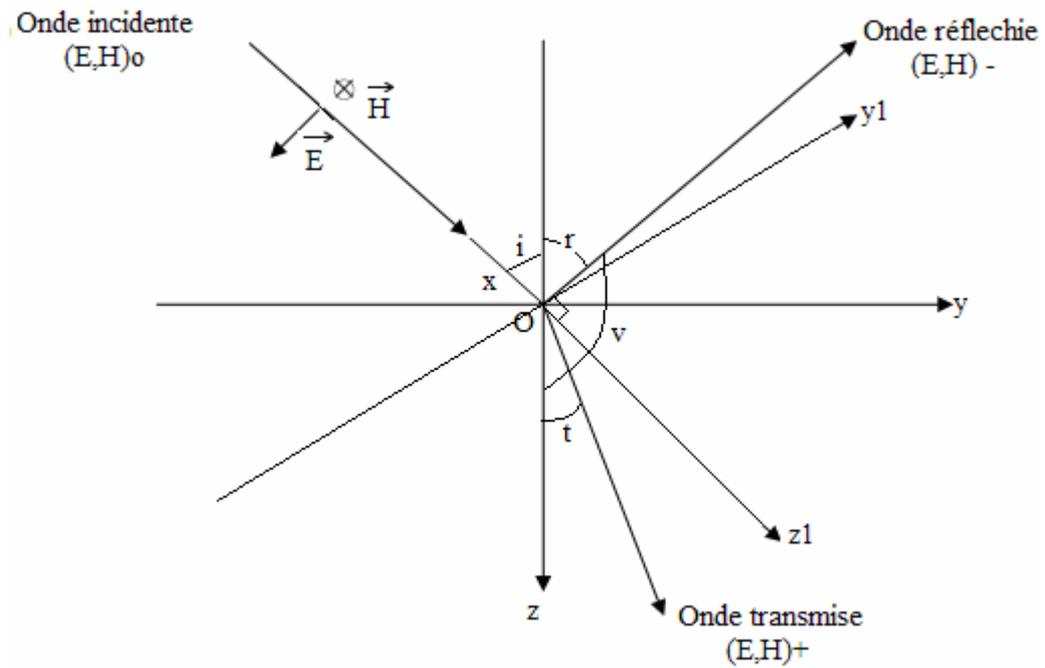


Figure 2.05 : Incidence oblique avec polarisation parallèle

Nous considérons le même type d'onde que celle de l'incidence normale. Et pour avoir les expressions de l'amplitude des champs, d'abord les calculs sont basées sur le repère orthonormé (O, x, y_1, z_1) puis ramenées sur le système de coordonnées (O, x, y, z) en utilisant la projection orthogonale.

En appliquant la loi de la réflexion, c'est-à-dire que $i=r$, l'expression de l'amplitude s'écrit alors :

- l'onde incidente

$$H_m^0 = (y_0 \cdot \cos i - z_0 \cdot \sin i) \cdot A \cdot e^{-jk_1 \cdot (y \cdot \sin i + z \cdot \cos i)} ; \quad E_m^0 = x_0 \cdot A \cdot Z_1 \cdot e^{-jk_1 \cdot (y \cdot \sin i + z \cdot \cos i)}$$

- l'onde réfléchie

$$H_m^- = (y_0 \cdot \cos v - z_0 \cdot \sin v) \cdot B \cdot e^{jk_1 \cdot (y \cdot \sin v + z \cdot \cos v)} ; \quad E_m^- = x_0 \cdot B \cdot Z_1 \cdot e^{jk_1 \cdot (y \cdot \sin v + z \cdot \cos v)}$$

- l'onde transmise

$$H_m^+ = (y_0 \cdot \cos t - z_0 \cdot \sin t) \cdot C \cdot e^{-jk_2 \cdot (y \cdot \sin t + z \cdot \cos t)} ; \quad E_m^+ = x_0 \cdot C \cdot Z_2 \cdot e^{-jk_2 \cdot (y \cdot \sin t + z \cdot \cos t)}$$

- Coefficient de réflexion

$$R_{//} = \frac{Z_2 \cos i - Z_1 \cos t}{Z_2 \cos i + Z_1 \cos t} \quad (2.63)$$

- Coefficient de transmission

$$T_{//} = \frac{2Z_2 \cos i}{Z_2 \cos i + Z_1 \cos t} \quad (2.64)$$

Si on varie l'angle d'incidence i , on trouve qu'à un certain angle Θ le coefficient de réflexion $R_{//}$ est pratiquement nul. Le plan de séparation (xOy) est donc transparent pour l'onde et cet angle est appelé *angle de Brewster* exprimé par :

$$\theta_{\text{Brewster}} = \arcsin \sqrt{\frac{n_2^2}{n_1^2 + n_2^2}} \quad (2.65)$$

2.6.3.2 Polarisation orthogonale

On a une polarisation orthogonale lorsque le champ électrique est perpendiculaire au *plan d'incidence* yOz (figure 2.06).

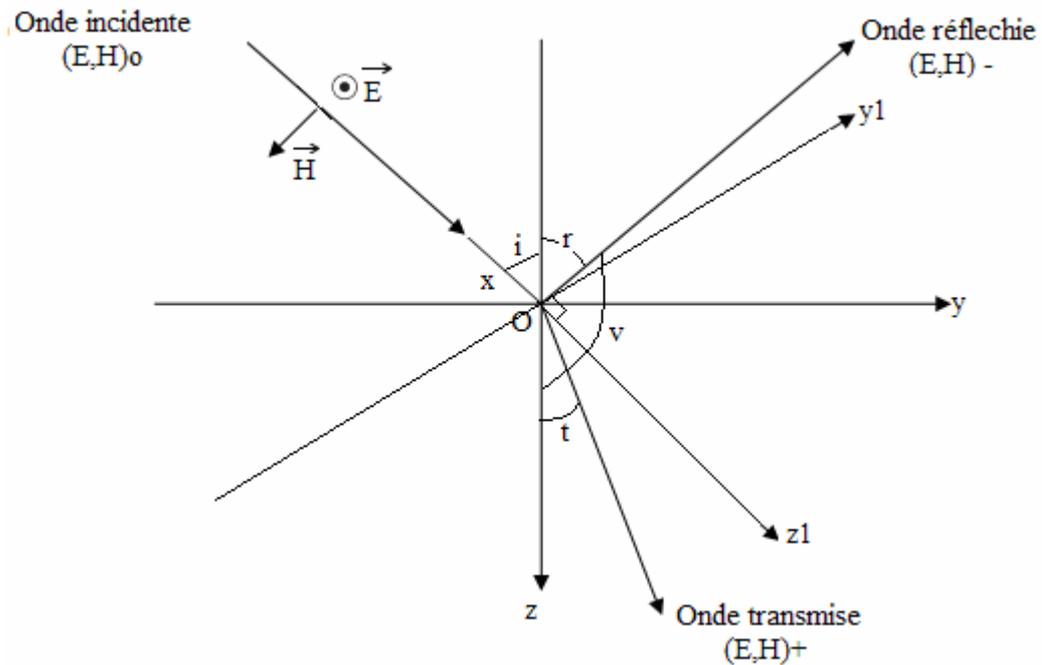


Figure 2.06 : Incidence oblique avec polarisation orthogonale

L'expression de l'amplitude du champ magnétique et électrique s'écrit respectivement :

- l'onde incidente

$$H_m^0 = x_0 \cdot A \cdot e^{-jk_1 \cdot (y \cdot \sin i + z \cdot \cos i)} ; \quad E_m^0 = (y_0 \cos i + z_0 \sin i) \cdot A \cdot Z_1 \cdot e^{-jk_1 \cdot (y \cdot \sin i + z \cdot \cos i)}$$

- l'onde réfléchie

$$H_m^- = x_0 \cdot B \cdot e^{jk_1 \cdot (y \cdot \sin v + z \cdot \cos v)} ; \quad E_m^- = (-y_0 \cos v + z_0 \sin v) \cdot B \cdot Z_1 \cdot e^{jk_1 \cdot (y \cdot \sin v + z \cdot \cos v)}$$

- l'onde transmise

$$H_m^+ = x_0 \cdot C \cdot e^{-jk_2 \cdot (y \cdot \sin t + z \cdot \cos t)} ; E_m^+ = (-y_0 \cos t + z_0 \sin t) \cdot C \cdot Z_2 \cdot e^{-jk_2 \cdot (y \cdot \sin t + z \cdot \cos t)}$$

- Coefficient de réflexion

$$R_{\perp} = \frac{Z_1 \cdot \cos i - Z_2 \cdot \cos t}{Z_1 \cdot \cos i + Z_2 \cdot \cos t} \quad (2.66)$$

- Coefficient de transmission

$$T_{\perp} = \frac{2 \cdot Z_1 \cdot \cos i}{Z_1 \cdot \cos i + Z_2 \cdot \cos t} \quad (2.67)$$

2.6.4 Réflexion normale sur un diélectrique pur

Considérons deux milieux diélectriques d'indices n_1 et n_2 , séparés par le plan xOy (*figure 2.07*) et une onde plane se propageant dans la direction Oz .

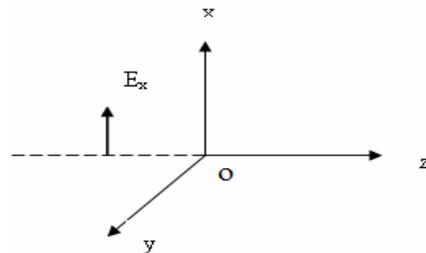


Figure 2.07 : Réflexion normale sur un diélectrique pur

Supposons que le champ électrique soit dirigé suivant Ox : le champ magnétique est alors dirigé suivant Oy . Soit a l'amplitude du champ électrique incident.

A la surface de séparation, une partie de l'énergie incidente est réfléchi : soit a'' l'amplitude du champ électrique réfléchi et a' celle du champ transmis dans le milieu d'indice n_2 .

Les composantes tangentielles des champs sont continues :

$$E'_x = E_x + E''_x ; H'_y = H_y + H''_y$$

$$\text{Ce qui donne } a' = a + a'' \quad n_2 a' = n_1 a - n_1 a''$$

En désignant par n l'indice de relatif du deuxième milieu par rapport au premier :

$$n = \frac{n_2}{n_1} \quad (2.68)$$

nous trouvons :

$$a' = \frac{2a}{n+1} ; \quad a'' = -\frac{n-1}{n+1} a \quad (2.69)$$

E''_x se retranche toujours, pour $z=0$, de E_x , tandis que H''_y s'ajoute à H_y :

la réflexion se fait donc avec un changement de phase de π pour le champ électrique.

Si les indices des deux milieux diffèrent d'une quantité Δn , alors : $n=1+\Delta n$

et la relation (2.68) s'écrit :

- amplitude de l'onde transmise :

$$a' = \frac{2a}{2 + \Delta n} = \frac{a}{1 + \left(\frac{\Delta n}{2}\right)} \quad (2.70)$$

- amplitude de l'onde réfléchie :

$$a'' = -\frac{\Delta n}{2 + \Delta n} a \approx -\frac{\Delta n}{2} a \quad \text{pour } \Delta n \ll 1. \quad (2.71)$$

Notons que dans le cas d'une réflexion normale sur un conducteur idéal (σ est infiniment grand). Dans ce cas l'impédance caractéristique du deuxième milieu est sensiblement égal à zéro et donc $E'' = -E$ et $E' = 0$. Il y a réflexion complète avec déphasage de π entre les ondes incidente et réfléchie.

2.6.5 Réflexion totale et onde de surface

On trouve immédiatement qu'il y a réflexion totale quand le coefficient de réflexion est égale à 1 ou -1.

Quand l'angle d'incidence i varie de 0 à 90°, l'angle de réfraction r varie de 0 à une valeur maximale satisfaisant la relation :

$$\sin r_{\max} = \frac{1}{n} \quad (2.72)$$

Si n_2 est supérieure à n_1 (n supérieure à 1), ceci fixe la valeur de r_{\max} . Mais si n est inférieur à 1, il existe un angle limite d'incidence au-delà duquel la condition de Descartes :

$$\sin r = \frac{\sin i}{n} \quad (2.73)$$

conduit, pour le sinus de l'angle de réfraction, à une valeur supérieure à l'unité. La relation trigonométrique pour un angle nous permet d'écrire :

$$\cos r = \sqrt{1 - \sin^2 r} = \sqrt{\frac{n^2 - \sin^2 i}{n^2}} \quad (2.74)$$

Quand $\sin i$ est supérieure à 1, $\cos r$ est devenu imaginaire. Mais dans notre cas $\sin i$ est inférieure à 1. Dans le cas de la réflexion totale a' est complexe et peut s'écrire $a' = A' e^{-j\varphi}$.

Pour l'onde réfractée, on trouve maintenant une onde dont l'amplitude décroît exponentiellement à partir de la surface de séparation. Son amplitude est devenue négligeable au bout de quelques longueurs d'onde : c'est la caractéristique d'une *onde évanescente ou onde de surface*.

Ainsi donc, quand une onde plane arrive sur une surface avec un angle d'incidence tel qu'il y ait réflexion totale (ce qui implique n inférieure à 1) elle provoque dans le milieu d'indice inférieur à l'unité une onde évanescente.

Si le milieu (1) est un diélectrique d'indice supérieure à l'unité (téflon, plexiglas,...) et si le milieu (2) est l'air, l'indice relatif est alors inférieure à 1 et la réflexion totale peut se manifester quand i est suffisamment grand.

2.7 Interférence des ondes électromagnétiques [1]

Supposons qu'en un point donné arrivent deux ou plusieurs ondes électromagnétiques de même fréquence. D'après le principe de superposition, le champ électrique total sera égal à la somme vectorielle des champs électriques. Il en résulte que l'intensité totale n'est pas égale à la somme des intensités des ondes individuelles. En effet, suivant le sens relatif des vecteurs champ électrique, on peut obtenir un champ résultant plus grand ou plus petit que les champs individuels. On parlera alors *d'interférences constructives ou destructives* respectivement.

Considérons un cas simple. Soient deux sources ponctuelles d'ondes électromagnétiques placées sur un axe vertical, S1 et S2, qui oscillent en phase et à la même fréquence. On dit alors que les sources S1 et S2 sont *cohérentes*. Supposons encore que les champs électriques des ondes émises par S1 et S2 oscillent le long de directions parallèles (cette direction ne doit pas nécessairement rester fixe mais doit toujours rester identique pour les deux sources). On peut obtenir une telle situation en éclairant deux trous très petits dans un écran par une source de lumière ponctuelle monochromatique placée derrière l'écran, de manière symétrique par rapport aux sources.

Soit d la différence entre les deux trajets. Nous souhaitons connaître l'intensité de l'onde résultant de la superposition des deux ondes issues de S1 et S2 en un point P. Soit D la distance entre P et la droite passant par S1 et S2. A grande distance des sources $D \gg d$, on peut considérer les ondes comme des ondes planes avec l'expression du champ électrique associé à l'onde émise par la source i ($i = 1, 2$) :

$$E_i = E_0 \cdot \cos(\omega t - k \cdot r_i) \quad (2.75)$$

Où r_i est la distance entre la source i et le point considéré et E_0 est l'amplitude du champ électrique supposé égal pour les deux ondes. Toujours pour $D \gg d$, on peut considérer que les

directions de propagation sont quasi-parallèles, et les champs électriques sont donc parallèles également.

La différence entre les distances r_1 et r_2 appelée *différence de marche*, dépend de l'angle θ entre la direction OP et la normale au segment S1S2 (figure 2.08). Or, chaque fois que cette différence d est égale à un multiple entier de λ , c'est-à-dire que :

$$d = |r_1 - r_2| = a \cdot \lambda, \quad (2.76)$$

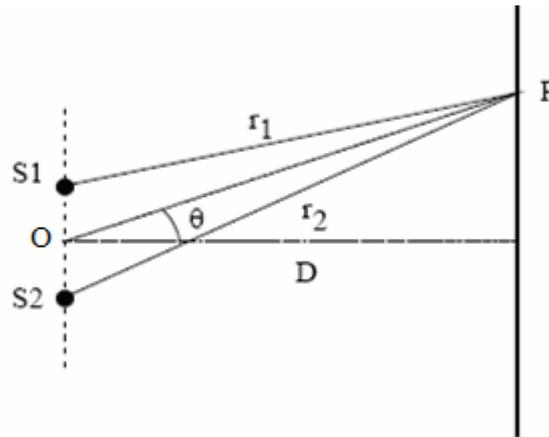


Figure 2.08 : Interférence de deux ondes

la différence de phase entre les ondes est égale à un multiple entier de 2π , et les champs électriques oscillent en phase. Dans ce cas, l'amplitude du champ total est égale à la somme des amplitudes des champs individuels et l'intensité de l'onde est maximale.

Lorsque la différence de marche d est égale à un multiple demi-entier de λ tel que :

$$d = |r_1 - r_2| = (2a + 1) \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (2.77)$$

Le déphasage entre les ondes vaut π et les champs sont égaux, mais opposés: le champ résultant est nul et l'intensité de l'onde résultante est nulle. On voit donc qu'en fonction de l'angle θ , l'intensité de l'onde passe par une série de maxima (interférences constructives) et de minima (interférences destructives).

Le calcul complet montre que l'intensité totale est donnée par :

$$I = 4I_0 \cdot \cos^2\left(\frac{\varphi}{2}\right) \quad (2.78)$$

où

$$\varphi = \frac{2\pi d}{\lambda} \cdot \sin \theta \quad (2.79)$$

et I_0 est l'intensité obtenue à partir d'une source unique.

Si θ est petit, on a $\sin \theta \approx \frac{l}{D}$, avec l : la distance du point considéré par rapport à l'axe horizontal passant par O. Donc :

$$I = 4I_0 \cdot \cos^2 \left(\frac{\pi \cdot d \cdot l}{\lambda \cdot D} \right) \quad (2.80)$$

La *Figure 2.09* montre le résultat obtenu pour $d = 0,2$ mm, $D = 1$ m et $\lambda = 500$ nm.

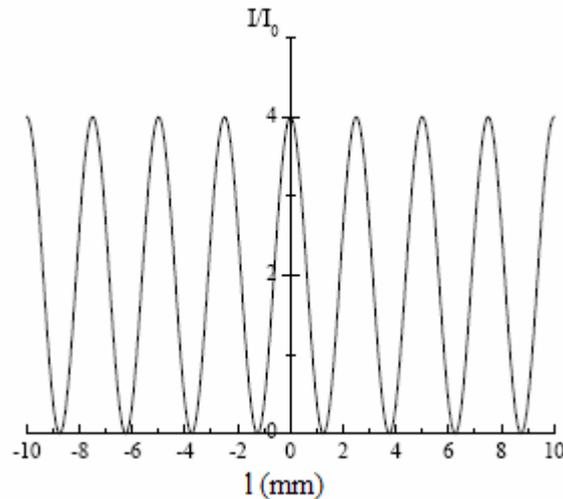


Figure 2.09 : Rapport d'intensité obtenue par l'interférence de deux sources ponctuelles monochromatiques et cohérentes placées sur un axe vertical.

Lorsque deux ondes électromagnétiques émises par des sources oscillant à la même fréquence et en phase, arrivent en un même point:

- la différence de marche égale à un multiple entier de λ implique une interférence *constructive*;
- la différence de marche égale à un multiple demi-entier de λ implique une interférence *destructive*.

2.8 La diffraction des ondes [10], [14], [15]

Le phénomène de diffraction est apparu quand une onde incidente rencontre un obstacle, les charges de l'obstacle sont mises en mouvement et émettent à leur tour des ondes électromagnétiques. La diffraction a des conséquences très différentes suivant la forme physique de l'obstacle et l'ordre de grandeur de la longueur d'onde :

- la diffraction domine jusqu'à quelques dizaines de MHz (λ de quelques mètres), les obstacles naturels sont plus petits que λ .
- la diffraction est faible dans la bande VHF (30 - 300 MHz) et UHF (300 MHz - 3 GHz).

- entre l'émetteur et le récepteur, en hyperfréquence (λ centimétrique et millimétrique), la diffraction a un rôle mineur.

Tout d'abord, on définit par *ellipsoïde de Fresnel* l'ellipsoïde de foyers E et R qui délimite l'espace où la plus grande partie de l'énergie se propage entre l'émetteur E et le récepteur R et doit donc être dégagé de tout obstacle. Ensuite le paramètre dégagement de la liaison qui est le rapport entre la hauteur h libre joignant les deux extrémités du trajet et le *premier rayon de Fresnel* R_{f1} où l'énergie est répartie uniformément en grand quantité.

En général, on rencontre le phénomène de diffraction dans les liaisons Hertziennes à visibilité directe. Lors de la mise en place d'un faisceau Hertzien on considère que la majeure partie de l'énergie est transmise dans le premier lobe de Fresnel. On analyse donc si, en fonction de la fréquence de la liaison et des hauteurs des antennes, un obstacle du sol pénètre dans ce premier ellipsoïde. Si c'est le cas, la liaison est considérée comme perturbée et il faut analyser plus finement les effets dus à la diffraction par cet obstacle. Dans le cas contraire, la liaison est considérée comme de bonne qualité et elle est dite en visibilité. Pratiquement, la parade en cas d'obstacle, consiste à déplacer les antennes ou à les surélever.

Si on considère par r_{el} le rayon de l'ellipsoïde, l'obstacle se trouve sur oM :

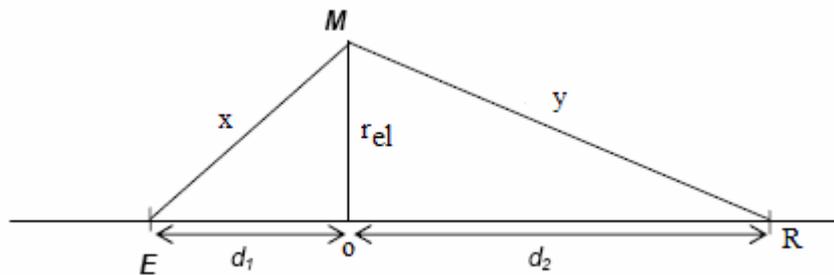


Figure 2.10 : diffraction par un obstacle

Le rayon de l'ellipsoïde est donné par :

$$r_{el} = \sqrt{\frac{\lambda \cdot d_1 \cdot d_2}{d_1 + d_2}} \quad (2.81)$$

Si on pose $d_1=a$ et $d_2=d-a$ (d : distance entre E et R), on trouve que $a = \frac{d}{2}$ correspond à un maximum de r_{el} (a). Cette valeur maximale du rayon de l'ellipsoïde est donc donnée par :

$$r_{elmax} = \frac{1}{2} \sqrt{\lambda d} \quad (2.82)$$

Ainsi pour bien dégager le grande partie de l'énergie où l'atténuation par l'obstacle est minimale, il faut que la hauteur h soit supérieure à r_{elmax} .

CHAPITRE 3. LES FACTEURS ATMOSPHERIQUES LIES À LA PROPAGATION

Les ondes de radiocommunication se propagent dans une ligne de transmission depuis l'émetteur jusqu'au récepteur. Ce support de transmission peut être une ligne finie comme le câble, guide d'onde et fibre optique ; ou une ligne infinie : c'est l'atmosphère.

Ainsi ce chapitre sera basé sur l'étude des principales caractéristiques et paramètres essentiels de l'atmosphère liés aux phénomènes de propagation des ondes de radiocommunication.

3.1 Définition [13], [14]

L'atmosphère est un mélange de gaz qui enveloppe tout corps céleste (la Terre, par exemple) possédant un champ de gravitation suffisamment fort pour empêcher les gaz de s'échapper.

L'atmosphère terrestre est riche en oxygène et qui constitue un écran aux rayonnements solaires dangereux. Des températures modérées, de l'eau en grande quantité et une composition chimique variée font de la Terre la seule planète du Système solaire à pouvoir entretenir la vie.

L'atmosphère est composée des couches suivantes :

- **Troposphère** : la troposphère est la couche qui est en contact avec le sol; elle s'étend jusqu'à de 0 à 12 km d'altitude et est le siège des phénomènes climatiques.
- **Stratosphère** : la stratosphère s'étend de 10 à 40 km d'altitude; C'est une couche gazeuse qui s'échauffe au voisinage de la terre et se refroidit en fonction de l'altitude. Elle peut contenir les hydrométéores (par exemple : la grêle et la neige, bruine, brouillard).
- **Ionosphère** : l'ionosphère regroupe le **mésosphère** et le **thermosphère** qui sont des couches ionisées, elle s'étend de 40 à 1000 km d'altitude; elle est exposée au rayonnement solaire ainsi qu'aux rayons cosmiques et aux météorites qui provoquent l'ionisation des molécules, c'est-à-dire l'arrachement des électrons des couches extérieures de la molécule; les particules chargées négativement (électrons) et positivement (ions) ont tendance à se concentrer en couches ionisées qui vont jouer un rôle très important dans la propagation des ondes, principalement des ondes HF.
- **Exosphère** : l'exosphère est la couche ultime de l'atmosphère ; on connaît mal ses propriétés et l'on ignore sa limite. C'est dans l'exosphère que la première des deux ceintures de particules découvertes par les satellites artificiels nommées *barrières de Van Allen* : la première barrière s'étend de 500 à 3500 km, tandis que la seconde s'étend jusqu'à 12000 à piégés par le champ magnétique terrestre.

En général, ce sont les trois premières couches de l'atmosphère qui interviennent aux phénomènes de propagation de l'onde. On regroupe ainsi la couche troposphère et la couche stratosphère par une seule couche nommée biosphère ou basse atmosphère.

3.2 Caractéristiques de la basse atmosphère [13], [14]

La basse atmosphère est le siège des phénomènes climatiques. Ainsi les phénomènes météorologiques sont les principaux facteurs qui influent la propagation de l'onde à savoir la variation de la température, de la pression, de la concentration des gaz, de la vapeur d'eau et les hydrométéores...

3.2.1 Pression atmosphérique

La pression atmosphérique diminue en fonction de l'altitude (voir figure 3.01). Les modèles suivants sont des expressions développées par PLANETE SCIENCE qui s'appuie sur la thermodynamique des couches de l'atmosphère.

3.2.1.1 Le modèle troposphérique

Ce modèle est valable entre 0 et 11 km. Il s'appuie sur le fait qu'il existe peu d'échange de chaleur entre les couches d'air adjacentes. On dit que ces échanges sont adiabatiques.

Les calculs dérivant de cette hypothèse amènent l'expression de la pression absolue suivante :

$$P = P_{\text{sol}} \cdot \left[1 - \left(\frac{(\zeta - 1) \cdot M \cdot g_0 \cdot h}{\zeta \cdot R \cdot T_{\text{sol}}} \right)^{\frac{\zeta}{\zeta - 1}} \right] \quad (3.01)$$

avec :

P : Pression absolue à l'altitude h (en hPa).

P_{sol} : Pression absolue au sol (en hPa).

ζ : Rapport des capacités calorifiques à pression et volume constant de l'air.

M: Masse molaire de l'air (28.84 g/mol).

g_0 : Accélération de la pesanteur au niveau du sol (9.81m/s²).

R: Constante des gaz parfait (8.31J/°K/mol)

T_{sol} : Température au sol (en °K).

h: Altitude (en m)

En supposant que la température moyenne au sol est de 20°C (ou 293 °K), l'expression est devenue :

$$\frac{P}{P_{\text{sol}}} = (1 - 3,32 \cdot 10^{-5} \cdot h)^{3,2} \quad (3.02)$$

3.2.1.2 Modèle stratosphérique

Le modèle stratosphérique est basé sur le caractère isothermique de cette couche. Le modèle reste acceptable jusqu'à 40km.

On a la relation suivante :

$$\frac{P}{P_{\text{sol}}} = 0,204 \cdot \exp[-1,56 \cdot 10^{-4} (h - 11000)] \quad (3.03)$$

La figure 3.01 illustre la variation du rapport $\frac{P}{P_{\text{sol}}}$ en fonction de l'altitude h (m) :

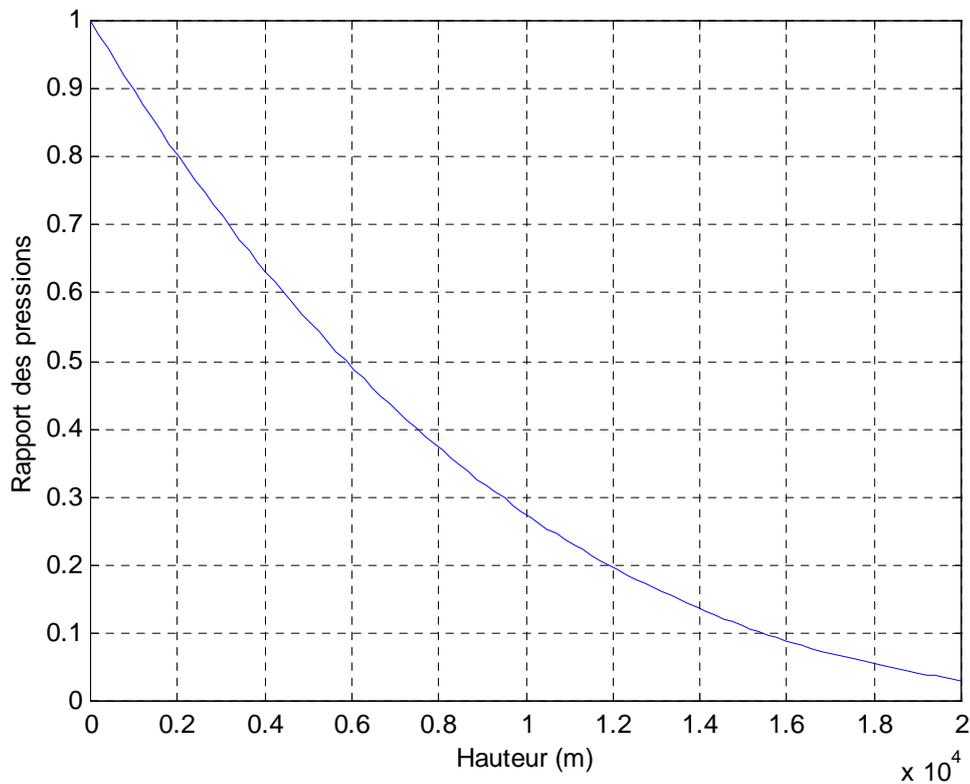


Figure 3.01 : Variation du rapport des pressions en fonction de l'altitude

Alors pour avoir la température absolue à une certaine altitude, il faut déterminer la pression au sol avec un instrument de mesure comme la baromètre.

3.2.2 Température atmosphérique

La variation de la température est relative selon la couche de l'atmosphère (voir figure 3.02). Ainsi elle diminue dans la troposphère et la mésosphère et augmente en fonction de l'altitude dans la stratosphère et la thermosphère.

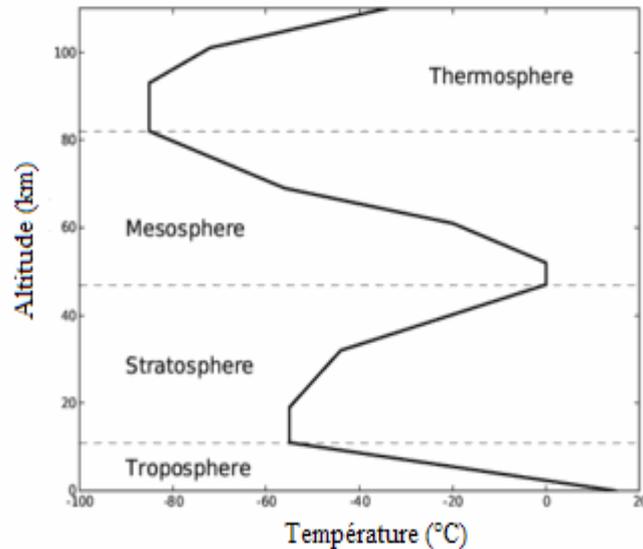


Figure 3.02 : Variation de la température en fonction de l'altitude

3.2.3 La pluie

En général, les gouttes d'eau sont considérées comme sphériques et leurs dimensions peuvent atteindre un diamètre de 2 mm. Les gouttes de pluie ont pour effet d'affaiblir, de diffuser et d'altérer la polarisation des ondes.

La pluie est décrite au moyen de la distribution des tailles des gouttes. On utilise en général la distribution de Marshall et Palmer suivante :

$$N_g = N_0 \cdot \exp(-a \cdot r) \quad (3.04)$$

avec $a = 8,2 \cdot I^{-0,21}$ (mm^{-1})

$N_0 = 16 \cdot 10^3 \text{ m}^{-3} \text{ mm}^{-1}$: constante expérimentale

a : constante expérimentale.

I : l'intensité de pluie exprimée en mm/heure.

$N_g \cdot dr$: nombre de gouttes d'eau par unité de volume dont le rayon est compris entre r et $r + dr$.

r : rayon (en m)

3.2.4 Permittivité relative de la pluie

La permittivité relative de la pluie est fonction de la fréquence f de l'onde rayonnée et de la température T . Pour des températures de -4°C à $+30^\circ\text{C}$ et des fréquences comprise entre 30 MHz et 1000 GHz et pour des températures de -4°C à $+30^\circ\text{C}$, on l'expression suivante :

$$\varepsilon_r = (77,6 + 103,3.K) - f \cdot \left[\frac{(72,12 + 103,3.K)}{f - j(20,9 - 142.K + 29.K^2)} - \frac{1,97}{f - j(590 - 1500.K)} \right] \quad (3.05)$$

$$\text{avec } K = \frac{300}{273,15 + T} - 1 \quad (3.06)$$

T : température en °C

f: fréquence de l'onde

3.2.5 Humidité

L'humidité est un facteur météorologique important. Il est très difficile à évaluer car fortement dépendant des conditions nuageuses locales. Globalement, l'humidité diminue avec l'altitude pour disparaître dans la stratosphère. On la caractérise par le rapport de la pression partielle de vapeur d'eau P_p à la pression saturante P_s .

- Ainsi l'humidité relative est :

$$H_r (\%) = \frac{P_p}{P_s} \cdot 100 \quad (3.07)$$

- L'humidité spécifique H_s est la masse de vapeur pour un kg d'air humide.

$$H_s = \frac{0,622 \cdot P_p}{P - 0,378 \cdot P_p} \quad (3.08)$$

Elle s'exprime en kg de vapeur par kg d'air humide à la pression P.

En valeur approchée :

$$H_s = \frac{0,622 \cdot P_p}{P} \quad (\text{kg/kg}) \quad (3.09)$$

Dans la troposphère la distribution moyenne de H_s est donnée par l'approximation suivante:

$$H_s(h) = H_{s_0} \cdot \exp(a_0 \cdot -h) \quad \text{pour } 0 < h < h_1 \quad (3.10)$$

Et dans la stratosphère

$$H_s(h) = H_{s_1} \cdot \exp[a_1 \cdot (h - h_1)] \quad \text{pour } h_1 < h < h_m \quad (3.11)$$

Suivant les saisons et les régions du monde

- H_{s_0} varie entre 1,6 et 17,5 g/kg
- a_0 varie entre 0,42 et 0,84 km^{-1}
- H_{s_1} varie entre 0,002 et 0,05 g/kg
- h_1 varie entre 8 à 15 km : altitude de la tropopause
- a_1 varie entre 0 et 0,31 km^{-1}

La pression de saturation P_s est une donnée essentielle au calcul de l'humidité relative H_r .

Nous donnons deux figures (figure 3.03 et figure 3.04) caractérisant la pression de saturation de la vapeur d'eau au-dessus soit d'une surface plane d'eau soit d'une surface plane de glace, en fonction de la température.

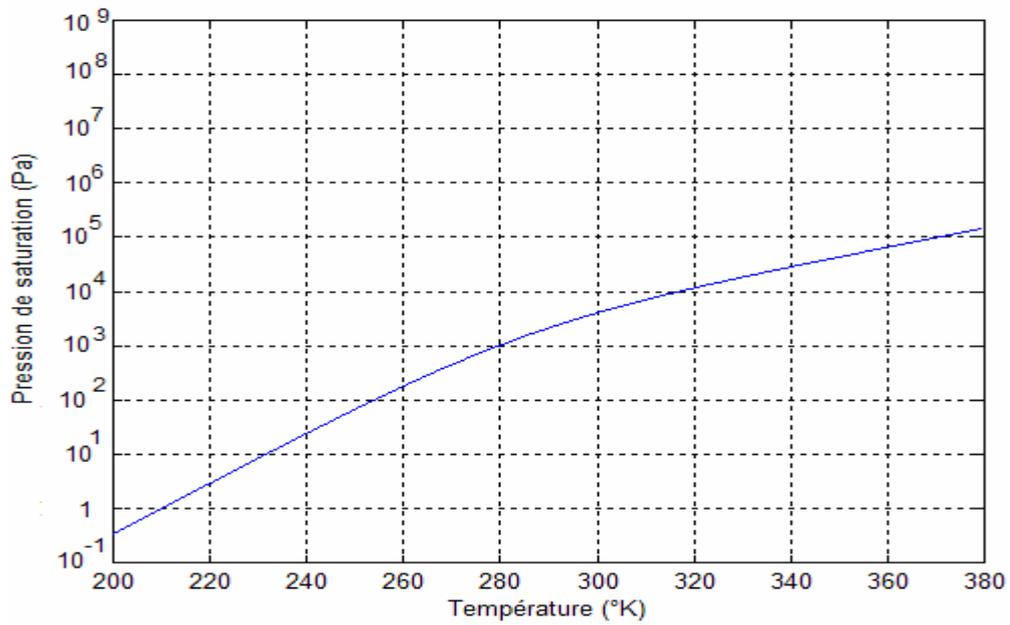


Figure 3.03 : Pression de saturation de la vapeur d'eau sur un plan d'eau en fonction de la Température

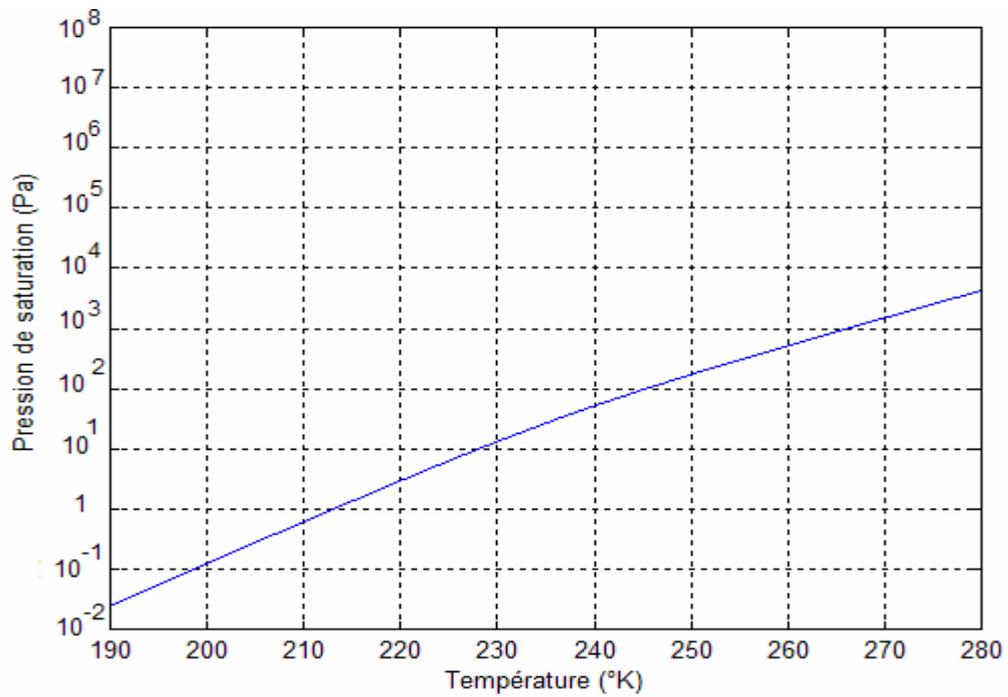


Figure 3.04 : Pression de saturation de la vapeur d'eau sur un plan de glace en fonction de la température

3.2.6 Les gaz

Les principaux constituants de l'atmosphère terrestre sont l'azote (78%) et l'oxygène (21%). Les gaz atmosphériques contenus dans le 1% restant sont le dioxyde de carbone, le néon Ne, le hélium, le cobalt, l'hydrogène, l'ozone, le méthane, le crypton et le xénon, l'argon (0,9 %).

3.2.7 Les nuages

Les nuages sont de masse de petites gouttelettes d'eau ou de minuscules cristaux de glace en suspension dans l'atmosphère et sans contact avec le sol. Les nuages sont le principal phénomène visible de l'atmosphère. Ils représentent une étape du cycle de l'eau, qui comprend l'évaporation d'humidité de la surface de la Terre, le transport de cette humidité dans les niveaux élevés de l'atmosphère, la condensation de cette vapeur d'eau en masses nuageuses et le retour final de l'eau à la surface de la Terre sous forme de précipitations de pluie, de neige ou de grêle.

3.3 *Caractéristiques de la haute atmosphère* [13], [19]

En général, dans la haute atmosphère c'est la couche ionosphère qui influe la propagation de l'onde dans cette altitude.

Elle est constituée de gaz fortement ionisés à très faible pression (entre $2 \cdot 10^{-2}$ mb et $1 \cdot 10^{-8}$ mb) et à haute température (-20 à +1000°C).

L'atmosphère est en permanence soumise au rayonnement ultraviolet, aux rayons X, aux particules solaires, et au rayonnement cosmique. Il en résulte une ionisation, c'est-à-dire une production d'ions et d'électrons. Au niveau du sol, la densité de l'ionisation est de l'ordre quelques milliers d'ions par cm^3 . Mais à partir de 60 km d'altitude on constate l'existence de régions à forte ionisation: c'est l'ionosphère.

3.3.1 Les couches

On distingue généralement trois sous couches aux propriétés particulières vis-à-vis de la propagation des ondes.

3.3.1.1 *La couche D*

La couche D, de 75 à 95 km du sol environ. Elle est plutôt perméable face aux ondes haute fréquence. Son ionisation est proportionnelle au flux solaire, elle se forme au lever du jour et disparaît aussitôt le soleil couché. Son absorption est inversement proportionnelle à la fréquence. Les signaux dans les bandes 160 et 80 mètres sont complètement absorbés au cours des heures d'ensoleillement, par exemple.

3.3.1.2 *La couche E*

La couche E est située entre 95 à 150 km du sol environ, de caractéristique moyenne : pression 0,01 Pa, température -50°C densité électronique 1011 électrons/m³. C'est la couche la plus basse utilisée par les ondes radio pour s'y réfléchir.

Elle est constituée d'oxygène et monoxyde d'azote moléculaires ionisées et d'ions météoritique diurne et présente tout au long du cycle solaire. Elle réfléchit les ondes de quelques MHz jusqu'à une fréquence limite qui dépend de l'angle d'incidence de l'onde sur la couche et de la densité de celle-ci. Au moment du solstice d'été (mai à août) apparaissent parfois pendant quelques dizaines de minutes, voire quelques heures, des "nuages" fortement ionisés dans la couche E (on parle de "sporadique E" ou "Es").

3.3.1.3 La couche F

La couche F d'altitude 150 à 400 km du sol environ. C'est la région ionisée utilisée pour des communications HF à longue distance. Elle s'ionise au lever du soleil, atteint rapidement son maximum pour diminuer progressivement au coucher et atteindre son minimum juste avant le lever du jour. Au cours de la journée, la région F se divise en deux :

- **la couche F1**, de 150 à 200 km du sol environ. Sa présence est directement dépendante du lever et du coucher du soleil. Après le coucher, la couche F1 diminue fortement pour laisser la place à la couche F.
- **la couche F2**, de 250 à 400 km du sol environ. C'est la couche la plus intéressante pour les communications HF. Elle permet des communications à plus de 1500 km en un seul bond.

La figure 3.05 illustre la variation de l'altitude (très grossier) des couches de l'ionosphère en fonction de l'heure.

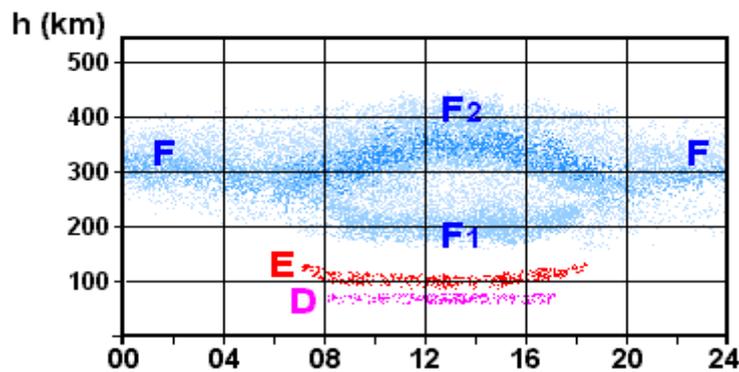


Figure 3.05 : Présence des couches en fonction de l'heure de la journée

3.3.2 Densité des électrons

L'ionisation varie énormément en fonction du cycle solaire, de la saison, de l'heure du jour dont les couches qui nous intéressent évoluent dans les mêmes proportions.

Le nombre d'électrons par m^3 A varie non seulement en fonction de l'altitude mais aussi en fonction de l'époque et de l'heure.

La figure 1.06 donne la variation de A qui est un exemple-type correspondant à une latitude moyenne. Elles peuvent être assez différentes en fonction de l'activité solaire.

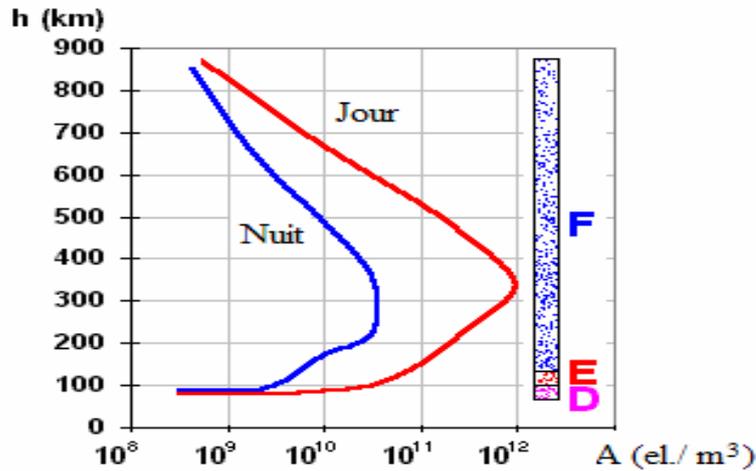


Figure 3.06 : Variation de la densité d'électrons

3.3.3 La fréquence critique

L'une des propriétés de l'ionosphère est sa capacité à *absorber, réfléchir ou réfracter* les ondes radio. La réflexion d'une onde dépend, entre autres, de sa fréquence et de l'état d'ionisation. Il existe donc une fréquence limite f_o , au-dessus du quelle la réflexion n'est plus possible. Les signaux traversent alors l'ensemble des couches et se propagent dans l'espace. C'est la fréquence la plus élevée qui permet à un moment donné d'assurer une liaison radioélectrique par voie ionosphérique entre deux points donnés. Il s'agit toujours d'une onde abordant perpendiculairement la couche considérée, à d'autres incidences la fréquence limite augmente et on parle alors de FMU (Fréquence Maximale Utilisable ou MUF en anglais).

Le tableau (3.01) montre un exemple la variation de f_o en fonction de l'altitude, sous une latitude moyenne, de jour.

Altitude (km)	100	200	300	400	500	600
f_o (MHz)	2	4,9	9	7,5	2,8	2

Tableau 3.01 : Variation de f_o en fonction de l'altitude

Les deux courbes de la figure (1.07) représentent la variation de f_o correspondant à des latitudes moyennes en période d'activité solaire favorable. On voit que la propagation via la

couche E est limitée à la journée et pour des fréquences assez basses (inférieure à 10MHz), mais il est possible d'utiliser les bandes hautes pendant une grande partie de la nuit.

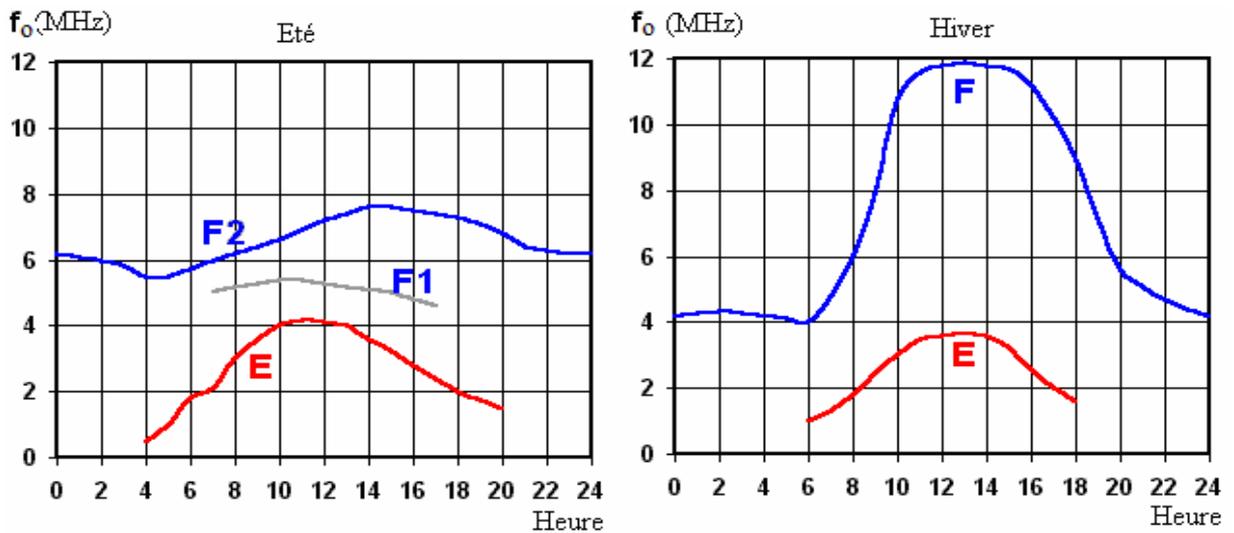


Figure 3.07 : Variation de la fréquence critique en fonction de l'heure du jour

3.3.4 Indice de réfraction du milieu ionisé

L'indice de réfraction d'un milieu ionisé dépend à la fois de la fréquence de l'onde considérée et de la densité électronique A du milieu. Ce sont les électrons qui règnent: grâce à leur faible masse et à leur charge électrique, ils sont mis en mouvement sous l'influence du champ électrique E de l'onde électromagnétique. L'énergie qu'ils reçoivent de l'onde leur permet d'osciller et de rayonner à nouveau une onde de fréquence identique mais de phase différente, provoquant ainsi un changement de direction de l'onde incidente. L'indice de réfraction du milieu ionisé est :

$$n = \sqrt{1 - \left(\frac{A \cdot e^2 \cdot 10^{-9}}{\pi \cdot m \cdot f^2} \right)} \quad (3.12)$$

où A : densité d'électron (électron.m⁻³)

e : charge de l'électron (Coulomb)

m : et masse de l'électron (kg)

f : fréquence de l'onde (kHz)

En remplaçant e et m par leur valeur, l'expression se réduit par :

$$n = \sqrt{1 - \left(\frac{80,8 \cdot A}{f^2 \cdot 10^{-12}} \right)} \quad (3.13)$$

CHAPITRE 4. PROPAGATION DES ONDES RADIOELECTRIQUES DANS L'ATMOSPHERE

4.1 Mode de propagation des ondes [2], [3]

Le mode de propagation des ondes dans l'atmosphère varie est différent dans la couche basse et haute de l'atmosphère. On distingue ainsi la propagation dans la biosphère qui regroupe les couches troposphère et stratosphère, et dans l'ionosphère.

Dans la biosphère, la forte densité de gaz influe la propagation des ondes, là où les gaz sont en mouvement dus aux tourbillons, aux cyclones et aux tempêtes. C'est un milieu hétérogène, ce qui entraîne la dispersion de l'onde et aussi un phénomène d'absorption. Là où les hydrométéores polarisent les ondes. Ainsi pour que l'onde se propage dans la basse atmosphère, il faut que la condition de non autoréflexion suivante soit satisfaite :

$$\frac{1}{n^2} \left[\frac{dn}{dl} \right] \lambda \ll 1 \quad (4.01)$$

avec n : indice de réfraction

l : longueur de la trajectoire de l'onde

λ : la longueur d'onde

Quand on commence à augmenter en altitude au dessus de la biosphère, ce sont les atomes qui règnent et il y a le mouvement des électrons qui influent beaucoup la propagation des ondes.

4.2 Propagation des ondes de radiocommunication dans la biosphère [5], [10], [11]

4.2.1 Propagation dans un milieu homogène

Un milieu est homogène si l'indice n est constant.

L'onde électromagnétique se propage dans un milieu aléatoire et varie exponentiellement dans l'espace et dans le temps, alors on modélise son expression pour le cas d'une onde plane:

$$E = E_0 e^{j(\omega t - knl)} \quad (4.02)$$

Avec: $k = \frac{2\pi}{\lambda}$: nombre d'ondes

l : longueur de la trajectoire

knl : variation de phase

On note $E = \dot{E} \cdot e^{-j.k.l}$ (4.03)

4.2.2 Propagation dans un milieu hétérogène

Dans ce milieu n varie d'un point à l'autre, c'est-à-dire que n est fonction de $r(x,y,z)$.

Pour cela, on va considérer un segment dl de la trajectoire. Le modèle mathématique est :

$$E = E_0 e^{j(\omega t - \int n(l).dl)} \quad (4.04)$$

4.2.2.1 Vitesse de propagation

Soit la phase $\omega t - k \int n(l).dl$ (4.05)

on considère que $\omega t - k \int n(l).dl$ est constante.

Alors
$$\frac{d}{dt}[\omega t - k \int n(l).dl] = 0 \quad (4.06)$$

$$\omega - kn(l) \frac{dl}{dt} = 0 \quad (4.07)$$

$$v = \frac{\omega}{k.n(l)} \quad (4.08)$$

Ainsi pour un, milieu homogène dans la basse atmosphère $v = \frac{\omega}{k}$ (4.09)

4.2.2.2 Equation d'onde

Soit $\vec{\tau}_0$ un vecteur unitaire tangent sur la trajectoire de l'onde et (π) le plan qui contient $\psi(x, y, z)$. (π) et $(\vec{\tau}_0)$ sont orthogonaux entre eux.

Alors
$$\frac{\partial \overrightarrow{\text{grad}} \psi}{\partial l} = \frac{\partial}{\partial l} (\vec{\tau}_0 n) = (\vec{\tau}_0 \nabla). \text{grad} \psi \quad (4.10)$$

Considérons un vecteur unitaire $l_0 (l_{0x}, l_{0y}, l_{0z})$ sur la trajectoire l :

$$\begin{aligned} (\vec{\tau}_0 \nabla) \text{grad} \psi = & \vec{x}_0 \left[l_{0x} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + l_{0y} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y} + l_{0z} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial z} \right] \\ & + \vec{y}_0 \left[l_{0x} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y} + l_{0y} \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + l_{0z} \frac{\partial^2 \psi}{\partial y \partial z} \right] \\ & + \vec{z}_0 \left[l_{0x} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial z} + l_{0y} \frac{\partial^2 \psi}{\partial y \partial z} + l_{0z} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right] \end{aligned} \quad (4.11)$$

Et si on pose $l_{0x} = \frac{1}{n} \frac{\partial \psi}{\partial x}$, $l_{0y} = \frac{1}{n} \frac{\partial \psi}{\partial y}$ et $l_{0z} = \frac{1}{n} \frac{\partial \psi}{\partial z}$

La composante suivant x_0 s'écrit :

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2n} \frac{\partial \psi}{\partial x} \left(\frac{\partial \psi}{\partial x} \right)^2 + \frac{1}{2n} \frac{\partial \psi}{\partial x} \left(\frac{\partial \psi}{\partial y} \right)^2 + \frac{1}{2n} \frac{\partial \psi}{\partial x} \left(\frac{\partial \psi}{\partial z} \right)^2 \\ &= \frac{1}{2n} \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\frac{\partial \psi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \psi}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \psi}{\partial z} \right)^2 \right] \\ &= \frac{1}{2n} \frac{\partial}{\partial x} \left| \overrightarrow{\text{grad } \psi(l)} \right|^2 = \frac{1}{2n} \frac{\partial}{\partial x} n^2 = \frac{\partial n}{\partial x} \end{aligned} \quad (4.12)$$

Ainsi $(\vec{\tau}_0 \nabla) \text{grad } \psi = \vec{x}_0 \frac{\partial n}{\partial x} + \vec{y}_0 \frac{\partial n}{\partial y} + \vec{z}_0 \frac{\partial n}{\partial z}$ (4.13)

Et on obtient l'équation d'onde : $\frac{\partial}{\partial l} (\vec{\tau}_0 n) = \overrightarrow{\text{grad}.n}$ (4.14)

4.2.2.3 Equation de propagation dans la biosphère

Soient Θ_0 l'angle d'élévation l'antenne par rapport à l'horizontale (c'est-à-dire la surface de la terre), R : le rayon de la Terre (6400 km), h : altitude ou distance verticale de la couche, M un point de l'espace appartenant à la couche, Θ : l'angle entre la direction de propagation à l'altitude h avec l'horizontale ou angle d'orientation de l'onde :

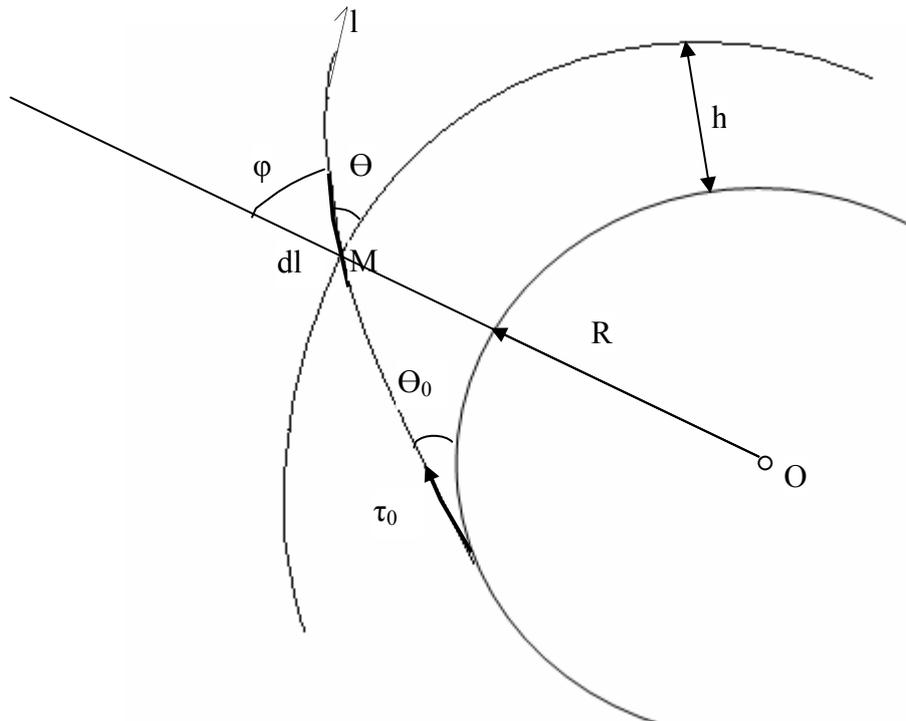


Figure 4.01 : Angle d'orientation de l'onde à l'altitude h

En posant $r=R+h$. Et à partir de la figure 4.01, $\text{grad}n$ est parallèle à r .

Ce qui nous donne la relation $\vec{r} \wedge \left[\frac{\partial}{\partial x} (\vec{\tau}_0 n) \right] = \vec{r} \wedge (\nabla n) = 0$ (4.15)

où l'opérateur Λ représente le produit vectoriel des deux vecteurs. De plus $\frac{\partial}{\partial l} \left[\vec{r} \Lambda (n \vec{\tau}_0) \right] = 0$

, alors $\left[\vec{r} \Lambda (n \vec{\tau}_0) \right]$ est constante. Or φ est l'angle formée par r et $\vec{\tau}_0$ qui est égale à $\frac{\pi}{2} - \theta$.

$n.r.\sin\varphi = \text{constante} = n.r.\cos\Theta$ où n est l'indice de réfraction à l'altitude h . Si n_0 est l'indice de réfraction au voisinage de la terre, on a :

$$\mathbf{n_0.R.\cos\Theta_0 = n.r.\cos\Theta = n.(R+h).\cos\Theta.} \quad (4.16)$$

C'est l'équation de propagation de l'onde électromagnétique dans la troposphère et stratosphère.

Ainsi si on suppose que la terre n'est pas sphérique, on a :

$$\mathbf{n_0.\cos\Theta_0 = n.\cos\Theta} \quad (4.17)$$

4.2.3 Réfraction dans la biosphère

L'indice de réfraction n varie à chaque altitude de la couche, ce qui influe la trajectoire de l'onde : c'est la courbure des rayons ou réfraction.

4.2.3.1 Rayon de courbure de la propagation

Quand une onde traverse une couche de la basse atmosphère, la variation de l'indice a pour effet d'infléchir la trajectoire des ondes électromagnétique et sa direction de propagation est représentée sous forme d'un arc de rayon R_{arc} tel que:

$$R_{\text{arc}} = -\frac{1}{\frac{dn}{dh}} = -\frac{1}{\text{grad}(n)} \quad (4.18)$$

Dans ce cas $\text{grad}(n)$ représente le gradient vertical de l'indice de réfraction. On note par α_r la courbure relative du rayon par rapport à la terre tel que :

$$\alpha_r = \frac{1}{R} + \frac{dn}{dh} \quad (4.19)$$

L'indice n décroît quand l'altitude h diminue. Si cette décroissance est linéaire, on a une réfraction normale où les rayons sont moins incurvés. L'expression de cette décroissance pour une atmosphère normale (80% du temps, climat tempéré) est :

$$\frac{dn}{dh} = -39.10^{-6} \square -\frac{0,25}{R} \quad (4.20)$$

4.2.3.2 Rayon équivalent de la terre

Le rayon équivalent de la terre (voir figure 4.02) permet de définir la visibilité ou la propagation rectiligne pour une terre fictive de rayon R' . On modifie le rayon Terrestre R par un facteur, ce qui correspond à :

$$\frac{1}{F.R} = \frac{1}{R} + \frac{dn}{dh} \quad (4.21)$$

Alors :

$$R' = F.R \quad (4.22)$$

tel que

$$F = \frac{1}{1 + \frac{R}{n} \cdot \frac{dn}{dh}} \quad (4.23)$$

en remplaçant la valeur de R par $6,38.10^3$ km et $\frac{dn}{dh}$ par $\frac{dN}{dh} \cdot 10^{-6}$, on a :

$$F = \frac{157}{157 + \frac{dN}{dh}} \quad (4.24)$$

$$R' = \frac{157.R}{157 + \frac{dN}{dh}} \quad (4.25)$$

où l'unité de R et R' sont en Km et N représente la coïndice de réfraction.

Pour une atmosphère normale :

$$R' = \frac{4}{3}R \quad (4.26)$$

ou encore $R' \approx 8500$ km .

A partir des formules empiriques, extraites de la Note Technique NBS-101, on peut obtenir une approximation du rapport $\frac{dN}{dh}$ en fonction du coïndice de réfraction au sol N_{sol} tel que :

$$\frac{dN}{dh} = -7,32 \cdot \exp(5,557 \cdot 10^{-3} \cdot N_{sol}) \quad (4.27)$$

Ceci nous donne :

$$F = \frac{1}{1 - 4.665 \cdot 10^{-2} \cdot \exp(5,557 \cdot 10^{-3} \cdot N_{sol})} \quad (4.28)$$

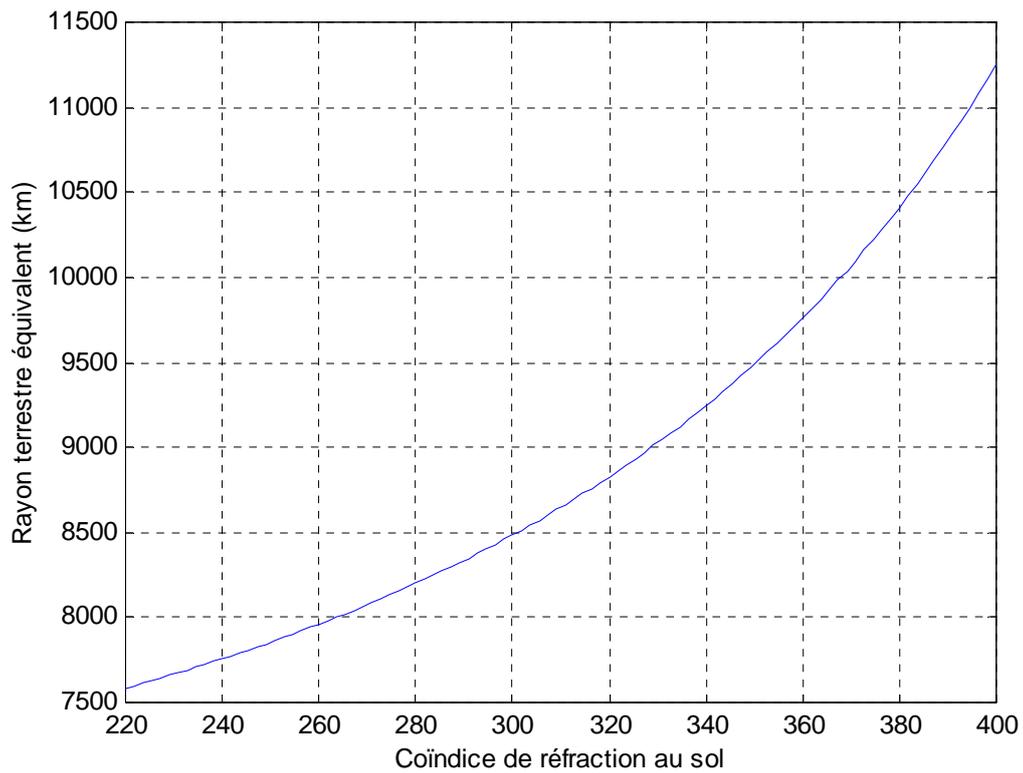


Figure 4.02 : Variation du rayon terrestre équivalente en fonction du coïndice de réfraction au sol

Ainsi à partir de ce rayon équivalent R' , on peut définir la distance de visibilité (figure 4.03)

D_0 exprimé par :

$$D_0 = \sqrt{2R'} \cdot [\sqrt{H_r} + \sqrt{H_e}] \quad (4.29)$$

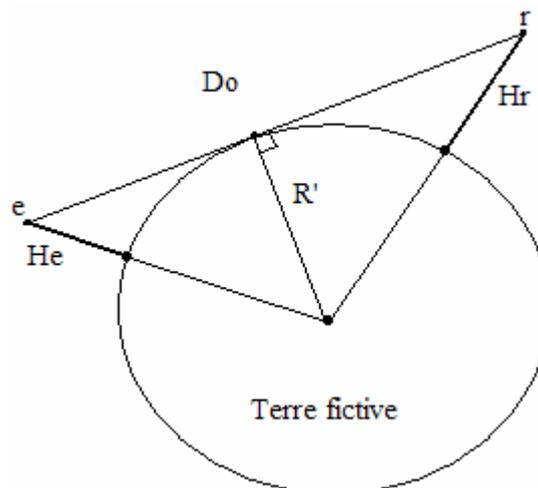


Figure 4.03 : Distance de visibilité pour une terre fictive de rayon R'

La distance D_0 permet de limiter la zone asservie entre l'émetteur et le récepteur, c'est-à-dire que si :

- $\bar{e}_r = D_0$, on a une zone asservie
- $0 < \bar{e}_r < D_0$, on a une zone de Fading grâce aux interférences des ondes en phase et des ondes en opposition de phase
- $\bar{e}_r \gg D_0$, la zone devient opaque ou desservie ou zone de silence

On introduit ainsi le rayon fictif de la terre, qui est le rayon de courbure de la terre dans un espace où les trajectoires des ondes parallèles au sol sont des droites.

4.2.3.3 Coïndice de réfraction

L'indice de réfraction n varie en fonction de la pression, de la température et de la composition de l'air. Ainsi on introduit en général le coïndice N de module:

$$N = (n - 1) \cdot 10^6 \quad (4.30)$$

Après plusieurs développements on aboutit à la formule approchée de Smith et Weintraub :

$$N = \frac{77,6}{T} \left(P + 4810 \frac{P_e}{T} \right) \quad (4.31)$$

avec P : pression atmosphérique en (mBar)

T : température absolue en ($^{\circ}$ K)

P_e : Pression partielle de vapeur d'eau en (mBar)

Dans la plupart des cas on peut s'attendre à une diminution du coïndice lorsque l'altitude augmente du fait de la diminution de la pression. Cet effet sera en général prépondérant devant la diminution de la température qui pour sa part joue en faveur d'une augmentation du coïndice.

Lorsqu'on se limite au premier kilomètre de l'atmosphère on peut considérer un modèle de décroissance linéaire du coïndice en fonction de l'altitude :

$$N(h) = N_{\text{sol}} + \frac{dN}{dh} (h - h_{\text{sol}}) \quad (4.32)$$

Au dessus du premier km ce modèle est insuffisant pour traduire l'évolution du coïndice et on lui préfère un modèle exponentiel :

$$N(h) = N_{\text{sol}} \cdot e^{\frac{-(h-h_{\text{sol}})}{h_0}} \quad (4.33)$$

Le terme h_0 est un paramètre du modèle. Dans les régions tempérées il est choisi égal à 7,3 km.

Si on admettra que la variation de cet indice en fonction de l'altitude peut être résumée par la formule approchée suivante :

$$n(h) = 1 + 35 \cdot 10^{-6} \cdot e^{-0,36 \cdot h} \quad (4.34)$$

Et compte tenu de la formule (4.30) on obtient :

$$N(h) = 315 \cdot e^{-0,136 \cdot h} \quad (4.35)$$

Cette coïndice est exprimé en unité N noté uN.

Cette variation de l'indice a pour effet d'infléchir la trajectoire des ondes électromagnétique. La stratification de l'atmosphère sous forme de couches de températures et hygrométrie (mesure du degré d'humidité de l'air) différentes se produisant dans certaines circonstances présentent par conséquent des indices de réfraction différents.

La décroissance moyenne mensuelle de coïndice de réfraction dans une couche de 1km au dessus de la surface de la Terre pour les mois de Février, Mai, Août et Novembre est :

$$\Delta N = N_{\text{sol}} - N_{1\text{km}} \quad (4.36)$$

où $N_{1\text{km}}$ est la valeur du coïndice de réfraction à une hauteur de 1km au dessus de la surface de la Terre.

4.2.3.4 Susceptibilité électrique

La susceptibilité électrique est exprimée par :

$$\chi_e = \epsilon_r - 1 \quad (4.37)$$

Dans la basse atmosphère, cette susceptibilité est fonction de la température T et la pression atmosphérique P, tel que :

$$\chi_e = a \frac{P}{T} \quad (4.38)$$

Dans la troposphère, il existe des molécules sans ou avec du *moment dipolaire* (par exemple la vapeur d'eau). Et lorsque les molécules sont sans moment dipolaire :

$$\chi_e = A \frac{P}{T} + B \frac{P_e}{T^2} \quad (4.39)$$

Avec P_e : pression de la vapeur d'eau

A, B : sont des constantes

L'indice de réfraction $n = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r}$. Or dans la biosphère la perméabilité relative $\mu_r = 1$, alors

$$\chi_e = n^2 - 1 \quad (4.40)$$

et pour $n \leq 1$:

$$\chi_e = (n + 1)(n - 1) \approx 2(n - 1) \quad (4.41)$$

Au voisinage de la terre : $n_0 \in [1,00026 ; 1,00046]$, alors n dépend de la condition, météorologique.

Expérimentalement pour $z \in [8\text{km} ; 10\text{ km}]$, alors $n \in [1,00011]$ et la température, la pression atmosphérique, la pression de la vapeur d'eau varie en fonction de l'altitude z .

4.2.3.5 Gradient d'indice et les différentes réfractons

On note par $g = \frac{dn}{dh}$ le gradient d'indice (d'unité uN/km) en fonction de l'altitude h . La

trajectoire des ondes varie selon la valeur de g (figure 4.04) :

- $g < -157$ uN correspond à une terre convexe, c'est l'hyperréfraction
- Si $g = -157$ uN, la courbure due au gradient d'indice est exactement identique à la courbure du rayon terrestre réel.
- $g = \frac{-0,25}{R}$ correspond à une réfraction normale
- Si $g = 0$, le rayon de courbure tend vers l'infinie
- Si g est positif, on a une réfraction négative

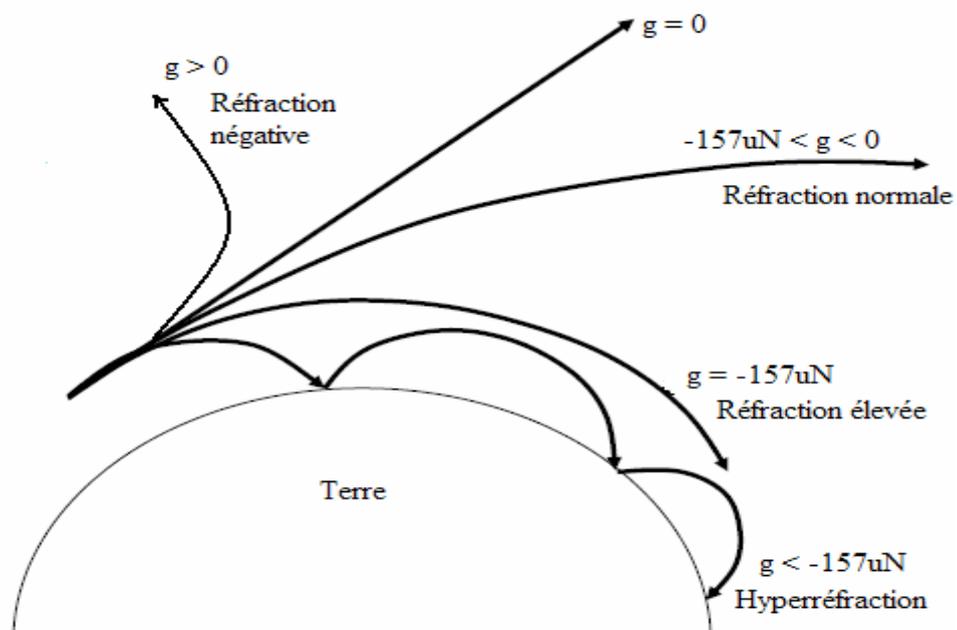


Figure 4.04 : Les différentes réfractons

Pour le coïndice, on note par $\frac{dN}{dh}$ le gradient vertical de coïndice de réfraction dans la basse atmosphère. Sa valeur change selon l'altitude, la température, la pression et l'humidité. L'expression suivante est une expression différentielle aux dérivées de ce gradient :

pour une masse volumique d'air $\rho \approx 1,2 \text{ kg.m}^{-3} \cdot \frac{293}{T+273}$, on a ;

$$\frac{dN}{dh} = 0,35 \cdot \frac{dP}{dh} + 7 \cdot \frac{dv_e}{dh} - 1,3 \cdot \frac{dT}{dh} \quad (4.42)$$

avec : P : pression atmosphérique (hPa)

v_e : concentration de vapeur d'eau (g/kg d'air sec)

T : température (°C)

4.2.4 L'hyperréfraction

L'atmosphère peut se subdiviser en couches horizontales présentant des indices de réfraction différents et dont le gradient vertical d'indice pouvait prendre des valeurs très négatives. On parle alors de guidage ou hyperréfraction ou conduit troposphérique et on a une atmosphère superstandard. La condition météorologique qui donne lieu à de telle formation est, à titre d'exemple, si l'air proche du sol est très refroidi et très humide par rapport aux couches supérieures.

Les conduits troposphériques génèrent un affaiblissement profond et lent du niveau du signal pouvant atteindre plusieurs dizaines de dB. L'hyperréfraction est surtout caractérisée par le module M l'indice de réfraction induite ou coïndice, tel que :

$$M(h) = (N(h) - 1) \cdot 10^6 \quad (4.43)$$

L'hyperréfraction est apparaît quand la valeur de M diminue en fonction de l'altitude h.

4.3 Atténuation et transpolarisation [10], [11], [12]

4.3.1 Dépolarisation

La dépolarisation ou transpolarisation se traduit par le fait que la polarisation de l'onde rayonnée se modifie au fur et à mesure de sa propagation. Ainsi une partie de l'énergie rayonnée avec une certaine polarisation se retrouve après propagation avec la polarisation orthogonale. Ce phénomène est dû aux hydrométéores et aux nuages de particules dépolarisant de l'atmosphère tel que :

$$\vec{P}_e = \varepsilon \chi_e \vec{E} \quad (4.44)$$

avec \vec{P}_e : vecteur de polarisation

χ_e : susceptibilité électrique

4.3.2 Absorption par les gaz

En général l'atténuation par les gaz atmosphériques est la conséquence de l'absorption par l'oxygène ou par la vapeur d'eau. L'oxygène absorbe un certain nombre de raie qui se trouvent entre 50GHz et 70 GHz ainsi qu'une raie à 118,74GHz.

4.3.2.1 Liaisons Terrestres

Pour les liaisons Terrestres l'expression au moyen d'une formule approché du coefficient d'absorption linéique γ_{O_2} en (dB/km) de l'oxygène suivant la fréquence f est :

- pour f inférieure à 57GHz

$$\gamma_{O_2} = \left[7,19 \cdot 10^{-3} + \frac{6,09}{f^2 + 0,227} + \frac{4,81}{(f-57)^2 + 1,5} \right] \cdot 10^{-3} \cdot f^2 \quad (4.45)$$

- pour f supérieure à 57GHz

$$\gamma_{O_2} = \left[7,19 \cdot 10^{-2} + \frac{0,265}{(f-63)^2 + 1,59} + \frac{0,028}{(f-118)^2 + 1,47} \right] \cdot 10^{-3} \cdot (f+198)^{-2} \quad (4.46)$$

Et pour la vapeur d'eau, elle absorbe aussi l'onde aux trois raies aux fréquences 22.2GHz, 183.3GHz et 325.4 GHz. Et la formule approchée pour évaluer cette absorption est :

$$\gamma_{H_2O} = \left[0,05 + 0,0021 \cdot A_e + \frac{3,6}{(f-22,2)^2 + 8,5} + \frac{10,6}{(f-183,3)^2 + 9} + \frac{8,9}{(f-325,4)^2 + 26,3} \right] \cdot 10^{-4} \cdot A_e \cdot f^2$$

où A_e est la concentration de vapeur d'eau en (g/m^3)

(4.47)

4.3.2.2 Liaisons Terre-Espace

Pour une fréquence inférieure à 350GHz, la hauteur pour la vapeur d'eau h_w est exprimée par :

$$h_w = h_{w0} \cdot \left[1 + \frac{3}{(f-22,2)^2 + 5} + \frac{5}{(f-183,3)^2 + 6} + \frac{2,5}{(f-325,4)^2 + 4} \right] \quad (4.48)$$

Expression dans laquelle $h_{w0} = 1,6$ km par temps dégagé et 2,1km par temps de pluie.

Sur un trajet oblique dont l'angle de site Θ est supérieur à 10° , comme dans la majorité des cas, l'atténuation A_o à partir d'une station située à une altitude h_s est :

$$A_o = \frac{\gamma_{O_2} \cdot h_o \cdot \exp\left(-\frac{h_s}{h_o}\right) + \gamma_{H_2O} \cdot h_w}{\sin \theta} \quad (4.49)$$

avec $h_o = 6$ km pour une fréquence f inférieure à 57GHz.

4.3.3 Atténuation par la pluie

Comme la pluie cause une absorption de l'onde rayonnée, l'affaiblissement dépend de l'intensité de la précipitation et de la fréquence.

La valeur approchée du coefficient d'affaiblissement varie selon le type du trajet parcouru, que sa soit une liaison Terre-Terre ou Terre-Espace.

4.3.3.1 Liaison Terrestre

La taille des cellules des pluies est d'autant plus faible que l'intensité est forte et que l'onde radioélectrique rencontre des conditions pluviométriques différentes le long du trajet. L'affaiblissement dû à la pluie pour ce type de trajet varie selon la latitude du site .

4.3.3.2 Liaison Terre-espace

Dans le cas d'un trajet Terre-espace, l'affaiblissement causé par la pluie varie en fonction de la géométrie du trajet (voir figure 4.05), de l'angle θ du site tel que pour θ supérieure à 6° on a:

$$A = \frac{k}{\sin \theta} \cdot \frac{h_p - h_t}{1 + \left(\frac{D \cdot \cos \theta}{35 \cdot \exp(-0,015)} \right)} \quad (4.50)$$

où h_t est l'altitude de la station terrienne [km]

h_p est l'hauteur de pluie effective (km) telle que :

- $h_p = 3 + 0,028 \cdot \Phi$ pour $0 \leq \Phi \leq 36^\circ$ (4.51)

- $h_p = 4 - 0,075 \cdot (\Phi - 36)$ pour $\Phi \geq 36^\circ$ (4.52)

avec Φ la latitude de la station terrienne ($^\circ$)

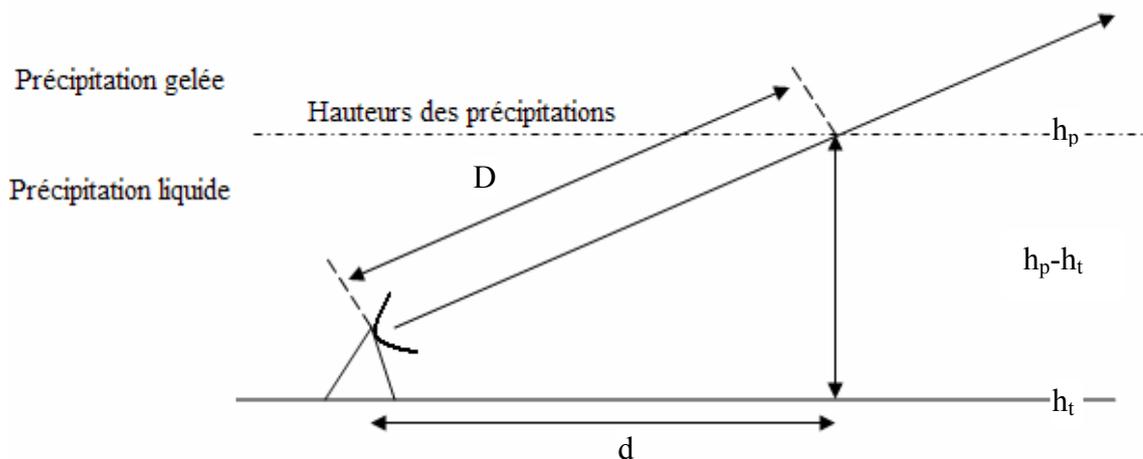


Figure 4.05 : Géométrie d'un trajet Terre-espace

4.3.4 Atténuation par le nuage

Les nuages sont constitués de plusieurs centaines de particules d'eau par cm^3 , ils provoquent dans certaines gammes de fréquence des atténuations importantes sur les ondes radioélectriques. Les particules d'eau sont en général de petites tailles (diamètre $< 100 \text{ nm}$).

4.3.5 La scintillation

La scintillation se manifeste par la variation de l'amplitude, de la phase, de la polarisation et l'angle d'arrivée lors de la traversée des zones d'irrégularité de l'indice de réfraction.

Les amplitudes des fluctuations du signal reçu sont d'autant plus importantes que la fréquence est élevée ; que l'humidité est forte ; que l'angle du site est faible et elles décroissent avec la réduction du faisceau de l'antenne.

4.4 Propagation des ondes radioélectriques dans l'ionosphère [3], [19], [20]

L'onde arrive jusqu'à l'ionosphère si les couches de la basse atmosphère ont été transparentes, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de réflexion ou une propagation guidée dans la troposphère et la stratosphère. Ce qui correspond à une trajectoire convexe et le rayon équivalent terrestre est négatif.

Dans l'ionosphère il y a des ions (molécules ionisées), des cations et des électrons libres sous l'effet du rayonnement ultraviolet (UV) provenant du soleil. Il existe alors des électrons en mouvement et des particules immobiles. La couche ionosphère est donc équivalente à un semi-conducteur.

4.4.1 Equation de mouvement en absence du champ magnétique terrestre

Le champ magnétique terrestre de facteur μ_0 influe l'intensité de l'onde rayonnée. Notre étude sera d'abord basée dans le cas où on néglige l'effet de ce champ magnétique. En utilisant le système d'équation de Maxwell, la relation d'équilibre électrique (2.30) et l'équation (2.31), on a l'équation de mouvement suivant :

$$e.E = m \cdot \frac{\partial v}{\partial t} + m \cdot \nu \cdot v = m \cdot j \cdot \omega \cdot v + m \cdot \nu \cdot v \quad (4.53)$$

avec e : la charge de l'électron

m : la masse de l'électron

v : la vitesse de déplacement de l'électron

t : le temps

ν : la pulsation des chocs

ω : la pulsation de l'oscillation de l'onde

Or la distance entre les particules dans l'ionosphère est très grande devant la longueur d'onde, alors la fréquence d'émission est supérieure à la pulsation des chocs, dans ce cas on retrouve la même expression d'indice de réfraction et de fréquence critique f_0 que celle dans un semi-conducteur telle que :

$$n = \sqrt{1 - \frac{f_0^2}{f^2}} \quad (4.54)$$

$$f_0 = \frac{e}{2\pi} \sqrt{\frac{A}{m \cdot \epsilon_0}} \quad (4.55)$$

où A représente la densité d'électrons dans le milieu ou le nombre d'électrons par unité de volume.

Alors, lorsque la fréquence f de l'onde est supérieure à la fréquence critique f_0 , l'onde traverse l'ionosphère et dans le cas contraire l'onde est réfléchiée où la couche assimilable à un réflecteur.

4.4.2 Variation de la fréquence critique

Vue son expression, on trouve que la fréquence critique f_0 varie en fonction de la densité d'électron A qui dépend de l'altitude, de l'activité climatique et saisonnière. A chaque changement d'altitude, A change de valeur et possède un maximum de densité A_{\max} à une certaine altitude h . Le tableau 4.02 résume les valeurs de A_{\max} suivant les sous-couches de l'ionosphère. A_{\max} correspond alors à $f_{0 \max}$:

Sous-couches	Altitude h en km	A_{\max} en $e \cdot cm^{-3}$
D	70 à 90	10^3 à 10^4
E	100 à 120	$2 \cdot 10^5$
F ₁	160 à 180	$3 \cdot 10^5$
F ₂	250 à 350	$2 \cdot 10^6$
	300 à 450	10^6

Tableau 4.02 : Valeur de A_{\max} suivants les couches de l'ionosphère

4.4.2.1 Sondage sol-air orthogonale ou verticale

En partant de l'équation (4.17), puisque n_0 est au voisinage de 1 et l'angle d'orientation θ_0 de l'antenne est égale à $\frac{\pi}{2}$, la fréquence critique f_{cr} est obtenue au cas où $\theta = 0$ telle que :

$$f_{cr} = f_0 = \frac{e}{2\pi} \sqrt{\frac{A}{m \cdot \epsilon_0}} \quad (4.56)$$

4.4.2.2 Sondage sol-air oblique ou incliné

En considérant une Terre plane, θ_0 est différente de $\frac{\pi}{2}$ et la fréquence critique est :

$$f_{cr} = \frac{f_0}{\sin \theta_0} \quad (4.57)$$

Une onde de fréquence supérieure à la [fréquence critique](#) f_0 peut être réfléchiée par une couche ionisée si l'angle d'attaque Θ est inférieur à une certaine valeur appelée *angle critique*.

4.4.2.3 Sondage sol-air oblique pour une Terre sphérique

La loi de réflexion nous donne que :

$$n_0 \cdot \sin a_0 = n_n \cdot \sin a_n \quad (4.58)$$

avec n_n est l'indice de réfraction du n ième couche et a_i ($i=0,2,\dots,n$) l'angle de déviation du trajectoire de l'onde par rapport à la normale à la i ème couche.

La fréquence critique est obtenue quand a_n tend vers $\frac{\pi}{2}$ et $n_n = \sqrt{\left(1 - \frac{f_0^2}{f^2}\right)}$ telle que :

$$f_{cr} = \frac{f_0}{\sqrt{1 - \frac{\cos^2 \theta}{\left(1 + \frac{h}{R}\right)^2}}} \quad (4.59)$$

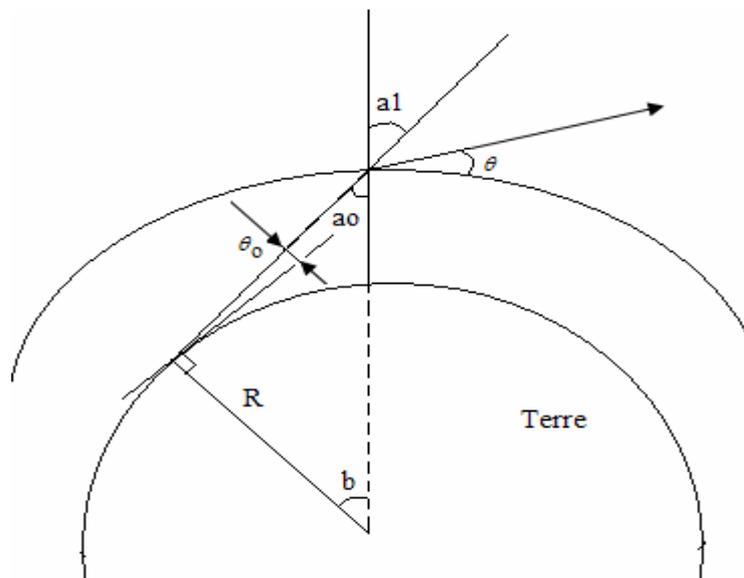


Figure 4.06 : Sondage oblique pour une Terre sphérique

4.4.3 Influence de l'ionosphère

La forte densité électronique dans l'ionosphère cause un affaiblissement de l'onde radioélectrique se propageant dans cette couche. Il existe aussi certains facteurs de perturbation à savoir l'effet Faraday et le retard de propagation.

4.4.3.1 Effet Faraday

L'effet Faraday se manifeste par une rotation d'un certain angle α du plan de polarisation de l'onde reçu par rapport au plan de polarisation de l'onde émise. En effet une onde émise ne conserve pas sa polarisation initiale pendant sa propagation. Et soumis à un champ magnétique, une onde à polarisation linéaire est décomposée en ses composantes gauches et droites qui se propagent chacun avec des vitesses différentes. L'expression de l'angle de rotation est :

$$\alpha = 2,36.10^6 \cdot \frac{H_o \cdot N_{el}}{f^2} \quad (4.60)$$

avec $N_{el} = \int_l a \cdot dl$ la densité surfacique des électrons dans l'ionosphère (el/m^2)

a : la densité linéique des électrons ($el.m^{-1}$)

l : le chemin parcouru (m)

H_o : champ magnétique terrestre ($Wb.m^{-2}$)

f : la fréquence de l'onde (GHz)

La figure 4.07 illustre la variation de l'angle en fonction de la fréquence de l'onde pour quelques valeurs de N_{el} avec $H_o=0,01$:

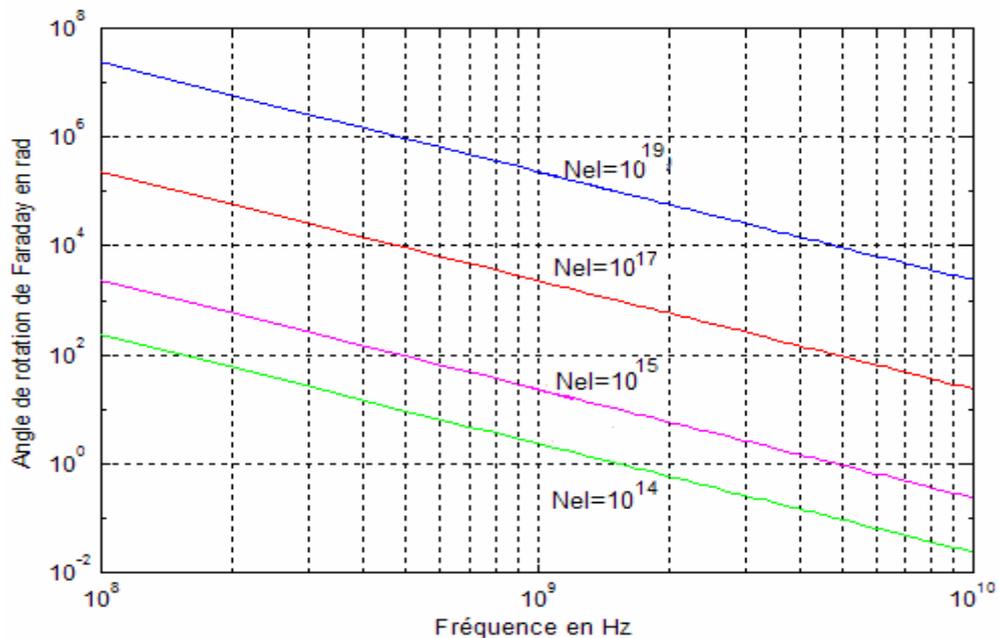


Figure 4.07 : Variation de l'angle de Faraday en fonction de la fréquence

4.4.3.2 Retard de propagation

Le retard de propagation de l'onde est causé par les particules chargées de l'ionosphère.

L'expression du temps de retard (en seconde) est obtenue par l'approximation suivante :

$$t = 1,346 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{N_{el}}{f^2} \quad \text{voir figure 4.08} \quad (4.61)$$

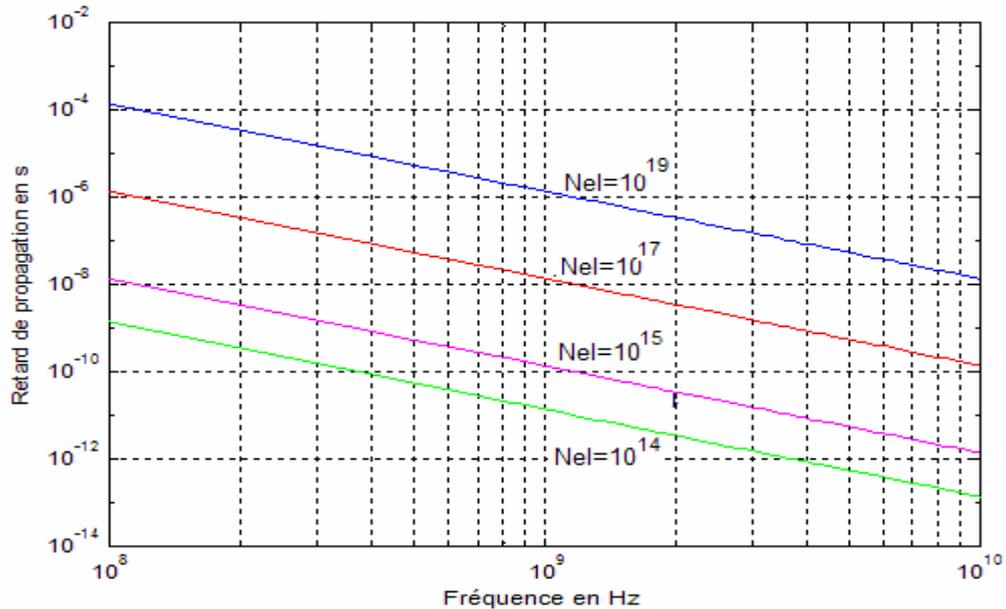


Figure 4.08: Retard de propagation dans l'ionosphère

4.5 Les modes de propagation ionosphérique [21]

Les modes de propagation ionosphérique sont basés sur la réflexion des ondes par les différentes couches de l'ionosphère. On distingue trois modes de propagation qui sont choisis selon la distance de liaison:

4.5.1 Les modes simples

Ces modes sont utilisés pour des distances ne dépassant pas 1000 ou 2000 km, il y a de fortes chances pour que la liaison puisse s'effectuer à l'aide d'un seul rebond sur la couche E ou la couche F. On utilisera un mode 1E ou 1F (le nombre 1 indique une seule rebond et la lettre E ou F le nom de la couche). Parfois les deux modes sont actifs simultanément, ce qui peut provoquer un renforcement du signal ou un affaiblissement selon le moment.

4.5.2 Les modes multiples

Ce sont les modes 2E ou 2F, 3F, 4F... c'est à dire qu'il existe deux ou plusieurs rebond sur la même couche E ou F.

La figure 4.09 illustre les modes 2E et 2F

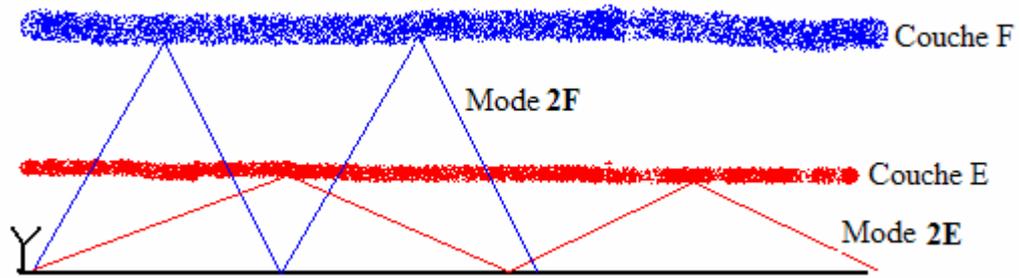


Figure 4.09 : Modes 2E et 2F

4.5.3 Les modes mixtes

Lorsque la propagation du signal fait appel à la couche E d'abord puis à la couche F (ou le contraire) on parle de mode mixte :

- mode E+F constitué d'un bond avec réflexion sur la couche E puis d'un bond utilisant la couche F.
 - mode F-E+F qui utilise la couche E sur sa face extérieure (d'où le signe "-" devant le "E").
- L'espace entre E et F constitue une sorte de guide d'onde (voir figure 4.10). Ce mode a une particularité qui le rend très performant par rapport au mode 2F : l'onde ne subit que 2 fois l'absorption à la traversée de la couche D et de la couche E : à la montée et à la descente.

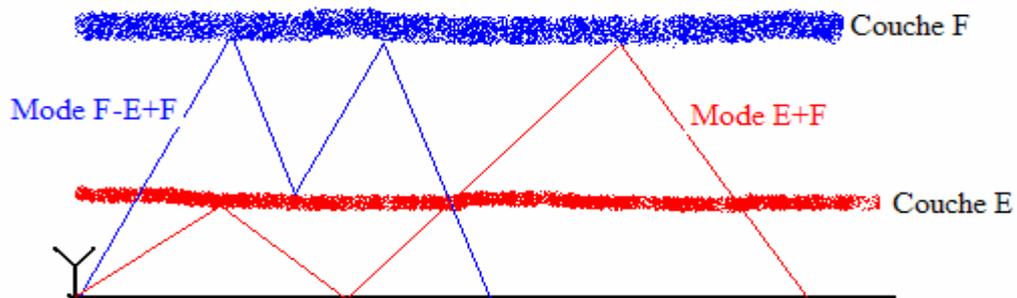


Figure 4.10 : Modes mixtes

4.6 Influence du champ magnétique terrestre [2], [3]

4.6.1 Le champ magnétique terrestre

A cause de son champ magnétique, la Terre peut être considérée très approximativement comme un aimant droit, un dipôle. Le point central de cet aimant n'est pas exactement au centre de la Terre, il s'en trouve à quelques centaines de kilomètres. L'ensemble des lignes de champ magnétique de la Terre situées au dessus de l'ionosphère, soit à plus de 1000 km, est appelé *magnétosphère*. L'influence du champ magnétique terrestre se fait sentir à plusieurs dizaines de milliers de kilomètres. L'axe de cet aimant (voir figure 4.11) fait un angle de 9° par rapport à l'axe de rotation de la Terre et de ce fait, le pôle nord magnétique est à environ 1000

km du pôle géographique, en direction du Canada. En outre la position du pôle magnétique varie au cours de la journée, se déplaçant ainsi de plusieurs dizaines de km autour de sa position moyenne. Le vent solaire est responsable de ces variations par les courants électriques qu'il représente dans l'ionosphère et la magnétosphère. Les orages magnétiques peuvent perturber le champ magnétique terrestre en faisant varier l'intensité de la composante horizontale H_0 .

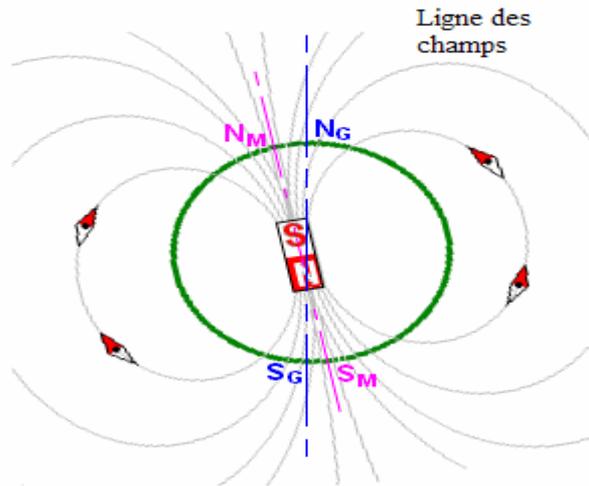


Figure 4.11 : Champ magnétique terrestre

avec N_M, S_M : Nord et Sud magnétique

N_G, S_G : Nord et Sud géographique

4.6.2 Influence du champ H_0

Pendant sa propagation, l'onde est influencée par le champ magnétique terrestre d'intensité H_0 constante.

Les électrons sont en mouvement et animés d'une vitesse v (v suit la loi exponentielle), et puisque l'intensité H du champ magnétique de l'onde rayonnée est très inférieure par rapport à H_0 , alors l'équation de mouvement s'écrit :

$$m \cdot \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = e \cdot E + e \cdot \mu_0 \cdot (\vec{v} \wedge \vec{H}_0) \quad (4.62)$$

dans ce cas μ_0 est la perméabilité magnétique au voisinage de la terre.

$e \cdot \mu_0 \cdot (\vec{v} \wedge \vec{H}_0)$ est la force magnétique ou force de Lorentz

En considérant que \vec{v} et \vec{H}_0 sont orthogonaux, et puisque les électrons subit un mouvement de rotation (ou spirale) autour de la ligne de force de \vec{H}_0 , ainsi on a un mouvement gyroscopique de fréquence f_G telle que :

$$f_G = \frac{e \cdot \mu_0 \cdot H_0}{2 \cdot \pi \cdot m} \quad (4.63)$$

Puisque pendant son mouvement, la courbure des rayons de l'onde est provoquée par le changement de l'indice de réfraction n qui est influencée par le champ \vec{H}_0 .

Dans une espace tridimensionnelle, supposons que la trajectoire de l'onde est suivant l'axe Oz, $\vec{H}_0(H_{0x}, 0, H_{0z})$ appartient au plan xOz et en utilisant l'équation de mouvement (4.62), on a deux expressions de n :

$$n_{1,2} = \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right) \cdot \frac{1}{1 - a \cdot \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right) \pm \frac{\omega_z}{\omega} \cdot \left(\sqrt{1 + a^2}\right)} \quad (4.64)$$

avec $\omega_0^2 = \frac{A \cdot e^2}{m \cdot \epsilon_0}$: pulsation critique

ω : pulsation de l'onde

$$\omega_z = \frac{e \cdot \mu_0}{m} \cdot H_{0z}$$

$$\omega_x = \frac{e \cdot \mu_0}{m} \cdot H_{0x}$$

$$a = \frac{\omega_x^2 \cdot \omega}{2 \cdot \omega_z \cdot (\omega^2 - \omega_0^2)}$$

4.7 Mode de propagation et utilisations par gamme de fréquence [10]

4.7.1 Ondes kilométriques (0 à 300 kHz)

Ces fréquences sont essentiellement utilisées pour les communications longue distance avec les sous-marins. Ces ondes pénètrent dans l'eau de mer mais sont assez fortement atténuées en fonction de la profondeur. La surface de la terre est un réflecteur idéal pour ce type d'onde qui se propage à hyperréfraction ou en onde guidée autour de la terre.

4.7.2 Ondes hectométriques (300 à 3000 kHz)

Elles sont moins absorbées par le sol mais diffracté. Le jour sa portée est de quelque centaine de km mais la nuit cette portée s'accroît beaucoup pour une transmission ionosphérique. La petite onde peut traverser la sous couche D et atteint la sous couche E qui le réfléchit vers la terre.

4.7.3 Ondes décamétriques (3 MHz – 30 MHz)

Ces ondes dites ondes HF (High Frequencies) se propagent à grande distance grâce à la réflexion sur l'ionosphère. Ces réflexions permettent théoriquement de placer l'émetteur et le récepteur n'importe où sur la surface de la Terre.

4.7.3.1 Distance de saut et zone de silence

La distance entre l'émetteur et le récepteur, l'endroit où le signal est de nouveau récupéré, est la *distance de saut* ("skip distance" en anglais). Elle dépend de la fréquence et de la couche utilisée. En pratique on observe des distances de saut allant de 100 à 200 km pour la bande 40m (7MHz) jusqu'à 1500 à 2000 km pour la bande 10m (28MHz).

La *zone de silence* est la zone où le récepteur est trop loin de l'émetteur pour recevoir l'onde de sol et trop proche pour recevoir l'onde d'espace réfléchi par l'ionosphère.

4.7.3.2 Angle de départ, angle d'arrivée

Si les couches E et F étaient des miroirs parfaitement "horizontaux", si l'on peut dire, l'angle de départ de l'onde incidente serait égal à l'angle d'arrivée de l'onde réfléchi. Ce n'est pas toujours le cas, les régions ionisées étant loin d'être homogènes. Il en résulte des réflexions qui peuvent être dissymétriques, l'onde réfléchi pouvant être déviée vers la droite ou la gauche, l'avant ou l'arrière. Ce phénomène peut participer à la formation de fading.

4.7.3.3 Ondes de fréquences supérieures à 30 MHz

Pour les fréquences supérieures à 30 MHz, l'ionosphère devient transparente et il n'y a plus de phénomènes de réflexion. En toute rigueur la frontière n'est pas aussi tranchée et on considère que des phénomènes de réflexion peuvent, en fonction de l'état de l'ionosphère, subsister jusqu'à 60 MHz. La propagation s'effectue alors en vue directe.

4.7.4 Applications

L'utilisation varie suivant le domaine d'application (voir tableau 4.03) et la distance. Dans ce cas il faut faire le choix de fréquence.

Dénomination des catégories	Fréquence et longueurs d'onde	Propagation	Applications
VLF	<30 kHz >10km	onde de sol	Système de localisation
LF	30kHz à 300 kHz 10km à 1km	-onde de sol -Par réflexion des ondes sur l'ionosphère	-Radiodiffusion en AM -Communication lointaines -Signaux destinés à la localisation (sous marin)
MF	300kHz à 3MHz km à 100m	Portée par réflexion prépondérante	-Radiodiffusion en AM -Signaux destinés à la localisation (bande dite « chalutiers »)
HF	3MHz à 30 MHz 100m à 10m	1-En ligne directe (courte distance) 2-Par réflexion (grande distance)	-Nombreux services -Radiodiffusion AM -Télécommunications
VHF	30MHz à 300 MHz 10m à 1m	En ligne directe et limitée à l'horizon (liaison très fiable)	-Radiodiffusion FM -télévision
UHF	300MHz à 3 GHz 1m à 10cm	Idem VHF mais il y a de plus grandes contraintes technologiques (liées à la propagation)	-Télévision -Téléphonie mobile -Radars -Industrie et domestique
SHF	3GHz à 30 GHz 10cm à 1cm	En ligne droite	-Faisceaux hertziens -TV par satellite
EHF	30GHz à 300 GHz 1cm à 1mm	Directe mais certaines bandes sont absorbées par l'atmosphère	-Radars aériens -Satellites

Tableau 4.03 : Domaine d'application selon la fréquence

CHAPITRE 5. SIMULATION SOUS MATLAB

Comme l'indice de réfraction est un facteur majeur lié à la propagation de l'onde, ce chapitre illustre en détaille sa variation dans la basse et la haute couche de l'atmosphère.

Ainsi, connaissant cette variation, on peut essayer d'avoir par exemple le rayon équivalent terrestre et la distance de visibilité entre l'émetteur et le récepteur, l'altitude de réflexion de l'onde dans l'ionosphère....La simulation a été effectuée sous MATLAB de Mathworks Inc.

Le code source du programme est donné dans l'annexe.

5.1 La page d'accueil et les interfaces de simulation

La variation de l'indice de réfraction est différente dans la basse atmosphère et la haute atmosphère. Ainsi, l'étude se divise en deux parties comme illustre la page d'accueil présentée par la figure 5.01.

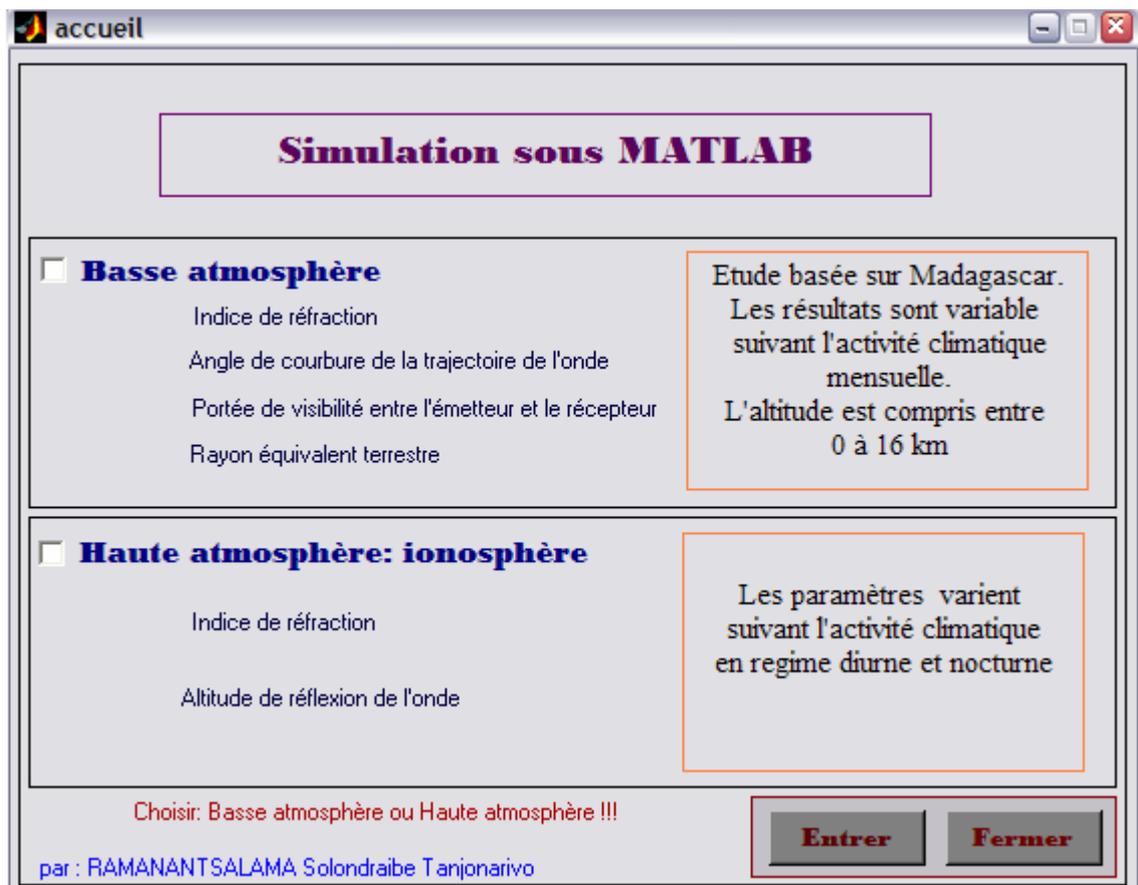


Figure 5.01 : Page d'accueil.

La page nous permet de choisir parmi les deux le domaine de variation de l'indice. En cochant le bouton **Basse atmosphère** et en validant sur click **Entrer**, on a l'interface de simulation représenté par la figure 5.02, qui illustre la variation moyenne mensuelle de : l'indice, l'angle de courbure de la trajectoire de l'onde, le rayon équivalent terrestre et la portée de visibilité entre l'émetteur et le récepteur à Madagascar. Notons que ces trois dernières variations dépendent tous de celle de l'indice de réfraction.

En outre, le deuxième choix sur **la haute atmosphère** (voir figure 5.03) nous permet d'avoir la variation diurne et nocturne de l'indice, ainsi que la valeur de la hauteur de réflexion de l'onde dans l'ionosphère en choisissant une fréquence.

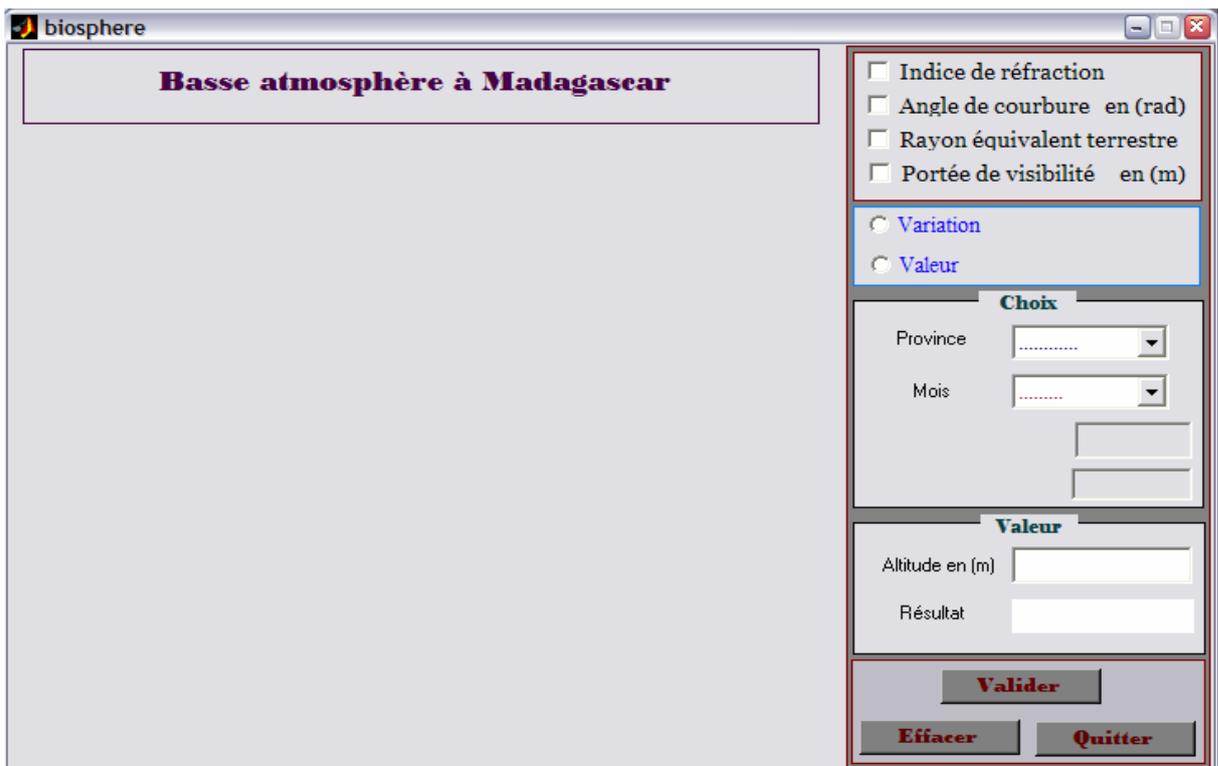


Figure 5.02 : Fenêtre de saisie, dans le cas de la basse atmosphère à Madagascar

Dans l'ionosphère, l'indice varie en fonction de la fréquence de l'onde émise, de la densité électronique qui est fonction de l'altitude de la couche (voir figure 3.06). Sa valeur est plus intense pendant le jour et commence à s'atténuer durant la nuit.

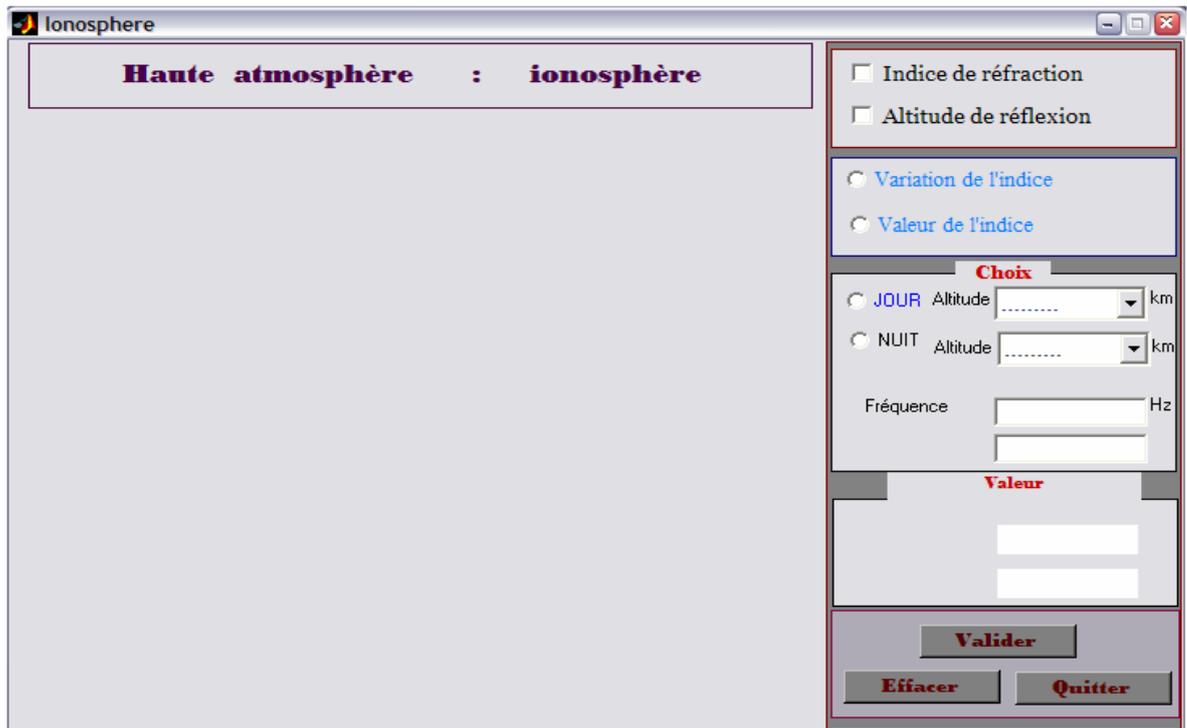


Figure 5.03 : Fenêtre de saisie pour la variation diurne et nocturne de l'indice de réfraction en fonction de l'altitude et la fréquence de l'onde, et intervalle valeur de l'altitude de réflexion dans l'ionosphère.

5.2 Etude dans la basse atmosphère à Madagascar

5.2.1 Indice de réfraction

Dans la basse atmosphère, vu son expression, l'indice varie en fonction de la température atmosphérique, de la pression atmosphérique et la pression partielle de la vapeur d'eau. Le coïndice N est donné par :

$$N = \frac{77,6}{T} \left(P + 4810 \frac{P_e}{T} \right) \quad (5.01)$$

$$N = 77,6 \cdot \frac{P_{sol}(1 - 3,32 \cdot 10^{-5} \cdot h)^{3,2}}{T} + 3,73 \cdot 10^5 \frac{P_e}{T^2} \quad (5.02)$$

où P_{sol} (en hPa) indique la pression mesuré au sol.

En utilisant l'expression $N = (n - 1) \cdot 10^6$, on obtient directement la représentation de n :

$$n = 1 + \left(77,6 \cdot \frac{P_{sol}(1 - 3,32 \cdot 10^{-5} \cdot h)^{3,2}}{T} + 3,73 \cdot 10^5 \frac{P_e}{T^2} \right) \cdot 10^{-6} \quad (5.03)$$

On a vue dans le chapitre3 que la température et la pression sont fonction de l'altitude, mais en plus la pression atmosphérique est aussi fonction de la pression mesurée au sol.

Ainsi, pour le cas à Madagascar, les données introduites sur la pression au sol, la température maximale et minimale et la pression partielle de la vapeur d'eau dans le programme sont issues de la statistique des valeurs, données par **la direction de la météorologie et de l'hydrologie – Division de la climatologie** à Ampandrianomby. Le tableau 5.01 illustre comme exemple, la statistique pour le cas de la province d'Antananarivo.

	Janv	Fév	Mars	Avr	Mai	Juin	Juil	Août	Sept	Oct	Nov	Déc
uu	81	81	81	79	78	78	78	76	72	71	76	79
Tx	25,7	25,9	25,4	24,8	22,9	20,9	20,2	20,6	23	25,2	26	25,8
Tn	16,6	16,9	16,3	15,2	12,9	10,8	10,3	10,3	11,3	13,4	15,1	16,3
P _{eau}	18,4	18,6	18,8	17,5	15,1	13,2	12,7	12,5	13,3	15	17,8	19,2
P _{sol}	869,9	869,2	870,9	872	873,6	874,9	875,6	875,8	874,7	873,4	872,1	876,8

Tableau 5.01 : Statistique des données mensuelles pour la province d'Antananarivo

avec uu : humidité en %

Tx : température maximale en °C

Tn : température minimale en °C

P_{eau} : pression partielle de vapeur d'eau en hPa ou mbar

P_{sol} : pression mesurée au sol en hPa ou mbar

5.2.2 Angle de courbure

L'angle de courbure de la trajectoire de l'onde est fonction de l'indice et de l'angle de départ (à l'antenne d'émission) θ_0 , donc il est aussi fonction de l'altitude, exprimé par :

$$\theta = \cos^{-1} \left(\frac{n_0 \cdot R \cdot \cos \theta_0}{n \cdot (h + R)} \right) \quad (5.04)$$

où n_0 l'indice de réfraction à l'altitude zéro,

R : rayon de la terre

h : l'altitude

n : l'indice donnée par l'expression (5.03)

5.2.3 Le rayon équivalent terrestre

Comme le rayon équivalent terrestre permet de définir la visibilité directe, même si les deux antennes ne sont pas physiquement en vue, il est exprimé par :

$$R' = \frac{1}{\frac{1}{R} + \frac{dn}{dh}} \quad (5.05)$$

Le terme $\frac{dn}{dh}$ correspond à la dérivée de l'expression de n par rapport à la variable h dans la relation (5.03).

5.2.4 La portée de visibilité

La distance de visibilité permet de déterminer la zone servie par l'intermédiaire de la connaissance du rayon équivalent terrestre. La connaissance de cette distance nécessite la saisie de la hauteur hE de l'émetteur et hR du récepteur. Son expression est :

$$D_o = \sqrt{2 \cdot R'} \cdot (\sqrt{h_e} + \sqrt{h_r}) = (\sqrt{h_e} + \sqrt{h_r}) \cdot \sqrt{\frac{2}{\frac{1}{R} + \frac{dn}{dh}}} \quad (5.06)$$

5.3 Etude dans la haute atmosphère

5.3.1 Indice de réfraction dans l'ionosphère

Dans cette couche, l'indice de réfraction n dépend fortement de la concentration d'électrons qui change de valeur à chaque changement de hauteur.

Pendant le jour ou la nuit, cette concentration varie linéairement à chaque plage d'altitude comme l'indique le tableau 5.02.

JOUR			NUIT		
Altitude (km)	Concentrations d'électrons (el.m ⁻³)	Fréquence critique de la couche MHz	Altitude en km	Concentrations d'électrons en el.m ⁻³	Fréquence critique de la couche MHz
60 à 70	10 ³ à 10 ⁵	3,5	60 à 70	10 ³ à 10 ⁵	3,5
70 à 80	10 ⁵ à 5.10 ⁸	4,2	70 à 80	10 ⁵ à 5.10 ⁸	4,2
80 à 100	5.10 ⁸ à 5.10 ¹⁰	6	80 à 100	4,87.10 ⁸ à 5,4.10 ⁹	6
100 à 350	5.10 ¹⁰ à 10 ¹²	11	100 à 200	5,4.10 ⁹ à 5.10 ¹⁰	7
350 à 500	10 ¹² à 1,8.10 ¹¹	17 à 19	200 à 380	5.10 ¹⁰	7,5 à 8
			380 à 500	5.10 ¹⁰ à 10 ¹⁰	9

Tableau 5.02 : Densité électronique et fréquence critique en fonction de l'altitude pendant le jour et la nuit

5.3.2 Altitude de réflexion

De nombreuses applications utilisent le mode de transmission par réflexion ionosphérique. La connaissance de la hauteur de réflexion est importante pour les calculs de prévisions de propagation sur un circuit donné et en particulier la distance maximum effectuée par bond. Au fur et à mesure qu'on augmente en altitude, la densité électronique diminue ou augmente, mais à une certaine altitude sa valeur est maximale, ce qui correspond à un indice de réfraction minimale et qui détermine l'altitude de la couche qui peut réfléchir l'onde. Dans le cas idéal, à cette altitude correspond à une indice presque nulle.

5.4 Exemples de simulation

La variation ainsi que la valeur pour une altitude de 6500m dans la province de Mahajanga en Mois d'Octobre sont illustrées par la figure 5.04.

En outre, la figure 5.05 nous montre la variation de l'indice de réfraction en fonction de l'altitude (70 à 80km) dans l'ionosphère pendant le jour, et aussi la plage de la valeur de l'altitude de réflexion pour une fréquence de 5MHz.

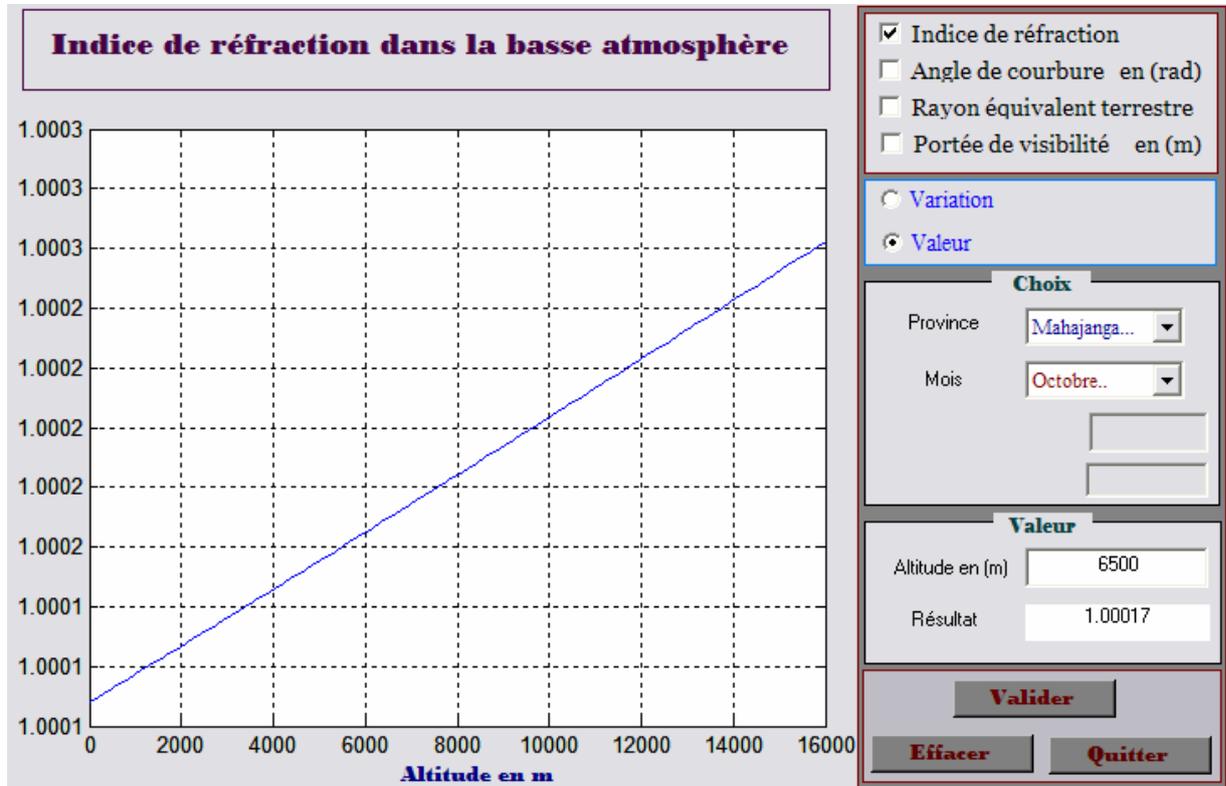


Figure 5.04 : Indice de réfraction dans la province de Mahajanga en mois d'Octobre

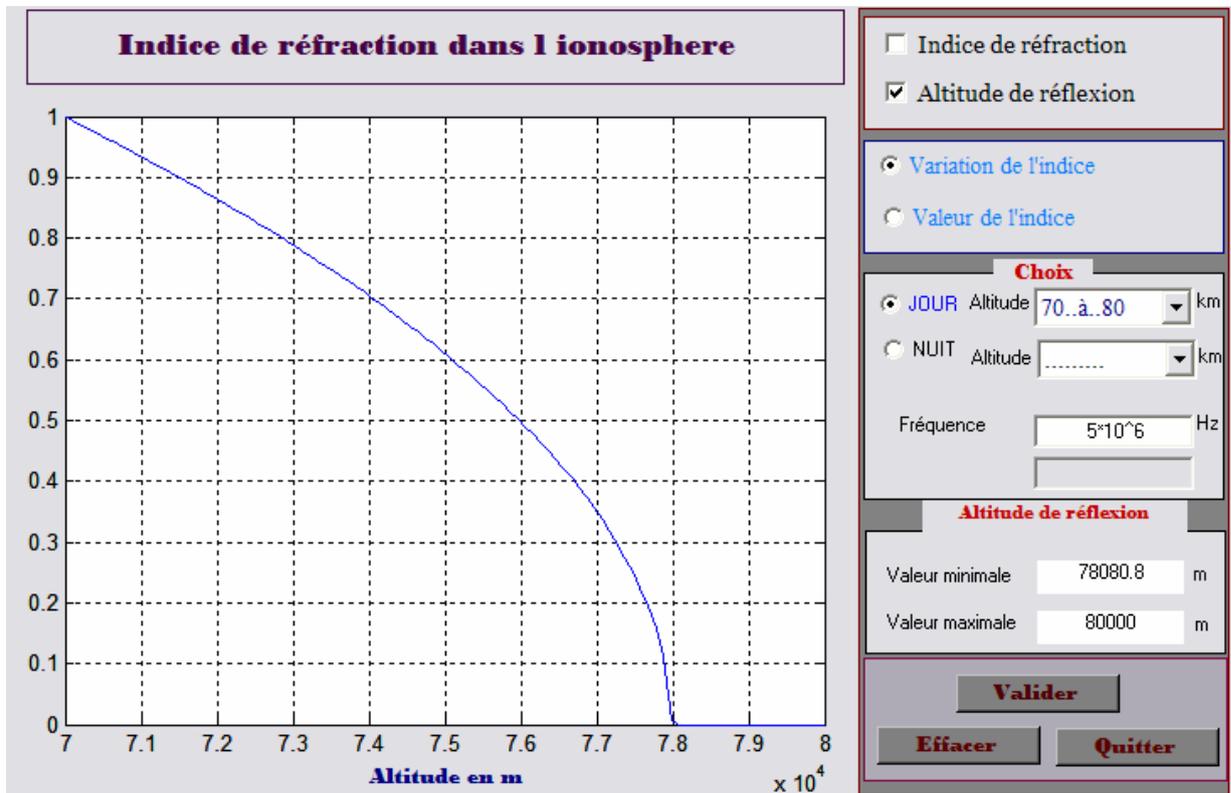


Figure 5.05 : Variation de l'indice de réfraction et valeurs de l'altitude de réflexion pendant le jour pour une fréquence de 5MHz

CONCLUSION

Les théories de Maxwell sont des bases importantes dans l'étude de la propagation des ondes électromagnétiques, il en est de même pour les ondes radioélectriques. En général, on s'oriente beaucoup vers l'étude d'une onde plane car cela rend les calculs à s'élargir de la difficulté et en plus une onde quelconque peut être considéré comme une superposition d'ondes planes. Dans un milieu donné, il est nécessaire de connaître ses paramètres électromagnétiques afin qu'on puisse faire une modélisation mathématique de l'équation de propagation et d'estimer le phénomène lié à la propagation.

Dans le cas d'une propagation libre, l'atmosphère remplace la ligne de transmission. Ses paramètres électromagnétiques varient en grande partie avec la valeur de l'indice de réfraction qui est un facteur majeur de la courbure des rayons de trajectoire de l'onde. Au niveau de la couche basse, l'indice dépend des activités liées au climat tels que la température et la pression atmosphérique, la pression mesuré au sol et la pression de la vapeur d'eau, tandis qu'au niveau de l'ionosphère, c'est la variation de la densité des électrons en fonction de l'altitude est mis en jeu. La connaissance de la variation de l'indice de réfraction nous permet : dans le cas d'une liaison en visibilité de trouver le rayon terrestre équivalente et la distance de la zone servie ; et dans le cas contraire ,la valeur de la fréquence limite de réflexion , ainsi que l'altitude de réflexion. La fréquence limite ou fréquence critique dépend de la densité électronique dans l'atmosphère. Cette densité change selon l'altitude, la saison, l'heure du jour, l'heure de la nuit. Alors on peut faire une transmission via l'ionosphère pour fréquence inférieure à 20MHz.

Ainsi on a essayé de connaître la variation moyenne mensuelle de l'indice dans la basse atmosphère de Madagascar. On a introduit la pression moyenne mesurée au sol et la pression partielle de la vapeur d'eau associé à chaque province pour une altitude de 0 à 16km.

De nombreux phénomènes peuvent intervenir à la propagation de l'onde dans l'atmosphère, c'est pour cela qu'il est plus complexe d'avoir des modèles idéals associé à la variation d'un paramètre essentiel. Ceci rend difficile de prévenir à toute instant la fidélité de transmission utilisée.

Par ailleurs, l'étude pourrait être plus importante si l'on connaît toutes les valeurs des paramètres qui sont liés à la propagation de l'onde dans un milieu...un travail qui reste encore important mais plus compliqué.

ANNEXE 1 : CHAMPS ELECTROMAGNETIQUES ET SANTE PUBLIQUE [17], [18]

A.1.1 Stations de base et technologies sans fil

La téléphonie mobile est désormais courante partout dans le monde. Les technologies sans fil font appel à un réseau étendu d'antennes fixes, ou stations de base, et les informations sont transmises par un système de radiofréquences. On compte plus de 1,4 millions de stations de base dans le monde et ce nombre est en train d'augmenter significativement avec l'introduction d'une technologie de troisième génération.

D'autres réseaux sans fil permettant l'accès à grande vitesse à Internet et à ses services, comme les réseaux locaux sans fil, deviennent de plus en plus courants dans les foyers, les bureaux et de nombreux endroits publics (aéroports, écoles, zones résidentielles et urbaines). Avec l'augmentation du nombre des stations de base et des réseaux locaux sans fil, l'exposition de la population aux radiofréquences (RF) croît également. Selon des enquêtes récentes, l'exposition aux RF des stations de base va de 0,002 % à 2 % des niveaux fixés par les directives internationales sur l'exposition, en fonction de divers facteurs comme la proximité de l'antenne et l'environnement immédiat. Ces niveaux sont plus faibles ou comparables à ceux que l'on observe avec la transmission de la radio ou de la télévision.

A.1.2 Inquiétudes sur la santé

On s'est inquiété des conséquences éventuelles pour la santé de l'exposition aux champs RF produits par les technologies sans fil car :

- L'effet sanitaire des champs RF établi dans des études scientifiques a été une augmentation de la température corporelle supérieure à 1 °C lors d'une exposition à des champs de très haute intensité que l'on ne trouve que dans l'industrie, comme avec les systèmes de chauffage haute fréquence par exemple.
- en raison des faibles fréquences et des niveaux d'exposition similaires aux RF, l'organisme absorbe cinq fois plus de signaux de la FM et de la télévision que des stations de base. C'est parce que les fréquences de la radio FM (autour de 100 MHz) et de la télévision (de 300 à 400 MHz environ) sont plus basses que celles de la téléphonie mobile (900 MHz et 1800 MHz) et parce que la taille de l'être humain en fait une antenne efficace de réception.

- Au cours des 15 dernières années, on a publié des études examinant le lien potentiel entre les transmetteurs RF et le cancer. Des informations rapportées par les médias ou invérifiables sur des groupes de cas de cancer à proximité des stations de base des téléphones mobiles ont suscité de vives inquiétudes dans le publique.

En raison de la difficulté pour distinguer les effets éventuels des très faibles signaux émis par les stations de base de ceux d'autres signaux plus puissants se trouvant dans l'environnement. La plupart des études ont porté sur les expositions des utilisateurs de téléphones mobiles aux RF. Les études sur l'homme et l'animal examinant les ondes cérébrales, la cognition et les comportements après exposition à des champs RF tels que ceux produits par les téléphones mobiles, n'ont pas établi d'effets indésirables.

Cependant, le progrès techniques de traitement de l'information, de l'acquisition de données par l'intermédiaire des applications des ondes électromagnétiques (les rayons X, rayonnement des particules radioactives, les ultrasons...) sur les appareils médicaux permet aux médecins de disposer des appareils d'observation et de traitement plus perfectionnés, comme dans le domaine de l'ultrasonographie, la radiologie, le scanner ou tomographie.

ANNEXE 2 : DEMONSTRATIONS DES EXPRESSIONS [2], [3]

A.2.1 Formule (2.15 et 2.16) pour un champ (magnétique et électrique) donné dans le cas d'une onde plane harmonique

Pendant son mouvement, l'onde varie exponentiellement dans le temps et dans l'espace. Ainsi d'après l'équation de Maxwell, on a :

$$\begin{cases} \text{rotH} = \varepsilon \cdot \frac{\partial \text{E}}{\partial t} = j\omega\varepsilon \text{E} \\ \text{rotE} = -\mu \cdot \frac{\partial \text{H}}{\partial t} = -j\omega\mu \text{H} \end{cases}$$

En appliquant la propriété de la rotationnelle, on peut écrire :

$$\begin{cases} \text{rot}(\text{rotH}) = j\omega\varepsilon \cdot \text{rotE} = \text{grad.divH} - \nabla^2 \text{H} \\ \text{rot}(\text{rotE}) = -j\omega\mu \cdot \text{rotH} = \text{grad.divE} - \nabla^2 \text{E} \end{cases}$$

Alors :

$$\begin{cases} \text{grad.divH} - \nabla^2 \text{H} = j\omega\varepsilon \cdot (-j\omega\mu \text{H}) = \omega^2 \varepsilon\mu \text{H} \\ \text{grad.divE} - \nabla^2 \text{E} = -j\omega\mu \cdot (j\omega\varepsilon \text{E}) = \omega^2 \varepsilon\mu \text{E} \end{cases}$$

A.2.2 Expressions de l'amplitude des champs pour une incidence oblique

A.2.2.1 Polarisation parallèle

A.2.2.1.1 Onde incidente

Dans la figure 2.05, le champ électrique $\vec{\text{E}}$ est parallèle au plan d'incidence (plan de la feuille)

Dans le repère $xoyz_1$, c'est-à-dire pour les z négatif, l'expression de l'amplitude complexe des champs est:

$$\begin{cases} \text{H}_o = y_{o1} \cdot \text{A} \cdot \exp(-jk_1 \cdot z_1) \\ \text{E}_o = x_o \cdot \text{A} \cdot Z_1 \cdot \exp(-jk_1 \cdot z_1) \end{cases}$$

$$\text{or } y_{o1} \begin{pmatrix} x_o \cdot \cos(y_1, x) \\ y_o \cdot \cos(y_1, y) \\ z_o \cdot \cos(y_1, z) \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad \begin{pmatrix} (y_1, x) = \frac{\pi}{2} \\ (y_1, y) = -i \\ (y_1, z) = -\left(\frac{\pi}{2} + i\right) \end{pmatrix}$$

$$z_1 \begin{cases} x \cdot \cos(z_1, x) \\ y \cdot \cos(z_1, y) \\ z \cdot \cos(z_1, z) \end{cases} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} (z_1, x) = \frac{\pi}{2} \\ (z_1, y) = \frac{\pi}{2} - i \\ (z_1, z) = -i \end{cases}$$

Donc on a :

$$H_m^o = (y_o \cdot \cos i - z_o \cdot \sin i) \cdot A \cdot e^{-jk_1 \cdot (y \cdot \sin i + z \cdot \cos i)} ; \quad E_m^o = x_o \cdot A \cdot Z_1 \cdot e^{-jk_1 \cdot (y \cdot \sin i + z \cdot \cos i)}$$

$$\text{avec } Z_1 = \sqrt{\frac{\mu_1}{\epsilon_1}}$$

$$k_1 = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi f}{v} = 2\pi f \sqrt{\epsilon_1 \mu_1} = \omega \sqrt{\epsilon_1 \mu_1}$$

A.2.2.1.2 Onde réfléchie

On est dans le cas de $z \leq 0$ et dans le repère xoy_1z_1

$$\begin{cases} H_m^- = B \cdot y_1 \cdot \exp(-j \cdot k_1 \cdot z_1) \\ E_m^- = B \cdot x_o \cdot Z_1 \cdot \exp(-j \cdot k_1 \cdot z_1) \end{cases}$$

or

$$\begin{cases} (y_1, x) = \frac{\pi}{2} \\ (y_1, y) = i \\ (y_1, z) = v + \frac{\pi}{2} \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} (z_1, x) = \frac{\pi}{2} \\ (z_1, y) = v - \frac{\pi}{2} \\ (z_1, z) = v \end{cases}$$

Alors on a :

$$H_m^- = (y_o \cdot \cos v - z_o \cdot \sin v) \cdot B \cdot e^{jk_1 \cdot (y \cdot \sin v + z \cdot \cos v)} ; \quad E_m^- = x_o \cdot B \cdot Z_1 \cdot e^{jk_1 \cdot (y \cdot \sin v + z \cdot \cos v)}$$

A.2.2.1.3 Onde réfractée

On est dans le cas de $z \geq 0$

$$\begin{cases} H_m^+ = C \cdot y_{o1} \cdot \exp(-j \cdot k_2 \cdot z_1) \\ E_m^+ = C \cdot x_o \cdot Z_2 \cdot \exp(-j \cdot k_2 \cdot z_1) \end{cases}$$

or

$$\begin{cases} (y_1, x) = \frac{\pi}{2} \\ (y_1, y) = 2\pi - t \\ (y_1, z) = \pi + \frac{\pi}{2} - t \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} (z_1, x) = \frac{\pi}{2} \\ (z_1, y) = \frac{\pi}{2} - t \\ (z_1, z) = t \end{cases}$$

On a :

$$H_m^+ = (y_0 \cdot \cos t - z_0 \cdot \sin t) \cdot C \cdot e^{-jk_2 \cdot (y \cdot \sin t + z \cdot \cos t)} ; E_m^+ = x_0 \cdot C \cdot Z_2 \cdot e^{-jk_2 \cdot (y \cdot \sin t + z \cdot \cos t)}$$

A.2.2.2 Polarisation orthogonale

A.2.2.2.1 Onde incidente

Dans la figure 2.06, le champ électrique \vec{E} est dans un plan perpendiculaire au plan d'incidence (plan de la feuille)

Dans le repère $xoyz_1$, c'est-à-dire pour les z négatif :

$$\begin{cases} E_o = y_{o1} \cdot A \cdot Z_1 \cdot \exp(-jk_1 \cdot z_1) \\ H_o = x_o \cdot A \cdot \exp(-jk_1 \cdot z_1) \end{cases}$$

$$\text{or } y_{o1} \begin{cases} x_o \cdot \cos(y_1, x) \\ y_o \cdot \cos(y_1, y) \\ z_o \cdot \cos(y_1, z) \end{cases} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} (y_1, x) = \frac{\pi}{2} \\ (y_1, y) = \pi - i \\ (y_1, z) = \frac{\pi}{2} - i \end{cases}$$

$$z_1 \begin{cases} x \cdot \cos(z_1, x) \\ y \cdot \cos(z_1, y) \\ z \cdot \cos(z_1, z) \end{cases} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} (z_1, x) = \frac{\pi}{2} \\ (z_1, y) = \frac{\pi}{2} - i \\ (z_1, z) = -i \end{cases}$$

Donc on a :

$$E_m^o = -(y_o \cdot \cos i - z_o \cdot \sin i) \cdot A \cdot Z_1 \cdot e^{-jk_1 \cdot (y \cdot \sin i + z \cdot \cos i)} ; H_m^o = x_o \cdot A \cdot e^{-jk_1 \cdot (y \cdot \sin i + z \cdot \cos i)}$$

$$\text{avec } Z_1 = \sqrt{\frac{\mu_1}{\varepsilon_1}}$$

$$k_1 = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi f}{v} = 2\pi f \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1} = \omega \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}$$

A.2.2.2.2 Onde réfléchie

On est dans le cas de $z \leq 0$ et dans le repère xoy_1z_1

$$\begin{cases} E_m^- = B.y_1.Z_1.\exp(-j.k_1.z_1) \\ H_m^- = B.x_0.\exp(-j.k_1.z_1) \end{cases}$$

or

$$\begin{cases} (y_1, x) = \frac{\pi}{2} \\ (y_1, y) = i \\ (y_1, z) = \pi - v \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} (z_1, x) = \frac{\pi}{2} \\ (z_1, y) = \frac{5\pi}{2} - v \\ (z_1, z) = \pi + \pi - v \end{cases}$$

Alors on a :

$$E_m^- = -(y_0.\cos v - z_0.\sin v).B.Z_1.e^{-jk_1.(y.\sin v + z.\cos v)} ; \quad H_m^- = x_0.B.e^{-jk_1.(y.\sin v + z.\cos v)}$$

A.2.2.2.3 Onde réfractée

On est dans le cas de $z \geq 0$

$$\begin{cases} E_m^+ = C.y_{01}.Z_2.\exp(-j.k_2.z_1) \\ H_m^+ = C.x_0.\exp(-j.k_2.z_1) \end{cases}$$

or

$$\begin{cases} (y_1, x) = \frac{\pi}{2} \\ (y_1, y) = \pi - t \\ (y_1, z) = \frac{\pi}{2} - t \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} (z_1, x) = \frac{\pi}{2} \\ (z_1, y) = \frac{\pi}{2} - t \\ (z_1, z) = t \end{cases}$$

On a :

$$H_m^+ = x_0.C.e^{-jk_2.(y.\sin t + z.\cos t)} ; \quad E_m^+ = (-y_0 \cos t + z_0 \sin t).C.Z_2.e^{-jk_2.(y.\sin t + z.\cos t)}$$

ANNEXE 3 : CODES SOURCES DE LA PROGRAMMATION

A.3.1 Cas de la basse atmosphère

A.3.1.1 Indice de réfraction

```
% Variation de l'indice
R=64000*10^3; % Rayon de la terre
h=linspace(0,16000);
Psol=input('Entrer la pression absolue au sol')
Peau= input('Entrer la pression partielle de la vapeur d'eau')
a=(3.32*10^-5).*h;
b=(1-a).^3.2;
P=Psol*a; % Pression au sol
T=288-(0.00044375.*h);
c=77.6.*(P./T);
d=(3.73*10^5).*(Peau./T.^2); % Peau : pression partielle de la vapeur d'eau
N=c+d;
n=1+(N*10^-6);
plot(h,n),grid on % Représentation de la variation
```

```
% Valeur de l'indice
h=input('Enter la hauteur')
a=(3.32*10^-5).*h;
b=(1-a).^3.2;
P=Psol*a; % Pression au sol
T=288-(0.00044375.*h);
c=77.6.*(P./T);
d=(3.73*10^5).*(Peau./T.^2); % Peau : pression partielle de la vapeur d'eau
N=c+d;
n=1+(N*10^-6); %Valeur de l'indice
```

A.3.1.2 Angle de courbure

```
a=R*cos(thetazero);
x=(3.32*10^-5)*h;
P=Psol.*(1-x).^3.2; %pression atmosphérique en mbar
T=(-0.0044375.*h)+288; %température en °K
b=77.6*(P./T);
c=3.73*10^5*(Peau./T.^2);
N=b+c;
```

```

n=1+N*10^-6;
d=R+h;
e=n.*d;
f=a./e;
theta=acos(f);
plot(h,theta),grid on

```

A.3.1.3 Portée de visibilité

```

a=0.0044375;
b=3.32*10^-5;
c=288;
R=6400000;
alpha=(-a.*h)+c;
beta=1-(b.*h);
expr1=77.6.*alpha.*Psol.*3.2.*(-b).*(beta).^2.2;
expr11=expr1./(alpha).^2;
expr2=Peau*2*a;
expr22=expr2./(alpha).^3;
dN=expr11+expr22;
dn=dN*10^-6;
Req1=(1/R)+dn;
Req=1./Req1; %Rayon équivalent
alpha1=sqrt(hE)+sqrt(hR);
beta1=sqrt(2.*Req);
D=alpha1.*beta1;
plot(h,D),grid on

```

A.3.1.4 Rayon terrestre équivalent

```

hE=input('Entrer la hauteur de l'émetteur')
hR=input('Entrer la hauteur du récepteur')
a=0.0044375;
b=3.32*10^-5;
c=288;
R=6400000;
alpha=(-a.*h)+c;
beta=1-(b.*h);
expr1=77.6.*alpha.*Psol.*3.2.*(-b).*(beta).^2.2;
expr11=expr1./(alpha).^2;
expr2=Peau*2*a;
expr22=expr2./(alpha).^3;

```

```

dN=expr11+expr22;
dn=dN*10^-6;
Req1=(1/R)+dn;
Req=1./Req1; %Rayon équivalent
plot(h,Req),grid on

```

A.3.2 Cas de la haute atmosphère

A.3.2.1 Indice de réfraction

```

f=input('Entrer la fréquence')
c=10^3;
d=10^5;
h1=input('Entrer l'altitude inférieure')
h2= input('Entrer l'altitude supérieure')
a=(c-d)/(h1-h2);
b=c-(a*h1);
ha=linspace(h1,h2);
Acom1=a.*ha+b;
fo=Acom1.*(8.052*10^3);
na=sqrt(1-(fo./f^2));
plot(ha,na),grid on

```

A.3.2.2 Altitude de réflexion

```

f=input('Entrer la fréquence')
c=10^3;
d=10^5;
h1= input('Entrer l'altitude inférieure')
h2= input('Entrer l'altitude supérieure')
a=(c-d)/(h1-h2);
b=c-(a*h1);
ha=linspace(h1,h2);
Acom1=a.*ha+b;
fo=Acom1.*(8.052*10^3);
na=sqrt(1-(fo./f^2));%fcr=4.5MHz
[m,n]=size(na);
for i=1:n,
elt=na(1,i);
r=real(elt);
if r==0,
hrefl=ha(1,i);

```

```
        X=[X hrefl];
    end
end
test=isreal(na);
if test==1,% si l'indice est de valeur réel (il existe variation positive)
hrefl='Pas d altitude';
hrefl2='Pas d altitude';
else hrefl=min(X);
hrefl2=max(X);
```

BIBLIOGRAPHIE

- [1] J. Smith Warren, *Modern Optical Engineering* (3rd Ed.), McGraw-Hill, 2000, ISBN 0-07-136360-2.
- [2] E.J.P Radonamandimby, *Ondes électromagnétiques*, cours 3^{ème} année, Dép. Tél. E.S.P.A., A.U. : 2003-2004.
- [3] E.J.P Radonamandimby, *Propagation électromagnétique et hyperfréquence*, cours 5^{ème} année, Dép. Tél. E.S.P.A., A.U. : 2005-2006.
- [4] L. Thourel, *Les antennes Application aux radars et aux techniques spatiales*. Deuxième édition Dunod, Paris 1971.
- [5] F. Rejiba, *Modélisation de la propagation des ondes électromagnétiques en milieux hétérogènes*, Application au Radar Sol, Paris, 2002.
- [6] T. Nicolas, *Milieux Anisotropes*, laser, matière et milieux biologiques, Paris, 2004.
- [7] D. Sénéchal, *Ondes électromagnétiques*, notes de cours (PHQ-525), Sherbrooke, 2002.
- [8] G.Barué, *Télécommunications et Infrastructures*, Ellipse : Paris, 2003.
- [9] R. Halliday, *Physique 2, électricité et magnétisme*, Editions du Renouveau pédagogique, 1979.
- [10] J. Lavergnat, M. Sylvain, *Propagation des ondes radioélectriques*, Collection Pédagogique des Télécommunications, Masson, 1997.
- [11] E. Fernandez et M. Mathieu, *Les faisceaux hertziens et numériques*, Cours B11, Transmissions des télécommunications, Editions Dunod, 2000.
- [12] S.A Ivanov, *chimie des radio-matériels*, Moscou, 1970.

- [13] <http://www.planete-sciences.org/espace/>
- [14] D.Bensoussan, *Les antennes*, Bordas, Paris, 1980.
- [15] J.Razakarivony, *Antennes*, cours 4^{ème} année, Dep. Tél.- E.S.P.A., A.U. : 2004-2005.
- [16] L.Quaranta, *Electromagnétisme*, Masson: Paris, 1995.
- [17] <http://www.wi-fi.org/>.
- [18] http://www.who.int/peh-emf/publications/risk_hand/fr/index.html.
- [19] [http://www.oma.be/Aero/fr/activites/interplanetaire/iono7/
propagationdansionosphere.html](http://www.oma.be/Aero/fr/activites/interplanetaire/iono7/propagationdansionosphere.html)
- [20] <http://perso.orange.fr/f5zv/RADIO/RM/RM10/RM10E03.html>
- [21] <http://perso.orange.fr/f5zv/RADIO/RM/RM10/RM10E07.html>.

Nom : RAMANANTSALAMA

Prénoms : Solondraibe Tanjonarivo

Adresse de l'auteur : Lot II E 40 ter Ambohidahy Ankadindramamy
Antananarivo 101
Madagascar

Tél : 0331484789

Titre du mémoire : LES PHENOMENES DE PROPAGATION DES ONDES
RADIOELECTRIQUES DANS L'ATMOSPHERE

Nombres de pages : 94

Nombre de tableaux : 12

Nombres de figures : 45

Mots clés : propagation, champ, transmission, diffraction, interférence, fréquence critique, biosphère, réflexion ionosphérique, polarisation, MATLAB de Mathworks Inc

Directeur de mémoire : M. RADONAMANDIMBY Edmond Jean Pierre

RESUME :

Ce mémoire nous a permis de connaître les phénomènes intervenant à la propagation des ondes radioélectriques dans l'atmosphère. Mais ce travail ne peut se faire sans la connaissance de base sur la généralité des ondes électromagnétiques, leurs propagations dans un milieu défini ainsi que les caractéristiques essentiels de l'atmosphère.

Alors si on connaît ces phénomènes, on peut avoir la variation de quelques données essentielles telles que l'indice de réfraction, l'angle de courbure des rayons, le rayon terrestre équivalent, la portée de visibilité ainsi que l'altitude réflexion dans l'atmosphère qui sont important pour la prévision nécessaire pendant la phase de l'établissement d'une liaison.

ABSTRACT:

This memory allowed us to know the phenomena intervening to the propagation of the radioelectrics waves in the atmosphere. But this work cannot make itself without the knowledge of basis on the generality of the electromagnetic waves, their propagation in a defined middle as well as the features essentials of the atmosphere.

Then if one knows these phenomena, one can have the variation of some essential data as the refractive index, the angle of curvature of the rays, the terrestrial ray are equivalent, the range of visibility as well as the altitude of reflection in the atmosphere that are important for the necessary forecasting during the phase of establishment of a link.