

UNIVERSITE DE LIMOGES

ECOLE DOCTORALE Sciences et Ingénierie pour l'information

FACULTE des SCIENCES et TECHNIQUES de LIMOGES

Année 2010

Thèse N° .53-2010

THESE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES

Discipline : Electronique des Hautes Fréquences, Photonique et
Systèmes

Spécialité : "Communications Optiques et Microondes"

Présentée et soutenue publiquement par

Alia HAMADI

Le Mardi 9 Novembre 2010

*Analyse et prédiction comportementales du radar
GPR polarimétrique de la mission spatiale EXOMARS*

Thèse dirigée par Alain REINEIX

JURY :

Françoise PALADIAN	Professeur, Université Blaise Pascal	Président
Valerie CIARLETTI	Professeur, Université de Versailles - L'UVSQ	Rapporteur
Odile PICON	Professeur, Université Paris-Est-Marne-la-Vallée	Rapporteur
Alain REINEIX	Directeur de recherche, Université de Limoges - XLIM	Examineur
Christophe GUIFFAUT	Chargé de recherche, Université de Limoges - XLIM	Examineur

REMERCIEMENTS

Les travaux présentés dans ce manuscrit ont été effectués au sein du département OSA (Ondes et Systèmes Associés) de l'Institut de recherche XLIM UMR CNRS 6172, à l'Université de Limoges.

Je tiens dans un premier temps à adresser mes remerciements les plus vifs à Monsieur Alain Reineix, Directeur de recherche CNRS, pour son accueil et pour avoir dirigé ces travaux de doctorat, ainsi que pour m'avoir fait confiance et pour sa gentillesse, son soutien et ses précieux conseils.

Je remercie particulièrement Monsieur Christophe Guiffaut de m'avoir transmis une large partie de ses connaissances scientifiques, ainsi que de m'avoir souvent apporté des solutions, sinon des conseils judicieux durant les trois années de these.

Je remercie Madame Françoise Paladian, professeur à l'université Blaise Pascal, de m'avoir fait l'honneur de présider ce jury.

Je remercie sincèrement Madame Valerie Ciarletti, professeur à l'université de Versailles d'avoir accepté de rapporter sur ces travaux.

J'adresse également mes remerciements les plus sincères à Madame Odile Picon, professeur à l'université Paris-Est-Marne-la-Vallée, d'avoir rapporté sur ces travaux.

Une pensée toute particulière pour Nadine Aymard pour sa gentillesse, sa bonne humeur et sa disponibilité.

Je remercie également les personnes qui ont participé de près ou de loin à ces travaux.

Mes derniers remerciements vont à toutes les personnes qui m'ont accompagné et encouragé tout au long de ces trois années. A ma famille, à mes amis.

Table des matières

Introduction générale	13
Chapitre I	17
Sondage électromagnétique par radar GPR et implication au sein de la mission spatiale Exomars	17
I.1. Introduction	19
I.2. Explorer la planète Mars	19
I.2.1. Objectifs de l'exploration de Mars	19
I.2.2. Présence d'eau sur Mars	20
I.2.3. La géologie et minéralogie de Mars	22
I.3. Mission Exomars	24
I.3.1. Objectifs de la mission	24
I.3.2. Le Rover de la mission	25
I.3.3. Le Radar Wisdom	26
I.4. Radar GPR (Ground Penetrating Radar)	27
I.4.1. Principe de fonctionnement	28
I.4.2. Quelques applications des radars GPR	29
I.4.3. Techniques de modulation d'un radar GPR	31
I.4.3.1. Radar impulsionnel	31
I.4.3.2. Radar à vobulation linéaire de fréquence	32
I.4.3.3. Radar à modulation de fréquence (radar à saut de fréquence)	33
I.4.4. Paramètres de performance d'un radar GPR	34
I.4.4.1. Équation radar	34
I.4.4.2. Dynamique du système	37
I.4.4.3. Rapport signal sur bruit	37
I.4.4.4. Profondeur de pénétration (portée maximum du radar)	37
I.4.4.5. Résolution spatiale	38
I.4.5. Différents configurations d'acquisition	40
I.4.5.1. Mode réflexion	40

a. Mode à offset constant	40
b. Mode à offset variable	41
I.4.5.2. Mode transmission	41
I.4.6. Différents types d'enregistrements des signaux radars	42
I.4.7. Traitement et interprétation des signaux radars	44
I.5. Méthodes de modélisation de matériaux diélectriques et homogènes	45
I.5.1. La perméabilité magnétique	46
I.5.2. La conductivité électrique	47
I.5.3. La permittivité électrique	48
I.5.4. Modèles de modélisation des paramètres diélectriques	49
I.5.4.1. Modèle de Debye	50
I.5.4.2. Modèle de Cole-Cole	51
I.6. Réflexion et transmission à l'interface	51
I.6.1. Polarisation perpendiculaire au plan d'incidence (mode TE)	52
I.6.2. Polarisation parallèle au plan d'incidence (mode TM)	54
I.7. Conclusion	55
Chapitre II	57
Modèle de rayonnement de l'antenne d'émission du GPR	57
II.1. Introduction	59
II.2. Antennes ULB et applications en GPR	59
II.2.1. Antennes Cornets	61
II.2.2. Antennes papillons	62
II.2.3. Dipôles Wu-King	63
II.2.4. Antennes à transition progressive (Vivaldi)	63
II.2.5. Antennes à spirale logarithmique	64
II.3. Méthodes numériques utilisées en simulation électromagnétique	66
II.3.1. Méthode des différences finies (FDTD)	66
II.3.1.1. Principe de l'algorithme de FDTD	66
II.3.1.2. Equations de Maxwell	67

II.3.1.3. Maxwell aux différences centrées et l'algorithme de Yee	68
II.3.1.4. Discrétisation dans l'espace et dans le temps	69
II.3.1.5. Stabilité de calcul et dispersion numérique	70
II.3.2. Couches absorbantes et PML	71
II.4. Principe d'un modèle de rayonnement équivalent	73
II.4.1. Position du problème	73
II.4.2. Principe de Huygens Fresnel	73
II.4.2.1. La contribution de Huygens	73
II.4.2.2. La contribution de Fresnel	74
II.4.2.3. Le théorème d'équivalence	74
II.4.3. Application du théorème d'équivalence à partir des sources dipolaires	77
II.4.3.1. Conditions exigés pour le système antennaire	77
II.4.3.2. Calcul des sources équivalentes à partir des courants surfaciques	80
II.4.3.3. Mise à jour du champ dans le volume FDTD	82
II.5. Méthodologie pour une antenne large bande	84
II.5.1. Méthodologie pour un modèle de rayonnement	84
II.5.1.1. Traitement du signal fréquentiel	84
II.5.1.2. Validation du modèle de rayonnement	88
II.5.2. Validation sur une antenne Vivaldi	88
II.5.3. Etude du couplage entre les antennes et le Rover	91
II.6. Conclusion	93
Chapitre III	95
Modèle complet d'antenne en émission et réception	95
III.1. Introduction et choix du modèle	97
III.2. Formalisme de Holland	97
III.2.1. Théorie	97
III.2.2. Limitation et proposition d'un autre formalisme	100
III.3. Formalisme des fils obliques	100
III.3.1. Equations de base	100

III.3.2. Principe de calcul	101
III.4. Modèle complet d'antenne	104
III.4.1. Modèle d'antenne utilisant les fils oblique	105
III.4.1.1. Courant rayonné par l'antenne d'origine et approche proposée	106
III.4.1.2. Distribution des charges résistives	108
III.4.1.3. Durée d'impulsion et forme d'onde	112
III.5. Facteur d'antenne (FA)	114
III.6. Synthèse de polarisation	115
III.6.1. Définition d'un radar polarimétrique	116
III.7. Synthèse des différents cas de polarisation	117
III.7.1. Calcul du couplage entre les antennes d'émission et de réception	117
III.7.2. Synthèse de la polarisation HH-HV	118
III.7.3. Synthèse de la polarisation VH-VV	119
III.7.4. Comportement polarimétrique du radar complet	120
III.8. Conclusion	123
Chapitre IV	125
Prédiction comportemental du radar Wisdom	125
IV.1. Introduction	127
IV.2. La rugosité	127
IV.3. Paramètres de rugosité	128
IV.3.1. Profil déterministe	130
IV.3.2. Profil statistique	130
IV.3.3. Modélisation de la surface martienne	130
IV.3.3.1. Génération des surfaces rugueuses par méthode fractale	131
IV.3.3.2. Génération des surfaces rugueuses par méthode spectrale	133
IV.4. Méthodologie pour la prédiction d'une acquisition radar	135
IV.4.1. Principe de la méthode	135
IV.4.2. Obtention des acquisitions	138
IV.4.3. Reconstruction d'une image 2D	140

IV.5. Méthode développée pour caractériser une surface rugueuse	143
IV.5.1. Première approche : régime impulsionnel	144
IV.5.1.1. Principe de la méthode	144
IV.5.1.2. Présentation des résultats	145
IV.5.1.3. Calcul de H_{rms} et de L_c	147
IV.5.2. Deuxième approche fréquentielle	150
IV.5.2.1. Principe de la méthode	150
IV.5.2.2. Comparer un profil calculé à un profil réel	152
IV.5.2.3. Calcul de H_{rms} et de L_c	154
IV.6. Méthode pour mesurer la permittivité du sol	157
IV.6.1. Méthodologie proposée pour mesurer la permittivité	159
IV.6.1.1. Cas sol lisse	159
a. Approche temporel	159
b. Approche fréquentielle	161
IV.6.1.2. Cas sol rugueux	163
a. Approche temporelle	163
b. Approche fréquentielle	165
IV.7. Conclusion	167
Conclusions et perspectives	169
Bibliographie	171

Liste des figures

Figure I-1. A gauche : photo de la planète Mars (Image : ESA). A droite : Image de la surface de la planète Mars captée par la sonde Phoenix	20
Figure I-2. Formation de ces canaux liée au jaillissement d'eau liquide provenant d'une source enfouie. L'eau est restée à l'état liquide pour éroder les roches et former ces canaux (Photo : NASA/JPL/MSSS)	22
Figure I-3. A gauche : photo qui montre la structure géologique (Image : ESA).	23
Figure I-4. Rover de la mission Exomars	26
Figure I-5. Eléments composants un GPR.....	29
Figure I-6. Technique de sondage par géoradar.....	30
Figure I-7. Signal émis par un radar impulsif	32
Figure I-8. Principe de la modulation de fréquence FMCW	33
Figure I-9. Principe d'un radar à saut de fréquence.....	34
Figure I-10. Variation de la résolution spatiale en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de la permittivité.....	39
Figure I-11. Mode réflexion à offset constant. Le profil radar s'obtient en déplaçant les antennes le long d'une ligne horizontale.....	40
Figure I-12. Mode CMP. La distance entre les antennes augmente le long du profil du radar.....	41
Figure I-13. Mode transmission. Pour chaque position de l'antenne émettrice, une série de mesures est effectuée en déplaçant l'antenne réceptrice.	42
Figure I-14. Acquisition Ascans.....	43
Figure I-15. Acquisition Bscans.....	44
Figure I-16. Représentation du type Cscan.....	44
Figure I-17. Influence des différentes polarisations en fonction de la fréquence.....	48
Figure I-18. Schéma représentant les phénomènes de réflexion et de transmission à l'interface entre deux milieux qui représentent des contrastes diélectriques différents.....	52
Figure II-1. Exemple d'un signal ULB impulsif.....	60

Figure II-2. À gauche : antenne cornet classique. A droite : cornet ridgé.....	62
Figure II-3. Antenne papillon	63
Figure II-4. Antenne Vivaldi	64
Figure II-5. A gauche : antenne spirale logarithmique. A droite : courbes spiralées	65
Figure II-6. A gauche : cellule de Yee (représentation de discrétisation spatiale). A droite : différences finies.....	69
Figure II-7. Onde électromagnétique traversant une ouverture dans un écran pour atteindre un point d'observation.....	74
Figure II-8. Représentation de la surface effective avec les deux domaines intérieurs et extérieurs	75
Figure II-9. Vue des antennes montées sur le Rover	78
Figure II-10. La boîte d'antennes montée sur le Rover incluant des couples d'antennes Vivaldi perpendiculaires entre eux.....	79
Figure II-11. Schéma d'une source dipolaire située à l'intérieur d'une surface de Huygens.....	82
Figure II-12. A gauche : Localisation des composante E et H sur la surface de Huygens en mode TE. A droite : localisation des composantes E et H sur la surface de Huygens en mode TM.....	83
Figure II-13. Organigramme du traitement.....	85
Figure II-14: Amplitude de la sino-gaussienne.....	86
Figure II-15. A gauche : Antenne Vivaldi maillée avec « FEKO ». A droite : Modèle d'antenne représentée par les sources dipolaires (chaque étoile représente deux dipôles élémentaires (I_x, I_y)).....	86
Figure II-16. A gauche : Spectre du courant correspond à la composante I_x . A droite : Spectre du courant correspond à la composante I_y (Ces deux courants représentent le courant porté par un seul dipôle).....	87
Figure II-17. A gauche : Résultat en temporel de la composante I_x après l'application du IFFT. A droite : Résultat en temporel de la composante I_y après l'application du IFFT.	87
Figure II-18. Cartographie du champ proche mesuré dans le plan de l'antenne	88
Figure II-19. A gauche : composante verticale E_θ dans le plan $\varphi = 0^\circ$. A droite : composante horizontale E_φ dans le plan $\varphi = 0^\circ$	89

Figure II-20. A gauche : composante verticale E_{θ} dans le plan $\varphi = 90^{\circ}$. A droite : composante horizontale E_{φ} dans le plan $\varphi = 90^{\circ}$	89
Figure II-21. Composante horizontale E_{φ} dans le plan $\varphi = 0^{\circ}$ lorsque l'antenne est située dans le plan (XOY) et dans le cas où l'antenne est tournée de $\theta=30^{\circ}$	90
Figure II-22. A gauche : Directivité en 3D (résultat Temsi-FD). A droite : Directivité en 3D (résultat FEKO).	90
Figure II-23. Vue schématique du Rover avec une antenne émettrice. Les points bleus montrent les positions des sources dipolaires	92
Figure II-24. A gauche : Cartographie du champ proche mesuré à l'interface air-sol. A droite : Cartographie du champ proche mesuré à l'interface air-sol en présence du Rover.....	92
Figure III-1. Représentation du courant et de la charge au sein d'une maille traversée par un fil	98
Figure III-2. Volume d'intégration centré autour de la composante $E_{z,1,m}$ utilisé pour le calcul de l'impédance $L_{z,1,m}$	101
Figure III-3. Intersection entre le segment k du fil et la cellule de Yee numérotée m .	102
Figure III-4. Modèle d'antenne dont le contour est délimité par des fils et son diagramme de rayonnement	105
Figure III-5. Antenne représentée par des fils et son diagramme de rayonnement	106
Figure III-6. A gauche : Cartographie du courant mesuré dans le plan de l'antenne. A droite : Modèle d'antenne basant sur les fils obliques chargés	107
Figure III-7. A gauche : Modèle d'antenne basée sur les fils obliques chargés (situé dans le plan XOY). A droite : Valeur des résistances en fonction de la position des fils sur l'antenne filaire	109
Figure III-8. A gauche : composante verticale E_{θ} dans le plan $\varphi = 0^{\circ}$. A droite : composante horizontale E_{φ} dans le plan $\varphi = 0^{\circ}$	110
Figure III-9. A gauche : composante verticale E_{θ} dans le plan $\varphi = 90^{\circ}$. A droite : composante horizontale E_{φ} dans le plan $\varphi = 90^{\circ}$	111
Figure III-10. Vu 3D de la directivité dans le cas de l'antenne Vivaldi (A gauche) et celui du modèle d'antenne filaire (A droite)	111
Figure III-11. Forme temporelle (à gauche) et fréquentielle (à droite) du courant émis par l'antenne pour une tension d'excitation qui a une forme d'une sino-gaussienne.	113

Figure III-12. Schéma de modélisation avec les deux antennes et le sol (à gauche). Signal mesuré à la réception (à droite).....	113
Figure III-13. Schéma représentatif du calcul de FA pour un doublet d'antenne.....	114
Figure III-14. Module du FA (facteur d'antenne) pour un doublet d'antenne.....	115
Figure III-15. a. Onde émise et reçue par un radar fonctionnant en mode de polarisation horizontale en émission et en réception ou mode HH. b. Onde émise et reçue par un radar fonctionnant en mode de polarisation verticale en émission et en réception ou mode VV. c. Ondes émise et reçue par un radar fonctionnant en mode de polarisation horizontale en émission - polarisation verticale en réception ou mode HV. d. Ondes émise et reçue par un radar fonctionnant en mode de polarisation verticale en émission - polarisation horizontale en réception ou mode VH.....	117
Figure III-16. L'ensemble des antennes (modèle filaire) en configuration semblable à celle de la mission Exomars	118
Figure III-17. Calcul des polarisations HH et HV (vu de haut des antennes)	119
Figure III-18. Calcul des polarisations VV et VH (vu de haut des antennes)	119
Figure III-19. A gauche : courant pour les polarisations (HH, HV, VH et VV). A droite : Champ pour les polarisations (HH, HV, VH et VV) après application de la fonction de transfert.....	121
Figure III-20. Évolution du courant en fonction de la rugosité du sol dans le cas de la polarisation HH (à gauche) et de la polarisation VV (à droite).....	122
Figure III-21. Évolution du courant en fonction de la rugosité du sol dans le cas de la polarisation HV (à gauche) et de la polarisation VH (à droite).....	123
Figure IV-1. Modèle géologique du sol martien qui montre les différentes strates séparées par des interfaces rugueuses	128
Figure IV-2. a-Réflexion spéculaire b-Réflexion partiellement diffuse c-Réflexion diffuse.....	131
Figure IV-3. Le flocon de neige de Von Koch	132
Figure IV-4. Courbe de Von Koch	133
Figure IV-5. Évolution du triangle de Sierpinski au cours des itératifs effectués	133
Figure IV-6. Génération d'un profil rugueux par méthode spectrale	134

Figure IV-7. Influence de H_{rms} sur un profil rugueux de L_c constante	134
Figure IV-8. Schéma représentatif de l'algorithme de troncature qui permet de simuler le déplacement du radar.....	136
Figure IV-9. Principe de reconstruction d'un B-scan. La recombinaison des B-Scans produit une vue 3D de l'objet cherché	137
Figure IV-10. Vu simplifié d'un volume de calcul.....	137
Figure IV-11. Scène globale à imager contenant la faille.....	139
Figure IV-12. A gauche : le courant résultant d'une scène qui contient le milieu de propagation avec la faille. A droite : le courant résultant d'une scène ne contenant pas la faille.....	140
Figure IV-13. A gauche : signal dû uniquement à la faille. A droite : radargramme pour une scène montrant le couplage directe entre les antennes	140
Figure IV-14. A gauche : B-scan en polar HH. A droite : B-scan en polar VV	141
Figure IV-15. A gauche : B-scan en polar HV. A droite : B-scan en polar VH.....	141
Figure IV-16. A gauche : B-Scan en polar HH dans le cas sol lisse. A droite : B-Scan en polar HH dans le cas sol rugueux.....	142
Figure IV-17. A gauche : B-Scan en polar VV dans le cas sol lisse. A droite : B-Scan en polar VV dans le cas sol rugueux.....	142
Figure IV-18. A gauche : B-Scan en polar HV dans le cas sol lisse. A droite : B-Scan en polar HV dans le cas sol rugueux.....	143
Figure IV-19. A gauche : B-Scan en polar VH dans le cas sol lisse. A droite : B-Scan en polar VH dans le cas sol rugueux.....	143
Figure IV-20. Schéma représentatif de la méthode de caractérisation d'un profil rugueux	145
Figure IV-21. Profil réel et reconstruit par la méthode temporel en Co- polar (à gauche) et en Cross- polar (à droite) pour $H_{rms}=0.01$ m et $L_c=0.33$ m	146
Figure IV-22. Profil réel et reconstruit par la méthode temporel en Co-polar (à gauche) et en Cross- polar (à droite) pour $H_{rms}=0.05$ m et $L_c=0.33$ m	147
Figure IV-23. Fonctions d'autocorrélation théorique et mesurées (dans le cas du Co- et Cross polar) et dans les deux cas où $H_{rms}=0.01$ m et $L_c=0.33$ m (à gauche) et $H_{rms}=0.05$ m et $L_c=0.33$ m (à droite).....	148

Figure IV-24. Phase en fonction de nombre de scènes visualisé à plusieurs fréquences (phase avant correction en bleu et après correction en rouge)	151
Figure IV-25. Phase en fonction de la fréquence pour différentes positions du radar..	151
Figure IV-26. Profil réel et reconstruit par la méthode fréquentielle en Co- et Cross-polar pour $H_{rms}=0.01$ m, $L_c=0.33$ m et pour $f=0.5$ GHz.....	153
Figure IV-27. Profil réel et reconstruit par la méthode fréquentielle en Co- et Cross-polar pour $H_{rms}=0.01$ m, $L_c=0.33$ m et pour $f=3$ GHz.....	153
Figure IV-28. Profil réel et reconstruit par la méthode fréquentielle en Co- et Cross-polar pour $H_{rms}=0.05$ m, $L_c=0.33$ m et pour $f=0.5$ GHz.....	154
Figure IV-29. Profil réel et reconstruit par la méthode fréquentielle en Co- et Cross-polar pour $H_{rms}=0.05$ m, $L_c=0.33$ m et pour $f=3$ GHz.....	154
Figure IV-30. H_{rms} en fonction de la fréquence (Co- et Cross-polar) pour les deux cas $H_{rms}=0.01$ m et $L_C=0.33$ m (à gauche) et $H_{rms}=0.05$ m et $L_C=0.33$ m (à droite).....	155
Figure IV-31. Calcul de la permittivité du sol à partir de la signature d'un point ponctuel qui est hyperbole	158
Figure IV-32. Calcul de l'angle d'incidence θ	160
Figure IV-33. Valeur de la permittivité en fonction de la fréquence pour le cas où le sol a une permittivité relative $\epsilon_r=4$ (A gauche) et $\epsilon_r=6$ (A droite)	162
Figure IV-34. Calcul du courant réfléchi par un pic situé sur la surface rugueuse	164
Figure IV-35. Valeur de la permittivité en fonction de la fréquence dans le cas où $\epsilon_r=4$ (A gauche) et $\epsilon_r=6$	166

Introduction générale

Le radar géologique (ou Ground Penetrating Radar) est un système d'investigation rapide et non destructive du proche sous-sol, basé sur la réflexion d'ondes électromagnétiques. En effet, cette technique permet de mesurer des contrastes de caractéristiques électriques de matériaux constituant le sous-sol, et ainsi d'en déduire leur nature et leur distribution. Elle permet d'imager le sous-sol à des profondeurs allant de plusieurs mètres à quelques kilomètres suivant les gammes de fréquence. Travaillant depuis la surface, ils opèrent généralement dans une gamme de fréquence s'échelonnant de quelques MHz à quelques GHz. Ils sont aujourd'hui très largement utilisés dans de multiples domaines tels que la géologie et le génie civil....

Avec l'exploration de l'espace, l'étude des planètes du système solaire s'oriente vers un besoin grandissant de meilleure compréhension de la géologie, qui a donné lieu durant ces dernières années, à un développement important des travaux de recherches orientés sur l'analyse du sous-sol et l'amélioration de technique de sondage par GPR. L'exploration de Mars constitue aujourd'hui l'objectif prioritaire des prochaines missions planétaires du système solaire. Les principaux objectifs de l'exploration de Mars sont la recherche de signes de vie passée ou présente, l'étude de la distribution de l'eau dans le sous-sol martien, la caractérisation du climat martien, l'étude de la géologie de Mars et préparer de futures missions habitées. En effet, la recherche de l'eau sur Mars est l'un des principaux objectifs des missions martiennes. Cette eau ne peut exister sous forme liquide que dans des réservoirs souterrains, à des profondeurs variables en fonction de la latitude mais très probablement supérieures à plusieurs centaines de mètres. Les deux premières missions à destination de Mars qui devaient comporter un GPR, les missions MARS'96 et NETLANDER ont malheureusement avorté. Aujourd'hui, l'Agence Spatiale Européenne poursuit les missions martiennes dans le cadre du programme Aurora.

Depuis plusieurs années, les activités radar ont été entreprises par notre Laboratoire dans le cadre d'une coopération avec le CNRS (Centre national de la recherche scientifique). Ce thème de recherche a été poursuivi avec l'étude du GPR de la mission NETLANDER pour le compte du LATMOS (Laboratoire Atmosphères, Milieux, Observations Spatiales). Aujourd'hui la coopération avec LATMOS se poursuit à travers la mission Exomars. Les objectifs sont d'explorer la planète Mars par l'homme et plus généralement créer un plan

européen à long terme d'exploration des objets du système solaire et particulièrement de ceux qui pourraient contenir des traces de vie. Cette mission consiste entre autres à envoyer sur la surface de la planète Mars un véhicule automatisé équipé d'instruments de mesures scientifiques destinés à la recherche de traces de vie. Dans ce mémoire, l'activité de recherche est focalisée sur l'instrument WISDOM (Water Ice Subsurface Deposits Observation On Mars), qui est un GPR dont les principaux objectifs scientifiques sont de sonder le sous-sol de Mars jusqu'à quelques mètres de profondeur pour détecter de l'eau et étudier les structures géologiques. Cette étude a pour objectif de caractériser le sous-sol proche de Mars. Pour cela, notre travail s'est déroulé en trois phases. La première a consisté à trouver un modèle de rayonnement large bande permettant de modéliser le rayonnement des antennes du GPR. La deuxième a permis de développer des outils permettant de simuler des scènes de différentes compositions en optimisant le temps de calcul. La troisième phase de cette thèse a permis de développer deux techniques pour caractériser une surface rugueuse. Ainsi cette approche sera exploitée pour ensuite développer deux méthodes pour calculer la permittivité du sol en temporel et en fréquentiel. Ce manuscrit s'articule autour de quatre chapitres :

Dans le premier chapitre, une présentation générale du contexte de cette thèse en décrivant la planète Mars et ses principales caractéristiques physiques sera faite. Une rapide rétrospective des diverses missions spatiales parties à la conquête de Mars sera énoncée. La mission Exomars avec ses buts et les divers instruments de mesure qu'elle comprend sera présentée. Quelques notions concernant les radars subsurface sont rappelées : le principe de fonctionnement, les paramètres de performance du radar, les différents modes d'acquisition ainsi que quelques exemples d'application seront présentés.

Dans le deuxième chapitre, nous faisons un rappel des différents types d'antenne pouvant être utilisés en technique GPR. La méthode FDTD sur laquelle est basée le code de calcul que nous avons utilisé en simulation sera présentée. Le principe d'un modèle de rayonnement équivalent, qui sera appliqué pour la génération d'un modèle de rayonnement large bande, sera ensuite introduit. Ce modèle de rayonnement remplace les antennes d'émission du GPR pour voir l'effet du Rover et du sol sur le diagramme de rayonnement de l'antenne.

Dans le troisième chapitre, nous allons présenter un modèle complet d'antenne filaire basé sur un nouveau formalisme des fils obliques qui est une extension du formalisme de Holland. Ce modèle d'antenne filaire va ensuite être appliqué dans la synthèse d'une méthode

permettant le calcul de différents cas de polarisation pour étudier le comportement du radar polarimétrique.

Le dernier chapitre porte sur les problèmes relatifs aux sols réalistes. Les sols seront caractérisés par un ensemble de paramètres. Ensuite on évoquera une technique pour la prédiction d'une acquisition radar. Cette technique sera exploitée pour développer une méthode permettant de caractériser une surface rugueuse. Enfin, deux méthodes en régime impulsionnel et fréquentiel seront présentées pour le calcul de la permittivité du sol.

Chapitre I

Sondage électromagnétique par radar GPR et implication au sein de la mission spatiale Exomars

I.1. Introduction

Le radar GPR (Ground Penetrating Radar) est un outil de sondage non destructif et performant permettant l'exploitation du sous-sol visant à étudier la composition et la structure de ce dernier. Son principe repose sur l'interaction des ondes électromagnétiques avec les hétérogénéités du milieu.

Dans ce chapitre, va être présenté le contexte général de cette thèse. Nous allons, dans un premier temps, donner une description générale de la planète Mars en décrivant brièvement sa structure, sa géologie et la présence d'eau dans la perspective de la recherche d'une possible vie sur Mars. Nous ferons ensuite un bref retour sur la mission Exomars en révélant ses principaux objectifs et en décrivant ses instruments. On rappellera également notre rôle au sein de cette mission spatiale. Ensuite, on détaillera le principe de fonctionnement du GPR, ses techniques de modulation et ses principales applications dans divers domaines. On va aussi évoquer la théorie de l'électromagnétisme et les différentes lois régissant la propagation d'ondes dans un milieu ainsi que les paramètres caractérisant le comportement électromagnétique du milieu.

I.2. Explorer la planète Mars

I.2.1. Objectifs de l'exploration de Mars

Avec la conquête de l'espace, l'étude des planètes du système solaire et en particulier de leurs surfaces offre un nouveau champ d'investigation aux scientifiques. Mars, d'un diamètre deux fois plus faible que celui de la terre (Figure I-1), est la quatrième planète du système solaire en partant du soleil [1]-[2]. Suite aux succès des sondes Mariner puis Viking dans les années 1960 et 1970, qui ont envoyé plusieurs dizaines de milliers d'images de la surface de Mars, il est apparu que Mars présentait des traces d'écoulement de type fluide impliquant dans le passé des conditions atmosphériques favorables au maintien de l'eau en surface.

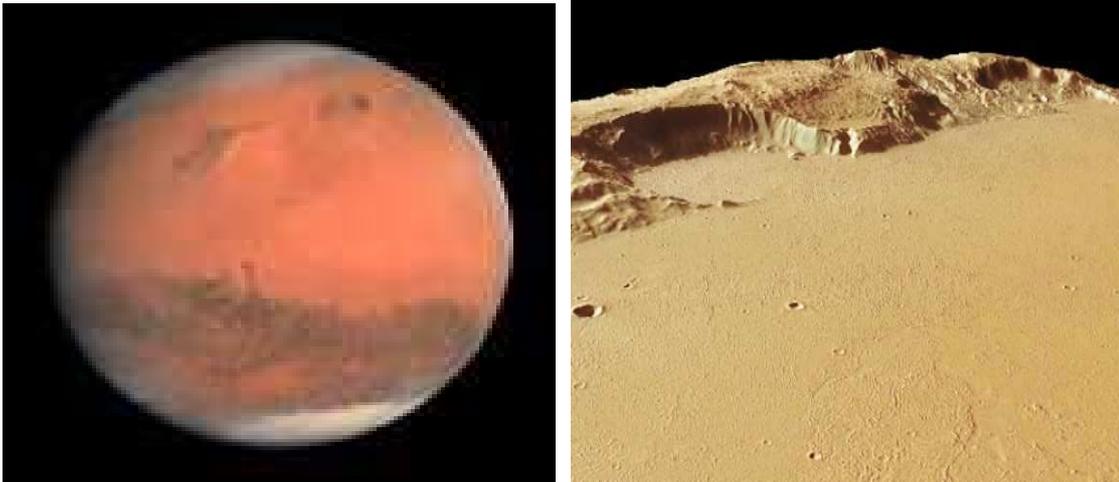


Figure I-1. A gauche : photo de la planète Mars (Image : ESA). A droite : Image de la surface de la planète Mars captée par la sonde Phoenix

Depuis le début des années 1960, près de quarante sondes, orbiteurs et atterrisseurs, ont été envoyées vers Mars, faisant d'elle la planète la mieux connue après la Terre. Les Etats-Unis, l'Europe et le Japon ont relancé un programme d'exploration vers Mars. Les missions martiennes Pathfinder (1997), Mars Global Surveyor (1999) ont fourni non seulement des images à haute résolution de la surface de la planète, mais aussi permis une analyse fine de la topographie et de la composition minéralogique du sol.

L'objectif de ces missions est de recueillir les données permettant de comprendre son histoire et de répondre à la question de la vie sur Mars. En outre, grâce à la planétologie comparée, ces informations apportent souvent des réponses capitales sur le passé, le présent et le futur de notre planète.

L'atmosphère de Mars a connu de profonds changements au cours du temps qui ont modifié l'évolution climatique à long terme. Même si Mars apparaît comme une planète aujourd'hui froide et aride, différents indices démontrent l'existence d'un climat relativement plus chaud et humide dans le passé. La découverte des météorites martiennes relance le débat d'une possible vie sur Mars.

I.2.2. Présence d'eau sur Mars

La recherche de l'eau sur Mars est une étape non seulement nécessaire pour la compréhension de l'évolution géologique, géomorphologique et climatique de la planète, mais aussi dans la perspective de la recherche d'une vie éventuelle sur Mars.

Dans un contexte international, la recherche de l'eau sur Mars apparaît depuis plusieurs années comme l'un des principaux objectifs scientifiques des missions martiennes de la NASA (National Aeronautic Space Administration, Etats-Unis), de l'ISAS (Institut of Space and Astronomical Science, Japon), de l'ESA (European Space Agency, Europe) et du CNES (Centre National d'Etudes Spatiales, France).

Mars est aujourd'hui un monde désolé, balayé par les tempêtes de poussières, et plus aride que les déserts terrestres. Les températures moyennes, bien inférieures à 0° Celsius, et la faible pression atmosphérique 6 hectopascals en moyenne, interdisent la présence d'eau liquide à sa surface. L'eau existe donc encore sur Mars, mais pas sous forme liquide. Il existe d'abord dans le sous-sol martien une couche de glace d'eau solide appelée le permafrost. Il y a également de l'eau sous forme de glace dans les régions polaires.

La recherche à la présence d'eau sur Mars a connu récemment une accélération soudaine grâce à la sonde européenne Mars Express, mise en orbite le 25 décembre 2003, et aux deux rovers américains Spirit et Opportunity, arrivés respectivement le 3 et le 25 janvier 2004. Un mois après sa mise en orbite, Mars Express, grâce à son détecteur infrarouge Omega, fut en mesure de confirmer directement la présence de glace d'eau dans la calotte polaire sud et de mesurer précisément sa concentration, 15 % de la glace totale. Un peu plus tard, elle découvrit également l'existence d'une zone de permafrost autour de la calotte polaire, pouvant s'étendre sur des centaines de kilomètres carrés. En plus, les deux rovers américains ont pu entreprendre la recherche de traces d'eau sur la surface elle-même. Le succès le plus spectaculaire fut celui d'Opportunity qui a fourni un accès direct au sous-sol martien. Opportunity fut rapidement en mesure de trouver des indices très concluants sur la présence passée d'eau par des indices chimiques et physiques (Figure I-2).

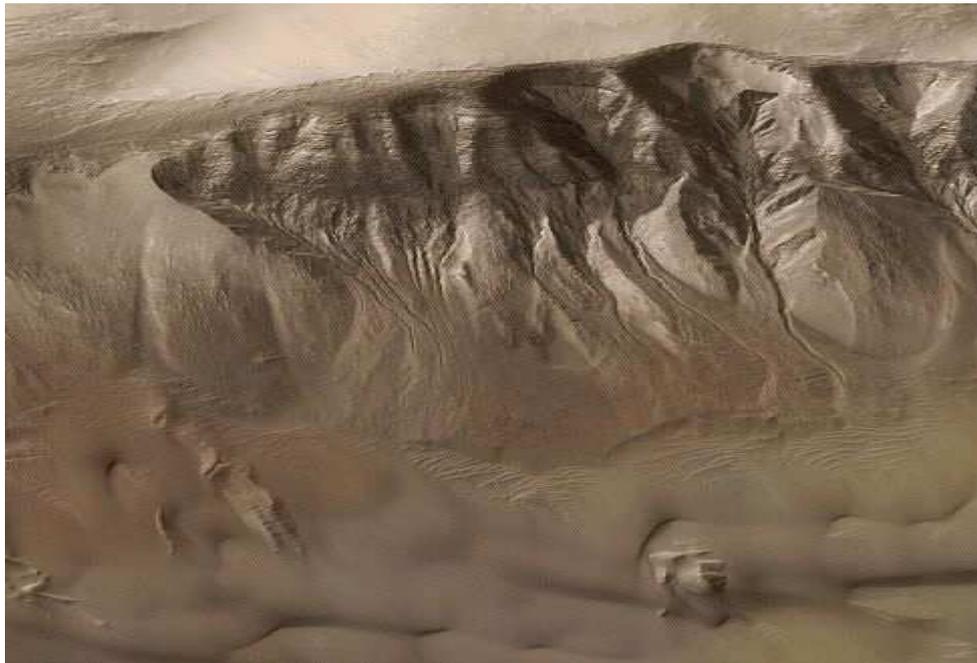
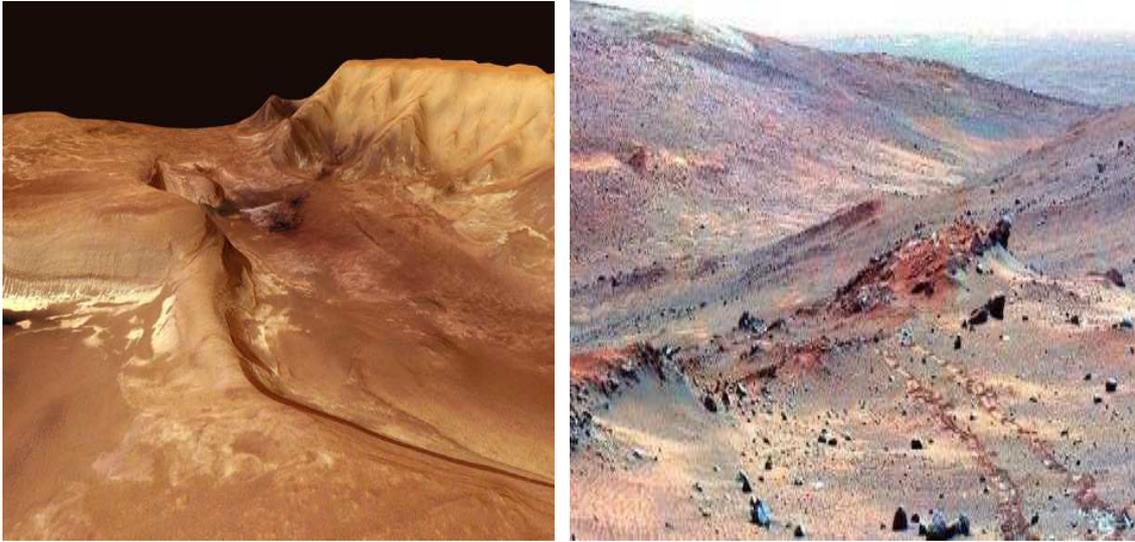


Figure I-2. Formation de ces canaux liée au jaillissement d'eau liquide provenant d'une source enfouie. L'eau est restée à l'état liquide pour éroder les roches et former ces canaux (Photo : NASA/JPL/MSSS)

I.2.3. La géologie et minéralogie de Mars

Mars est une planète extrêmement intéressante du point de vue géologique et minéralogique. L'aspect le plus marquant de la géologie martienne est probablement la forte dissymétrie morphologique et topographique qui existe entre l'hémisphère sud et l'hémisphère nord. Mars possède aussi une multitude de fractures, failles, canyons et vallées. La structure interne de Mars est mal connue et les mesures permettant de l'étudier sans ambiguïté sont encore peu nombreuses actuellement.

En effet, le spectromètre d'émission thermique (TES) de la sonde Mars Global Surveyor a fourni la première carte géologique de la planète Mars. La surface de la planète rouge est principalement composée de roches volcaniques, mais le spectre permet de distinguer deux provinces géologiquement différentes. La planète Mars affiche une dichotomie assez forte au niveau géologique, similaire à celle de la Terre (Figure I-3). Les hauts plateaux cratérisés de l'hémisphère sud semblent surtout constitués de basalte, d'un autre côté, les basses plaines de l'hémisphère nord seraient riches en andésite, une roche volcanique plus riche en silice que le basalte.



***Figure I-3. A gauche : photo qui montre la structure géologique (Image : ESA).
A droite : photo prise par le spectromètre Omega pour retracer l'histoire géologique de Mars***

Les basaltes et les andésites sont les deux roches terrestres les plus communes, ce qui prouve que les deux planètes ont dû connaître un volcanisme de même nature.

Le spectromètre OMEGA embarqué à bord de Mars Express a balayé la surface de Mars et a dressé une carte de sa composition minéralogique. Les minéraux présents dans l'ancienne croûte de Mars montrent une diversité d'environnements aquatiques. Dans la plupart des lieux, les roches sont légèrement altérées par l'eau liquide mais, en quelques endroits, elles sont très altérées par l'eau ce qui peut être expliqué par le fait qu'une grande quantité d'eau a dû s'écouler à travers les roches et le sol. D'après l'analyse des experts, cette diversité de la minéralogie de certaines zones de Mars s'explique par une variation dans les processus de formation des minéraux ou par des changements dans les environnements aquatiques de la planète rouge. Cette analyse a permis aux scientifiques de comprendre mieux que jamais l'histoire de Mars, et de la scinder en trois principales périodes. A cette découverte sans précédent, s'ajoutent des preuves que la vie a été possible sur la planète rouge.

I.3. Mission Exomars

I.3.1. Objectifs de la mission

ExoMars est le nom d'une mission spatiale dans le cadre du programme Aurora de l'ESA (Agence spatiale européenne) [3]-[4]. En 2018, l'ESA lancera une sonde spatiale vers la planète Mars. La mission Exomars a pour objectif d'envoyer sur la surface de Mars un rover automatisé équipé d'instruments de mesures scientifiques dans l'objectif est de faire in situ des expériences pour analyser le sous-sol martien par prélèvement d'échantillons dont l'objectif est de rechercher de traces de vie passée ou présente dans le sol martien.

Le principal but de la mission Exomars est d'accroître nos connaissances scientifiques sur la planète Mars et aussi nos compétences technologiques. On peut répertorier les objectifs en deux catégories.

Les objectifs scientifiques qui sont:

- Rechercher une possible vie présente ou passée sur Mars
- Etudier l'environnement à la surface de Mars et essayer d'identifier les risques nuisant à l'homme dans l'opportunité d'organiser une future mission humaine
- Etudier l'intérieur de Mars pour bien comprendre son évolution et la possibilité de sa viabilité

Les objectifs technologiques qui sont :

- Etudier les phénomènes de l'entrée dans l'atmosphère de Mars ainsi que la descente et celui de l'atterrissage de la sonde sur la surface de Mars
- Possibilité de gérer une mobilité avec un rover sur Mars pour des distances allant jusqu'à quelques kilomètres
- Acquérir des échantillons sur Mars avec une foreuse à une profondeur de deux mètres
- Préparer des échantillons pour les analyser et fournir des résultats

Cependant, pour atteindre ces objectifs, deux séries d'instruments sont mis à disposition : une série mobile à bord d'un Rover équipé d'instruments de sondage du sol et du sous-sol (charge utile Pasteur) et une autre série à coté du module de surface (charge utile Humboldt).

I.3.2. Le Rover de la mission

Le Rover (Figure I-4) est un robot mobile à six roues destiné à la recherche en géologie. Il est conçu de façon à faire un parcours de plusieurs kilomètres à la recherche de traces de vie éventuelle passé ou présente. Ce rover est accompagné d'une foreuse responsable des prélèvements d'échantillons jusqu'à une profondeur d'environ de deux mètres dans le sous-sol martien. Egalement, le rover est équipé d'un système SPDS (Sample Preparation and Distribution System) permettant de contrôler les échantillons prélevés. Il prépare les échantillons, les analyses et envoie ensuite les résultats vers la Terre. Le Rover est également équipé de la charge utile Pasteur comportant plusieurs instruments différents.

Pour s'équiper de l'énergie nécessaire le rover utilisera l'énergie électrique générée par quatre panneaux solaires dont la surface est de deux mètres carrés. Il sera également équipé de caméras panoramiques qui lui permettront de tracer ses itinéraires et de limiter les communications avec la terre qui sont généralement rares et courtes et assurées par une sonde de la Nasa. Le rover doit accomplir un ensemble de tâches qui consiste à analyser la composition de la surface martienne à l'aide d'un ensemble d'instruments. Ces analyses serviront pour la caractérisation chimique et minéralogique du sous-sol et pour identifier les processus géologiques et géochimiques.



Figure I-4. Rover de la mission Exomars

I.3.3. Le Radar Wisdom

Le radar Wisdom est un radar à pénétration de sol (GPR) choisi pour faire partie de la charge utile Pasteur à bord du Rover de la mission Exomars [5]-[8]. Il a été conçu pour caractériser la structure du sous-sol martien. Il sera notamment possible de donner accès à la structure géologique, la nature électromagnétique et l'état hydrologique [9]-[10] du sous-sol martien. Il abordera également des questions scientifiques importantes concernant l'état actuel et l'évolution dans le passé de la planète. Les données mesurées seront également utilisées pour déterminer les endroits les plus favorables pour obtenir des échantillons du sous-sol martien avec un système de forage monté à bord du rover. L'objectif du radar est d'obtenir des mesures à haute résolution jusqu'à 3 m de profondeur dans le sous-sol martien dans le but de déterminer la stratigraphie et la géomorphologie du sous-sol et de ses propriétés électriques. Wisdom va également aider à identifier les couches sédimentaires où il est fort probable que des molécules organiques soient conservées et aident à la recherche des signes de vie passés. Il offrira une résolution de quelques centimètres en profondeur et d'environ 10 cm horizontalement selon la distance entre les positions successives du radar.

Wisdom est un radar à saut de fréquence fonctionnant dans la bande [0.5-3] GHz. Il réalisera des mesures polarimétriques qui augmente significativement sa capacité à rechercher

les propriétés des réflecteurs (dimension, forme, nature) et à analyser les interfaces (rugosité). Pour ce faire le radar utilise huit antennes ultra large bande de type Vivaldi.

I.4. Radar GPR (Ground Penetrating Radar)

Le radar géologique (ou Ground Penetrating Radar) est une méthode d'investigation et de prospection géophysique du proche sous-sol rapide et non destructive, basée sur la propagation et la réflexion d'ondes électromagnétiques permettant d'imager la structure du sous-sol selon les contrastes des paramètres diélectriques (permittivité diélectriques et conductivité électrique).

Il permet de faire un sondage du sous-sol jusqu'à des profondeurs parfois importantes. L'utilisation des hyperfréquences fait du radar géologique un outil de prospection géophysique. Sa large gamme de fréquence de sondage liée à sa nature non destructive et à sa facilité de mise en oeuvre, ont permis de lui trouver un grand nombre d'applications tant dans le domaine du génie civil qu'en géologie [11]. Grâce à son caractère non destructif, ses applications sont en constante progression. Cet outil géophysique peut être utilisé directement sur la surface du sol comme dans les puits de forages ou encore depuis un satellite. C'est l'un des meilleurs outils d'imagerie du sous-sol pouvant atteindre une résolution de l'ordre du centimètre.

Le radar sol a connu depuis une trentaine d'années une évolution considérable. Les premières références de l'utilisation des impulsions électromagnétiques comme outil d'investigation, remontent aux années 20, sous la forme de brevets allemands mais ce n'est que pendant la seconde guerre mondiale que furent développés les premiers RADARs (Radio Detection and Ranging) basés sur les propriétés de propagation des ondes électromagnétiques à des fréquences élevées. Cependant, dans les années 70, les premières utilisations du radar sol étaient strictement militaires, concernaient la détection de tunnels en Corée et très vite la détection de mines anti-personnelles. Les premiers géoradars commerciaux furent proposés en 1974 par la compagnie Geophysical Survey Systems Inc (GSSI). La technique des GPR a été depuis abondamment utilisée par les ingénieurs dans le domaine civil à partir des années 70. Toutefois, les premiers géoradars autorisant des prospections performantes n'ont été commercialisés qu'au début des années 90. Depuis, le nombre d'utilisateurs de cette

technique n'a cessé de croître, et les géoradars de surface sont aujourd'hui employés dans des domaines d'application très variés s'étendant jusqu'aux applications spatiales.

I.4.1. Principe de fonctionnement

Le géoradar est une méthode d'investigation électromagnétique subsurface. Il est principalement composé de deux étages, l'un d'émission et l'autre de réception et d'une unité de contrôle, chargée de synchroniser et de servir d'interface entre les différents éléments du GPR (Figure I-5). Les connexions entre l'électronique d'émission ou de réception et l'unité de contrôle se font par fibres optiques ou par câbles coaxiaux. Les électroniques d'émission ou de réception sont généralement connectées directement aux antennes. Il comprend également un convertisseur analogique-numérique et un ordinateur portable pour la visualisation en temps réel. Il permet ainsi une première interprétation pendant l'acquisition. Lors de la mise en oeuvre, l'unité de contrôle, reliée à un ordinateur portable, commande l'émission. Une impulsion électromagnétique est transmise par l'antenne d'émission. L'onde électromagnétique se propage dans le milieu. Les changements de permittivité diélectrique (glace, rocher, objets...) génèrent des réflexions qui sont enregistrées par l'antenne réceptrice qui est parfois confondue avec l'antenne émettrice pour donner un radargramme. Une phase de traitement numérique en post-acquisition est effectuée sur le signal reçu pour mettre en forme et interpréter les données. L'analyse quantitative des données offre une information concernant la profondeur, l'orientation, la taille et la forme d'un objet enfoui dans le sous-sol.

Les fréquences d'utilisation du GPR sont généralement comprises entre quelques dizaines et quelques centaines de MHz. Cependant la méthode géoradar très utilisée en glaciologie [12]-[13], et géologie à faibles profondeurs se caractérise par une sensibilité aux contrastes de permittivité diélectrique. Elle est ainsi contrainte par la conductivité électrique, qui varie en fonction de la fréquence du signal émis, et qui a pour conséquence d'atténuer le signal. De ce fait, la principale limite à l'utilisation du radar sol est liée aux forts phénomènes d'atténuation observés aux fréquences usuelles. En effet, le contenu fréquentiel des radars géologiques définit les résolutions verticale et horizontale de l'investigation et doit être adapté aux hétérogénéités recherchées. D'où la nécessité de choisir de manière pertinente l'ensemble des paramètres d'acquisition (fréquence, écartement d'antennes, échantillonnage) en fonction des propriétés appropriés du terrain et l'objectif de la prospection.

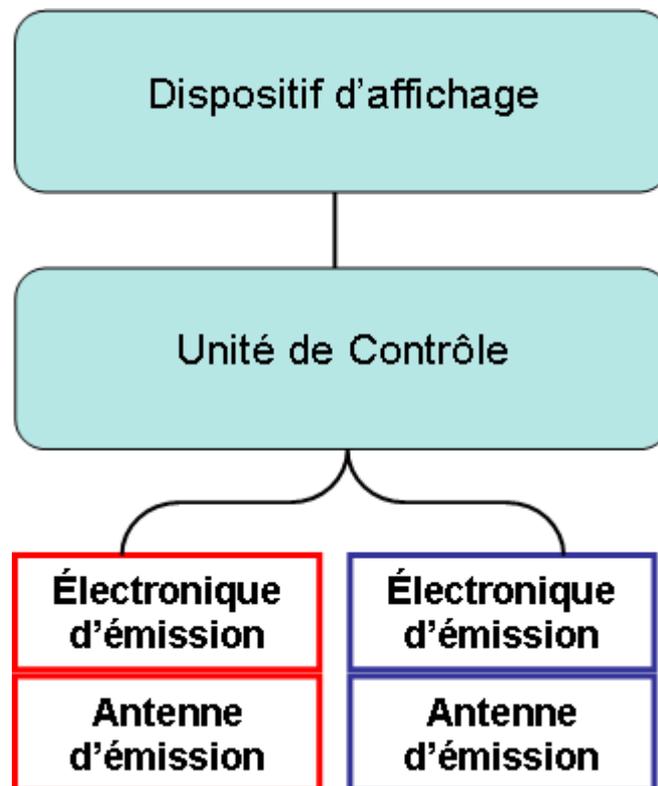


Figure I-5. Eléments composants un GPR

I.4.2. Quelques applications des radars GPR

Les systèmes GPR permettent d'obtenir des images très précises et détaillées du sous-sol sondé (Figure I-6). En fait, dans l'analyse de sous-sols par méthodes de sondage non destructif, ces systèmes ont pris une place importante ces dernières années en vue d'applications dans des domaines aussi variés que le génie civil ou le spatial. Dans le premier cas il s'agit de détecter des objets enfouis. Dans le second cas, des radars à destination de Mars posés sur la planète, ils doivent établir les preuves de la présence ou non d'eau sous forme liquide dans le sous-sol martien. En effet, des projets de sondages du sous-sol de la planète Mars avec un radar GPR ont vu le jour à travers les missions Mars 98, Netlander puis maintenant Aurora (mission Exomars).

- Les GPR sont utilisés actuellement dans des secteurs toujours plus variés. Dans le secteur de la construction, les GPR permettent d'établir en quelques minutes le profil souterrain où par exemple des conduites d'eau ou de gaz, des lignes électriques ou tout autre objet enfoui peuvent être clairement identifiés et localisés. Dans le secteur de l'entretien des routes, ils permettent de contrôler l'état de la chaussée. Les GPR sont également utilisés

dans la construction des tunnels où il s'agit d'identifier la nature des roches à percer et d'éviter des accidents majeurs.

- Les GPR sont prisés par les géologues dans leur travail quotidien mais également par les paléontologues à la recherche de fossiles enfouis parfois sous plusieurs mètres de sable ou d'argiles ou encore par les archéologues [14]-[16] (localisation de vestiges archéologiques, système de galeries et de tunnels a été trouvé sous le Sphinx et les pyramides en Egypte).
- Les GPR sont toujours plus utilisés également dans le secteur des sciences criminelles où ils permettent de retrouver des cadavres ou des armes enfouies. Les GPR peuvent être d'une très grande utilité dans le cas des catastrophes naturelles telles que tremblement de terre, éboulement, avalanche ou encore d'attentats terroristes comme celui de septembre 2001 à New York afin de retrouver des survivants ensevelis.
- Finalement, un des secteurs où les GPR sont très utiles est le domaine du déminage. En fait, La multiplication des conflits de part le monde a eu pour principale conséquence de disperser des millions de mines antipersonnel qui mettent en danger la vie des populations et constituent un empêchement au développement économique des régions concernées. On estime dans le monde à plus de 100 millions le nombre de mines anti-personnelles enfouies et provoquant la mort ou la mutilation d'un humain toutes les 20 minutes. Dans ce cas le GPR s'avère un outil très prometteur dans la détection de ces mines [17]-[18].

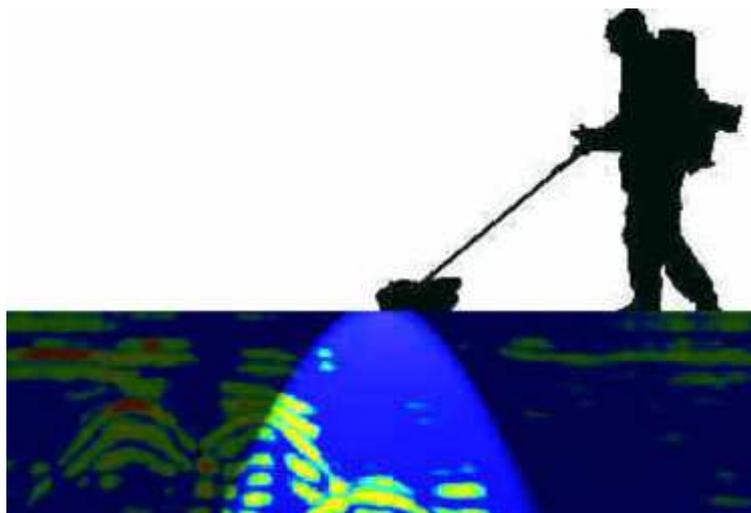


Figure I-6. Technique de sondage par géoradar

I.4.3. Techniques de modulation d'un radar GPR

Le radar GPR peut utiliser plusieurs types de signaux. Chaque signal a ses caractéristiques, ses avantages et ses inconvénients. Tout dépend du type d'utilisation et du milieu dans lequel le radar est utilisé pour effectuer le sondage. Il faut toujours faire un compromis entre les performances, l'encombrement, la facilité d'utilisation, le coût. Le radar le plus souvent utilisé est le radar impulsionnel qui émet des impulsions ultra courtes.

I.4.3.1. Radar impulsionnel

Les équipements commercialisés aujourd'hui sont des radars de type impulsionnel, pour lesquels l'impulsion d'énergie initiale est transmise à l'antenne qui émet selon une fréquence centrale donnée, qui dépend de sa géométrie. Ce radar génère à l'émission de l'impulsion un champ électromagnétique d'amplitude variable en fonction du temps (Figure I-7). La durée d'impulsions est typiquement comprise entre 0.5 ns et 10 ns, elle dépend du type d'application. Cependant certaines applications nécessitent l'émission d'impulsions de durée allant jusqu'à 1 μ s. Toutefois d'autres paramètres conditionnent la durée d'impulsion. Etant donné que la durée d'impulsion est proportionnelle à la portée du radar et inversement proportionnelle à la résolution spatiale, il sera nécessaire de trouver le bon équilibre entre ces deux paramètres.

Typiquement, le système émetteur est composé d'un système de mise en forme de l'impulsion en général un commutateur. D'autre part il est nécessaire que l'impulsion soit rayonnée par une antenne large bande et peu dispersive pour ne pas distordre le signal émis. La réponse temporelle d'une cible est reçue par une antenne de réception large bande. L'acquisition est réalisée dans le domaine temporel par un échantillonneur rapide et un traitement du signal adapté est habituellement associé au dispositif.

Le principal avantage de cette méthode est la simplicité du système et le faible coût de cette technique. Un autre avantage est la rapidité et la simplicité d'interprétation des résultats puisqu'elle mesure directement la réponse impulsionnelle sans traitements complémentaires. En outre le système impulsionnel est très bien adapté aux applications embarquées. Cette technique permet également en une mesure unique d'obtenir les résultats souhaités sur toute la bande de fréquence.

Cependant les inconvénients sont la difficulté de maîtriser la forme d'impulsion émise ce qui pourra réduire la résolution. Aussi il est nécessaire d'utiliser une antenne indépendante de la fréquence pour ne pas distordre le signal. Un autre inconvénient de cette technique large bande est sa sensibilité au bruit.

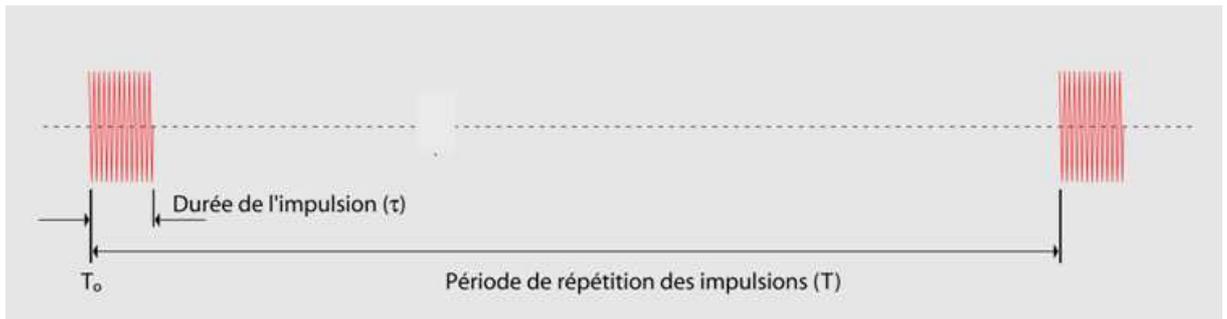


Figure I-7. Signal émis par un radar impulsif

I.4.3.2. Radar à modulation linéaire de fréquence

Les radars FMCW « frequency modulated-continuous wave » dont la spécificité est de produire un signal dont le spectre varie dans le temps, et ainsi d'adapter de manière dynamique la résolution pour différents types de cible à différentes profondeurs. Ainsi, on obtient un signal FMCW, ou encore appelé (chirp), c'est-à-dire une sinusoïde modulée en fréquence (Figure I-8).

Par rapport au simple procédé par radar impulsif, l'utilisation du radar FMCW a plusieurs avantages du fait qu'il garantit un bon rapport signal sur bruit. Il est multiplié par le rapport de compression $T \cdot B$ avec $B = F_H - F_B$. D'autre part la puissance émise est réduite puisqu'elle est divisée par ce rapport. En outre cette méthode offre une meilleure résolution proportionnelle à la largeur de bande du signal hyperfréquence. De même, la phase du signal de sortie est complètement maîtrisée. Un autre avantage est la rapidité de ce système puisque la vitesse de changement de fréquence est très rapide.

Cependant, ce système est complexe du fait du type de synthétiseur utilisé et les exigences que demande cette technique concernant la linéarité du balayage de fréquence et la reproductibilité de ce balayage qui fait appel à une correction de linéarité par un système électronique spécifique. En outre, la dynamique de ce système est limitée du fait que le radar émet en même temps qu'il reçoit ce qui produit un couplage entre les antennes.

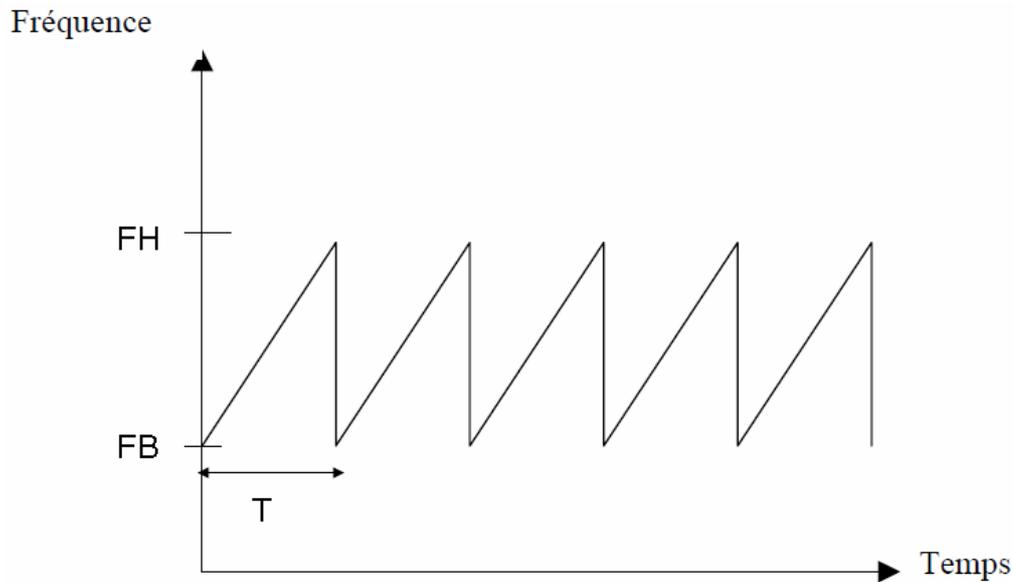


Figure I-8. Principe de la modulation de fréquence FMCW

1.4.3.3. Radar à modulation de fréquence (radar à saut de fréquence)

Ce type de radar se différencie des radars impulsionnels ; en effet il travaille dans le domaine fréquentiel. Le radar à sauts de fréquences propose une nouvelle technologie : il est composé d'un analyseur de réseaux qui génère une succession d'ondes de fréquences différentes sur une bande donnée. A chaque fréquence, une onde est émise de l'antenne vers la cible. La fréquence du signal de sortie évolue en marches d'escalier de hauteur Δf , au même rythme TH . Ainsi, la fréquence du signal de sortie balaye une bande de fréquence B , comprise entre les fréquences f_B et f_H en un temps T (Figure I-9).

La technique s'applique à des fréquences supérieures à 10 GHz. L'onde est partiellement réfléchi, suivant les contrastes électromagnétiques rencontrés sur son trajet, vers l'antenne réceptrice. L'analyseur enregistre la réponse du milieu. Le cycle se répète jusqu'à ce que toute la bande de fréquences ait été balayée, avec un pas donné qui est défini par le nombre de points de fréquence et la largeur de bande. Pour chaque cycle effectué, une transformée de Fourier inverse permet de reconstituer le signal dans le domaine temporel.

L'intérêt de cette méthode vient du fait que dans le radar impulsionnel classique, l'énergie disponible à l'émission est répartie sur une large bande de fréquences. De ce fait, on dispose de peu d'énergie dans chaque bande de fréquence. En revanche, dans le cas du radar à saut de fréquences, toute l'énergie de l'émetteur est concentrée, à chaque étape de mesure, sur

une bande de fréquence. Cette technique permet donc de reconstituer une impulsion beaucoup plus énergétique, d'où une plus grande profondeur de pénétration et une plus grande précision. En outre, cette technique se fait en bande étroite ce qui réduit la sensibilité au bruit. Par contre, comme la technique FMCW, le système est complexe et il existera toujours le problème du couplage direct entre les antennes.

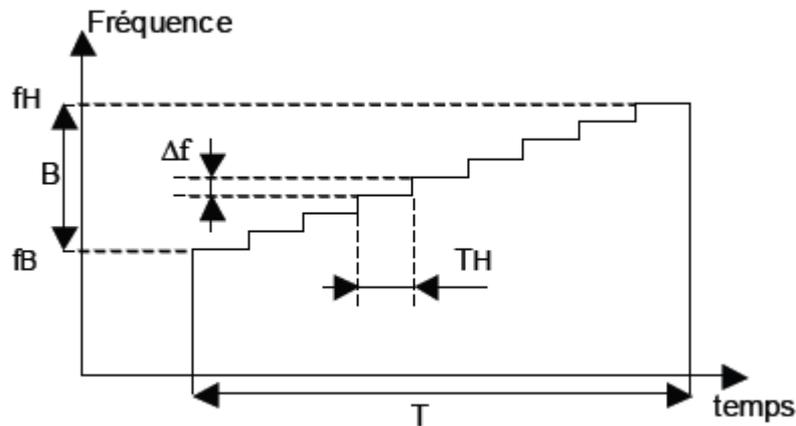


Figure I-9. Principe d'un radar à saut de fréquence

I.4.4. Paramètres de performance d'un radar GPR

Les performances des systèmes de sondage radar sont liées à leur capacité de pénétration ainsi qu'à leur résolution. Cependant, les performances du radar peuvent être altérées par le type du milieu sur lequel se fait le sondage. Le choix d'un radar est conditionné par le type d'application visé par l'utilisateur. En fait selon l'application on favorise soit la résolution soit la profondeur de pénétration maximale. De nombreuses études comparatives [19] ont été menées afin d'estimer les performances radar [20] [21] [22] de divers systèmes en fonction du type d'application ce qui pourra aider l'utilisateur dans le choix du radar le plus favorable.

I.4.4.1. Équation radar

L'équation du radar est un bilan de puissances sur le trajet aller-retour d'une onde émise par un radar. Cette équation traduit l'influence de phénomènes physiques sur la puissance rayonnée, la propagation de l'onde jusqu'à la réception du signal réfléchi. Celle-ci dépend des caractéristiques du radar (antenne, circuits électroniques, pertes de signal...), de celles de la cible et du milieu traversé le long du trajet. L'équation sert à déterminer quelle puissance le

système radar doit générer afin d'obtenir une image avec un certain rapport signal/bruit. Cette puissance est fonction des paramètres du système radar, y compris le gain d'antenne, la puissance du bruit. L'équation du radar permet de réaliser une estimation des performances d'un système radar.

Considérons un radar émettant une puissance P_t en direction d'un objet, cette puissance vaut :

$$P_t = e_t \cdot G_t \cdot P_f \quad (\text{I-1})$$

Avec :

- e_t efficacité de l'antenne d'émission
- G_t gain de l'antenne d'émission
- P_f puissance fournie à l'antenne d'émission
- La densité de puissance au niveau de l'objet sera :

$$p_a = P_t \frac{e^{-2\alpha d_{tc}}}{4\pi d_{tc}^2} \quad (\text{I-2})$$

Avec :

- α l'atténuation du milieu
- d_{tc} la distance entre l'antenne d'émission et la cible

La puissance reçue par la cible est égale au produit de la densité de puissance par la surface équivalente de la cible (S_c), c'est-à-dire :

$$P_{rc} = S_c \cdot P_a \quad (\text{I-3})$$

La surface équivalente de la cible est déterminée de façon à pouvoir calculer la densité de puissance au niveau de l'antenne de réception en considérant que la cible renvoie l'énergie captée de façon isotrope.

Dans ces conditions, la densité de puissance au niveau de l'antenne de réception vaut :

$$P_{tc} = P_{rc} \frac{e^{-2\alpha d_{cr}}}{4\pi d_{cr}^2} \quad (\text{I-4})$$

Avec :

- d_{cr} la distance entre la cible et l'antenne de réception

La puissance P_r captée par l'antenne de réception dont la surface effective S_r vaut :

$$P_r = q \cdot e_t \cdot P_{tc} \cdot S_r \quad (I-5)$$

Avec

$$S_r = G_r \frac{\lambda^2}{4\pi} \quad (I-6)$$

- q facteur de dépolarisation compris entre 0 et 1
- e_t efficacité de l'antenne de réception
- G_r gain de l'antenne de réception
- λ longueur d'onde dans le milieu

A ce stade de calcul il est possible de relier la puissance transmise par l'antenne d'émission P_t à la puissance reçue P_r par l'antenne de réception pour obtenir l'équation du radar :

$$\frac{P_r}{P_t} = P_f \cdot e_t \cdot e_r \cdot G_t \cdot G_r \cdot q \cdot S_c \cdot \frac{\lambda^2}{4\pi} \cdot \frac{e^{-2\alpha(d_{tc}+d_{cr})}}{(4\pi d_{tc} d_{cr})^2} \quad (I-7)$$

L'équation radar est fonction de plusieurs constantes et variables. Du coté radar, on a la puissance transmise, le gain de l'antenne G_t et G_r et la longueur d'onde utilisé.

En outre, la surface équivalente de la cible est fonction de la forme de la cible. Elle vaut :

- $S_c = \Gamma^2 \cdot \pi \cdot a^2$ dans le cas ou la cible est sphérique de rayon a
- $S_c = \Gamma^2 \cdot \pi \cdot R^2$ dans le cas d'une interface plane lisse
- $S_c = \Gamma^2 \cdot \pi \cdot \lambda \cdot R/2$ dans le cas d'une interface plane rugueuse

Avec Γ le coefficient de réflexion au niveau de la cible et R la profondeur à laquelle la cible est enterrée.

1.4.4.2. Dynamique du système

La dynamique du système est le rapport entre la puissance maximale P_{\max} émise par l'antenne de réception et la puissance du bruit au niveau du récepteur P_{\min} . Ce paramètre est donné en dB.

$$SP = 10 \log_{10} \left(\frac{P_{\max}}{P_{\min}} \right) \quad (\text{I-8})$$

La dynamique du système est un paramètre important qui caractérise la performance du radar.

1.4.4.3. Rapport signal sur bruit

Le rapport signal sur bruit désigne la qualité d'une transmission d'information par rapport aux parasites. Ce terme désigne le rapport entre la puissance moyenne du signal et celle du bruit.

Cependant le bruit peut avoir plusieurs sources :

- Sources externes générées en dehors du système,
- Sources internes dues à des phénomènes microscopiques aléatoires.

Les radars doivent pouvoir plus ou moins ignorer ces sources de signaux parasites, afin de se focaliser uniquement sur les cibles intéressantes. La capacité d'un radar à surmonter ces nuisances définit son rapport signal sur bruit (SNR). Plus le SNR est grand, plus le radar peut séparer efficacement une cible des signaux parasites.

1.4.4.4. Profondeur de pénétration (portée maximum du radar)

L'équation du bilan et la dynamique du système permettent de déterminer la portée du radar. En effet, pour que le signal réfléchi par la cible puisse être perçu, il faut que la puissance captée par l'antenne de réception soit supérieure à une certaine puissance P_{\min} (qui caractérise le niveau du bruit) et c'est dans le cas où l'antenne d'émission émet une puissance maximum P_{\max} . On trouve donc la distance maximale à laquelle un objet de surface équivalente S_c peut être repéré :

$$\frac{P_{\min}}{P_{\max}} = \frac{1}{SP} = P_f \cdot e_t \cdot e_r \cdot G_t \cdot G_r \cdot q \cdot S_c \cdot \frac{\lambda^2}{(4\pi)^3} \cdot \frac{e^{-4\alpha D_{\max}}}{D_{\max}^4} \quad (\text{I-9})$$

Cependant il est difficile d'estimer D_{\max} puisque la puissance maximale émise par l'antenne dépend de l'impédance d'entrée de l'antenne et que cette impédance varie en fonction du type de sol étudié. Pour cela la profondeur de pénétration maximale n'est pas fournie par le constructeur.

Or, pour augmenter la profondeur d'investigation il faudrait augmenter la puissance d'émission. Un autre moyen d'accroître la portée du radar est d'augmenter la taille de l'antenne. En effet, l'augmentation des dimensions de l'antenne a un double effet. D'une part on concentre l'énergie en un faisceau plus étroit, cela introduit une augmentation du gain de l'antenne et d'autre part la surface de capture S_c augmente.

Une réduction de la longueur d'onde aurait essentiellement le même effet qu'un accroissement de la taille de l'antenne puisque la forme du diagramme de rayonnement d'une antenne dépend du rapport entre la dimension de l'antenne et la longueur d'onde.

On peut aussi augmenter la portée du radar en diminuant P_{\min} . Cela peut se faire de plusieurs façons. Réduction de la bande passante du récepteur ou bien utilisation de composants actifs moins bruyants.

1.4.4.5. Résolution spatiale

La résolution spatiale est la distance minimale requise entre deux points du sol pour être discriminés. Elle dépendant de la durée de l'impulsion τ qui est donnée par la relation suivante :

$$\delta r = \frac{v\tau}{2} = \frac{v}{2B} \quad (\text{I-10})$$

Où c est la célérité de la lumière dans le vide et la division par 2 correspond au trajet aller retour de l'onde et B la largeur spectrale de l'impulsion. En se basant sur cette relation, nous pouvons constater que la résolution diminue quand l'onde est ralentie dans le milieu.

Ainsi une augmentation de la bande passante de l'antenne améliore la résolution spatiale.

De même on peut conclure qu'une résolution fine nécessite une durée de l'impulsion assez faible. Toutefois, il faut que l'onde ait suffisamment d'énergie pour que le signal rétrodiffusé puisse être capté avec un rapport signal sur bruit satisfaisant. Par conséquent, il faut trouver un compromis entre une résolution spatiale satisfaisante et une énergie émise qui garantit un bon rapport signal sur bruit.

La résolution spatiale peut aussi être exprimée sous la forme suivante :

$$\delta r = \frac{3 \cdot 10^8}{2\sqrt{\epsilon_r} f_c} \quad (\text{I-11})$$

Dès lors la nouvelle équation montre que la résolution spatiale est inversement proportionnelle à la fréquence d'utilisation ainsi qu'à la permittivité du milieu (Figure I-10). Or ce dernier n'est pas contrôlé par l'utilisateur. Cependant l'augmentation de la fréquence entraîne une diminution de la profondeur de pénétration. En fait, plus la fréquence est élevée plus l'atténuation dans le milieu de propagation augmente. Il faudra donc trouver un compromis entre la fréquence d'utilisation qui améliore la résolution et la profondeur de pénétration maximum.

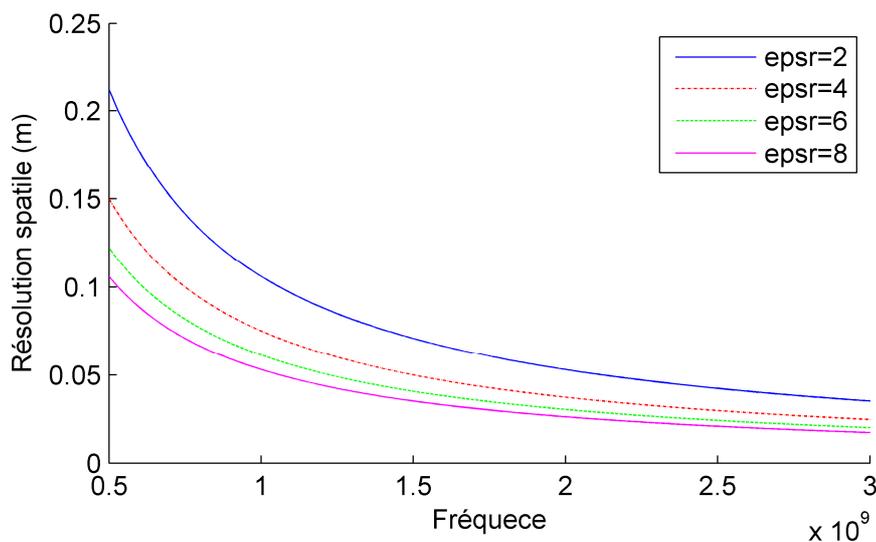


Figure I-10. Variation de la résolution spatiale en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de la permittivité

I.4.5. Différents configurations d'acquisition

L'utilisation d'antennes radar bistatiques permet de réaliser des enregistrements GPR dans des configurations d'antennes différentes. En fonction de l'orientation et de la position relative des antennes, il est possible de définir plusieurs modes d'acquisition. Par la suite on présentera le mode réflexion et le mode transmission.

I.4.5.1. Mode réflexion

L'acquisition en géoradar se fait selon deux méthodes, l'un dit à offset constant, l'autre à offset variable. Ces deux types d'acquisition permettent pour le premier d'imager le sous-sol, pour le deuxième de donner un modèle de vitesse en fonction de la profondeur. L'analyse des résultats en temps donnés par l'acquisition à offset constant et variable permet de replacer chaque objet imagé à sa vraie profondeur.

a. Mode à offset constant

C'est le mode le plus souvent utilisé en prospection radar pour l'imagerie du sous-sol. Dans ce mode, l'espacement entre les antennes réceptrices (T_X) et réceptrices (R_X) est fixe. Le couple émetteur-récepteur est déplacé suivant une distance constante le long d'un profil horizontal (Figure I-11). Pour chaque position, une acquisition est enregistrée. Le radargramme obtenu présente l'amplitude mesurée en fonction du temps et de la position du centre du couple émetteur-récepteur.

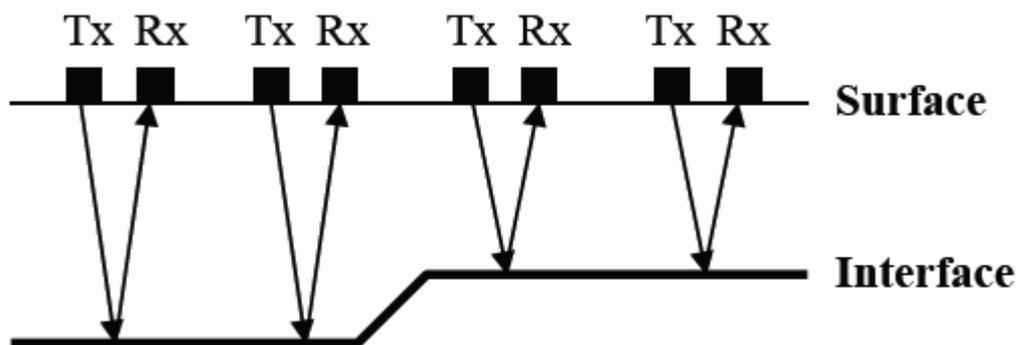


Figure I-11. Mode réflexion à offset constant. Le profil radar s'obtient en déplaçant les antennes le long d'une ligne horizontale

b. Mode à offset variable

Les sondages radars ou sondages de vitesse sont désignés sous les noms de « Common Mid Point » (CMP) et « Wide Angle Reflection and Refraction » (WARR). La vitesse est évaluée à partir des variations des temps de propagation des ondes radar obtenues pour différents écartements entre antenne émettrice et antenne réceptrice.

En mode à offset variable on distingue deux cas.

- Mode CMP : dans ce cas la distance entre les antennes émettrices et réceptrice varie. Les antennes TX et RX sont écartées à pas constant autour d'un point milieu (Figure I-12).

On obtient une courbe à allure hyperbolique pour chacun des réflecteurs. La pente de cette courbe donne accès à la vitesse moyenne entre la surface et le réflecteur.

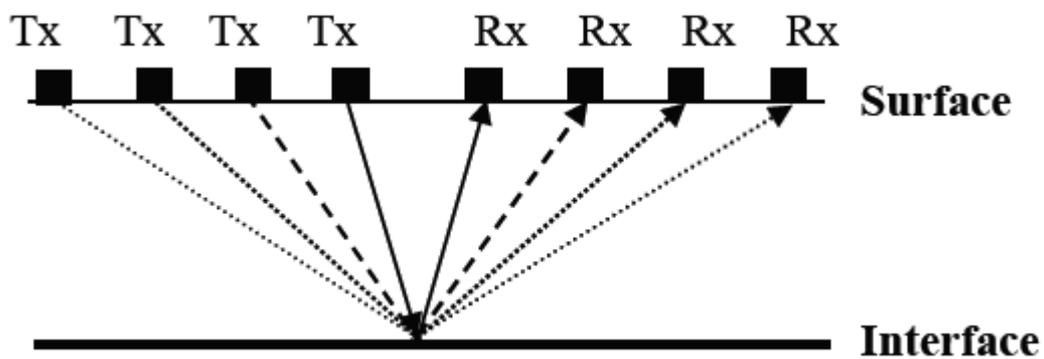


Figure I-12. Mode CMP. La distance entre les antennes augmente le long du profil du radar

- Mode WARR : Dans ce cas l'émetteur reste fixe et le récepteur s'éloigne de l'émetteur.

1.4.5.2. Mode transmission

Ce mode permet d'enregistrer la propagation d'une onde radar depuis l'antenne émettrice vers l'antenne réceptrice. Ce type d'acquisition peut se faire avec des antennes de surface. Pour chaque position de l'antenne émettrice, une trace est enregistrée pour une série de positions de l'antenne réceptrice. L'antenne émettrice est ensuite déplacée, et la séquence d'acquisition répétée (Figure I-13). Le traitement de ce type de radargramme n'est pas direct et nécessite l'utilisation de méthodes d'inversion numériques. Cette méthode est très utilisée

avec des antennes de forage, en déplaçant les antennes émettrice et réceptrice dans des puits parallèles.

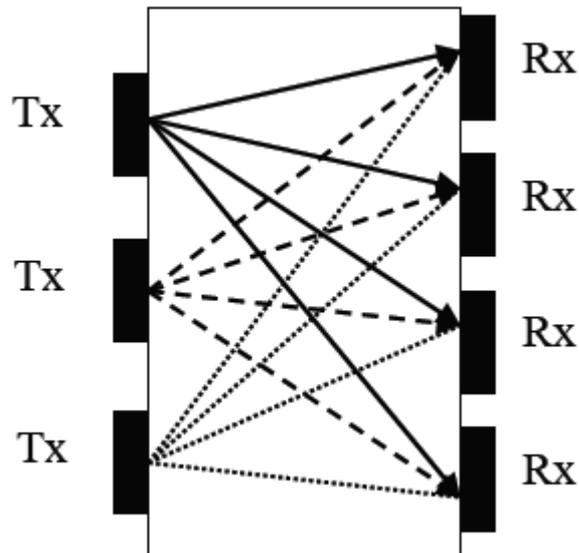


Figure I-13. Mode transmission. Pour chaque position de l'antenne émettrice, une série de mesures est effectuée en déplaçant l'antenne réceptrice.

I.4.6. Différents types d'enregistrements des signaux radars

La méthode de prospection par radar GPR est basée sur l'émission des ondes électromagnétiques dans le sol. Ces ondes interagissent avec le milieu en fonction de contrastes diélectriques rencontrés et se réfléchissent partiellement vers la surface où leurs caractéristiques sont mesurées par une antenne réceptrice.

On distingue trois types d'enregistrements :

- **Ascan** : dans le cas du radar impulsif, une impulsion est émise dans le sol selon un lobe de rayonnement. Le signal se propage dans le milieu, il rencontre un objet et se réfléchit vers l'antenne réceptrice. Cependant le signal reçu contient outre la partie réfléchi par l'objet, des signaux parasites. Ces signaux sont dus à l'effet du couplage direct entre les antennes émettrices et réceptrices ainsi qu'à la réflexion à l'interface air-sol. Or il est nécessaire d'éliminer ces signaux parasites puisqu'ils masquent la réponse de l'objet.

La Figure I-14 montre des différents signaux qui peuvent s'ajouter à la réponse de l'objet. Une partie du signal incident est directement transmis à l'antenne réceptrice (R), c'est

le signal S_1 qui constitue l'onde directe émetteur récepteur. Une partie de l'énergie rayonnée va se réfléchir sur le premier et le deuxième objet, ce qui constitue les signaux S_2 et S_3 (recherchés). Le signal S_4 dû au changement de contrastes diélectriques entre deux interfaces.

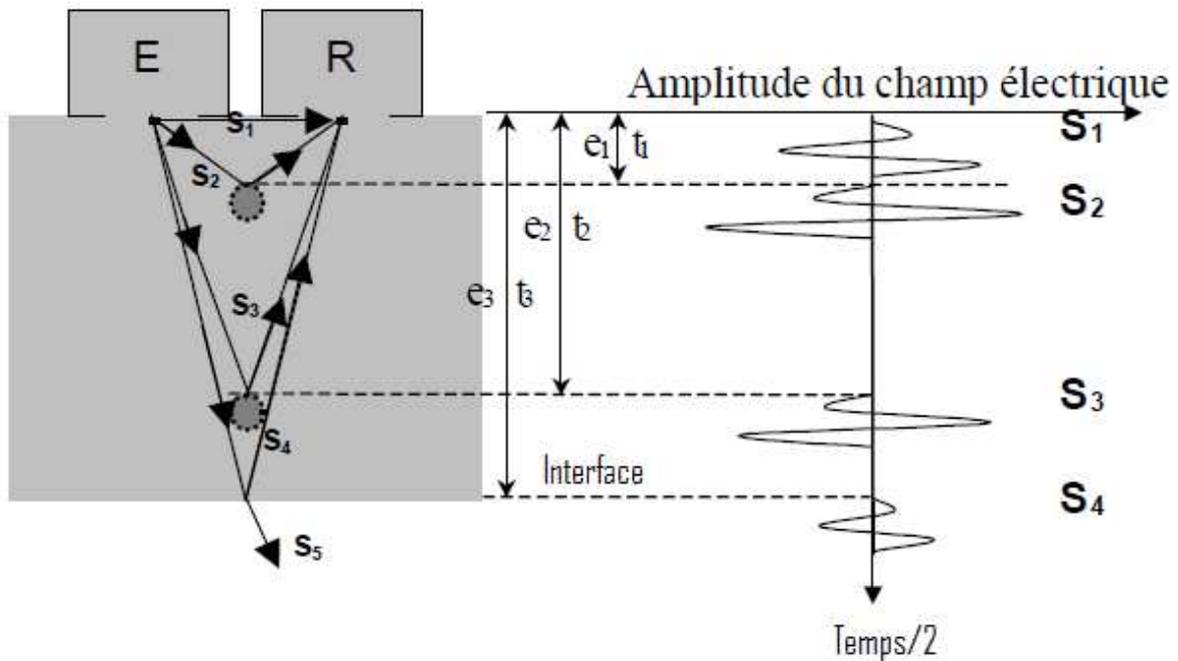


Figure I-14. Acquisition Ascan

- Bscan : pour que le radar puisse localiser un objet enfoui il est nécessaire de déplacer le radar suivant une direction donnée avec un pas de déplacement donné. Pour chaque déplacement radar un enregistrement est effectué. Ensuite les données enregistrées sont combinées pour produire une image bidimensionnelle. Les résultats sont représentés sur un radargramme sur lequel chaque trace acquise est juxtaposée avec la précédente sur l'axe des abscisses selon le temps sur l'axe des ordonnées. On peut convertir le temps en profondeur connaissant la vitesse de propagation des ondes dans le milieu.

Avec ce type d'enregistrement, l'objet apparaît sous forme d'une hyperbole de diffraction. En effet, les ondes électromagnétiques sont émises selon un lobe de rayonnement. Lorsque l'antenne d'émission est située directement à l'aplomb de la cible, l'onde effectue le trajet le plus court. Puis en s'éloignant, la distance parcourue par l'onde jusqu'à la cible augmente. La cible est donc identifiée par une hyperbole (Figure I-15).

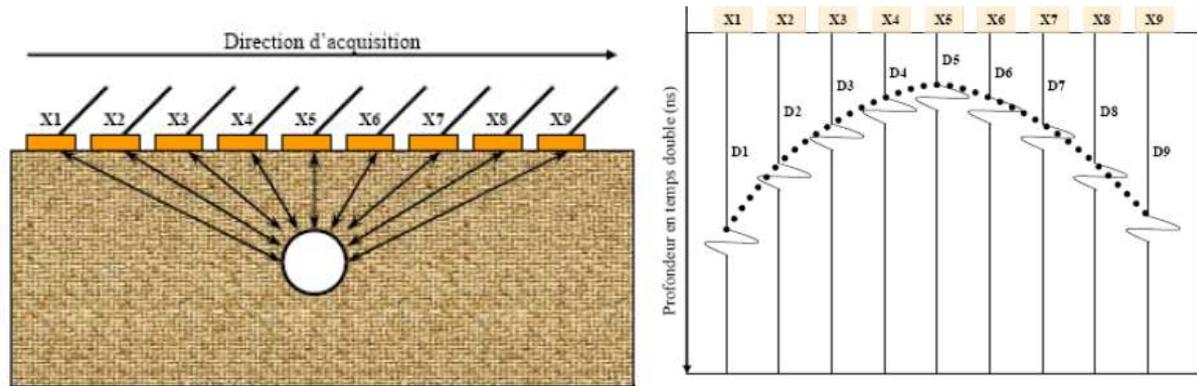


Figure I-15. Acquisition Bscan

- Cscan : pour arriver à des informations supplémentaires qui tiennent compte de la géométrie de l'objet, de sa localisation ainsi que de son orientation on effectue plusieurs Bscan de façon parallèle. Ensuite ces Bscans sont combinés ce qui produit une vue 3D de l'objet cherché (Figure I-16).

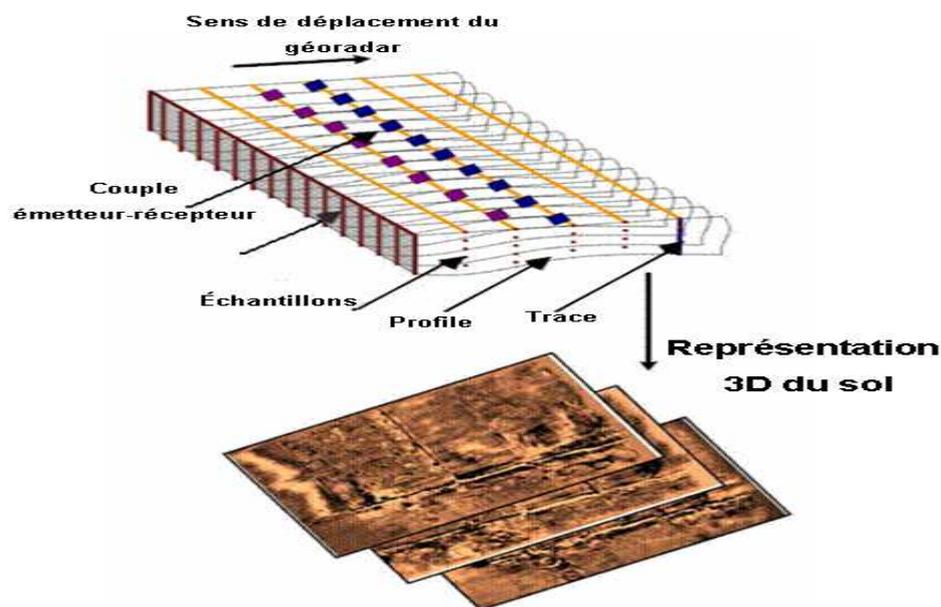


Figure I-16. Représentation du type Cscan

I.4.7. Traitement et interprétation des signaux radars

Les résultats des données géoradar confirment l'aptitude du radar à imager le sous-sol et son efficacité dans des divers domaines. Toutefois, ils mettent en évidence la sensibilité du signal radar aux divers signaux parasites liés aux phénomènes de diffusion intervenant lors de

la propagation des ondes électromagnétiques dans le milieu. Ils montrent également la difficulté d'interpréter les mesures à une échelle d'observation plus petite.

Pour améliorer l'image donnée par les radars, un certain nombre de traitements peuvent être appliqués. Il existe des logiciels de traitement permettant d'atténuer ces phénomènes physiques comme l'atténuation du signal avec la profondeur, ou encore la superposition de bruits parasites. Ces logiciels permettent l'amplification et le filtrage en fréquence. Ces traitements peuvent être mis en œuvre pendant l'acquisition des données ou après leur acquisition et ont pour but de faciliter l'analyse des données. Ainsi, des algorithmes de migration des données permettent également d'imager le sous-sol et d'augmenter le rapport signal sur bruit. Plusieurs méthodes classiques d'analyse de données sont décrites dans Reynolds [23], Daniels [24]-[25] et Campbell [26].

I.5. Méthodes de modélisation de matériaux diélectriques et homogènes

Les variations des propriétés physiques du milieu à investiguer peuvent être mise en évidence par les différentes méthodes de prospection géophysique. Dans notre cas on s'intéresse aux méthodes électromagnétiques. Cependant, ces variations doivent être suffisamment importantes pour que leurs effets puissent être détectés, et donc mesurés par les méthodes géophysiques.

En effet, les équations de Maxwell sont complétées par un ensemble de relations liant les vecteurs du champ électromagnétique aux propriétés intrinsèques du milieu considéré. Il existe trois paramètres physiques qui contrôlent la propagation des ondes électromagnétiques, et qui décrivent donc les propriétés électromagnétiques de la matière à l'échelle macroscopique : la perméabilité magnétique (μ), la permittivité diélectrique (ϵ) et la conductivité (σ). Ainsi, chaque variation d'un de ces trois paramètres peut provoquer une réflexion ou une diffraction d'onde électromagnétique.

Il faut donc connaître ces trois propriétés pour décrire le comportement des champs. Réciproquement connaissant ce comportement, on devrait pouvoir déterminer ces trois propriétés.

1.5.1. La perméabilité magnétique

La perméabilité correspond à l'énergie stockée ou perdue dans le matériau suite aux phénomènes d'induction magnétique. En l'absence d'un moment magnétique rémanent (aimantation permanente), l'induction magnétique dans le vide s'écrit :

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot \vec{H} \quad (\text{I-12})$$

Avec :

- μ_0 la perméabilité du vide, il vaut $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m
- \vec{H} le champ magnétique appliqué

Si le matériau est linéaire et isotrope, la perméabilité magnétique absolue est donnée par la relation dite constitutive suivante :

$$\vec{B} = \mu \cdot \vec{H} \quad (\text{I-13})$$

Ainsi, la perméabilité magnétique d'un matériau est la capacité que possède ce matériau à canaliser l'induction magnétique, c'est à dire à concentrer les lignes de flux magnétique et donc à augmenter la valeur de l'induction magnétique. La relation précédente est due à une contribution interne et externe, elle vaut :

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \quad (\text{I-14})$$

avec \vec{M} l'aimantation.

Or la relation entre l'aimantation et le champ magnétique est la suivante :

$$\vec{M} = \chi_m \cdot \vec{H} \quad (\text{I-15})$$

avec χ_m la susceptibilité magnétique.

$$\text{On déduit : } \mu = \mu_0 (1 + \chi_m) \quad (\text{I-16})$$

La susceptibilité magnétique des milieux géologiques est inférieure à 0.01. Comme $\mu = \mu_0 (1 + \chi_m)$, on peut retenir l'approximation $\mu = \mu_0$.

La perméabilité magnétique est réelle et ne dépend pas de la fréquence.

Or, 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.

I.5.2. La conductivité électrique

Pour pouvoir rendre compte des phénomènes observés lorsqu'on applique sur un matériau un champ électrique, deux propriétés indépendantes doivent être considérées : la conductivité électrique qui caractérise les déplacements des charges électriques libres sur des distances macroscopiques et la permittivité électrique qui sera définie par la suite.

L'application d'un champ électrique à un milieu quelconque provoque un courant de charge dites libres. En présence du champ électrique de l'onde, les porteurs de charges se mettent en mouvement créant ainsi un courant électrique. L'énergie transportée par l'onde se dissipe au cours des collisions avec les charges fixes. L'énergie électromagnétique est alors convertie en agitation thermique : c'est l'effet joule.

D'après la loi d'Ohm, les courants de conduction sont reliés au champ électrique dans le cas d'un conducteur linéaire, homogène et isotrope par la relation :

$$\vec{J}_c = \sigma \vec{E} \quad (\text{I-17})$$

Avec :

- \vec{J}_c : densité de courant des charges libres (Am^{-2})
- σ : la conductivité électrique (Sm^{-1})
- \vec{E} : le champ électrique appliqué (Vm^{-1})

Cependant la conductivité électrique peut être une grandeur complexe définie par :

$$\sigma = \sigma' + j\sigma'' \quad (\text{I-18})$$

avec : σ' et σ'' sont consécutivement les parties réelle et imaginaire de la conduction.

On considère que les conductivités sont indépendantes de la fréquence dans le cadre du radar sol, par conséquent elles seront considérées comme réelles.

I.5.3. La permittivité électrique

Lorsqu'un champ variable est appliqué à un matériau, les particules constituant le matériau et qui sont des charges liées tendent à changer de position d'équilibre. Ce phénomène de polarisation se fait pendant un temps minimum, dit de relaxation.

Le vecteur induction électrique s'écrit de la façon suivante :

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}_e \quad (\text{I-19})$$

Avec :

- \vec{D} : L'induction électrique (C.m^{-2})
- ϵ : La permittivité électrique du milieu (Fm^{-1})
- ϵ_0 : La permittivité électrique du vide (Fm^{-1}), avec $\epsilon_0 = \frac{1}{36\pi 10^9} \text{Fm}^{-1}$
- \vec{P}_e : la polarisation électrique

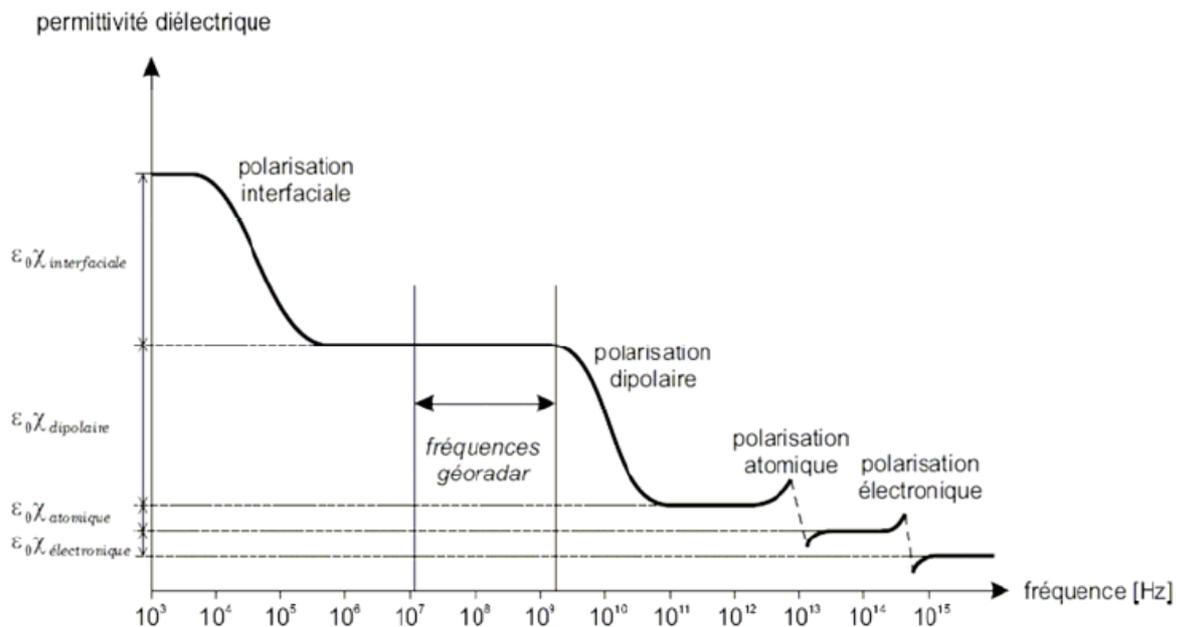


Figure I-17. Influence des différentes polarisations en fonction de la fréquence

On distingue 4 principaux types de polarisation (Figure I-17) :

- La polarisation électronique : déformation du nuage électronique sous l'action d'un champ
- La polarisation dipolaire : les molécules dipolaires soumises à un champ voient l'axe de leur dipôle tenter de s'aligner avec ce dernier
- La polarisation atomique : l'existence d'ions de signes contraires dans certains solides provoque des accumulations distinctes sous l'action d'un champ
- La polarisation interfaciale: une accumulation d'ions au niveau des interfaces dans un matériau hétérogène soumis à l'action d'un champ électrique

Les gammes de fréquences auxquelles ces phénomènes prédominent sont présentées sur la Figure I-17.

Pour les applications GPR (Figure I-17), la polarisation dipolaire est prépondérante.

Dans les milieux linéaires et isotropes, on a :

$$\vec{P}_e = \epsilon_0 K_e \vec{E} \quad (\text{I-20})$$

$$\Rightarrow \vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} = \epsilon_0 (1 + K_e) \vec{E} \quad (\text{I-21})$$

Avec : $\epsilon_r = 1 + K_e$

- ϵ_r : la permittivité relative
- K_e : la susceptibilité électrique

L'atténuation radar est fortement liée à la permittivité diélectrique totale du milieu qui, en général, est une quantité complexe dont la partie imaginaire traduit les pertes et montre aussi une dépendance en fréquence.

$$\epsilon = \epsilon' - j\epsilon'' \quad (\text{I-22})$$

Avec : ϵ' et ϵ'' sont respectivement les parties réelles et imaginaires de la permittivité

I.5.4. Modèles de modélisation des paramètres diélectriques

La matière est le lieu de phénomènes dispersifs et atténuants. Ces phénomènes sont le résultat des interactions entre l'onde et la matière sous la forme de polarisations (électriques et magnétiques) et de conduction. Dans le cadre du radar impulsif, la source correspond à une impulsion d'une largeur de bande définie. La dépendance fréquentielle des paramètres va

induire des vitesses de phases différentes pour les différentes composantes fréquentielles de l'impulsion. En conséquence, la forme de l'impulsion se modifie pendant la propagation. Ce phénomène de dispersion physique ne peut être négligé en radar GPR.

Sachant que les dépendances fréquentielles des phénomènes sont liées aux différents temps de relaxation donc à la polarisation électrique, magnétique et à la conductivité, l'objectif se ramène à trouver les fonctions caractérisant le mieux ces phénomènes de relaxation.

Il existe plusieurs modèles macroscopiques utilisés pour décrire ces phénomènes. Pour les milieux solides, plusieurs modèles sont proposés dans la littérature comme celui de Cole-Cole. On utilise le modèle théorique de Debye [27] pour décrire les propriétés des milieux composés de molécules polaires comme l'eau.

1.5.4.1. Modèle de Debye

Le modèle classique de Debye a été fréquemment utilisé afin de décrire la dispersion diélectrique dans un système avec un seul temps de relaxation.

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}}{1 + j\omega\tau} - j \frac{\sigma_s}{\omega\varepsilon_0} \quad (\text{I-23})$$

ε_{∞} : valeur limite de la permittivité à très haute fréquence. Ce paramètre décrit la contribution des mécanismes de polarisation caractérisés par des fréquences de relaxation largement supérieures à la gamme de fréquence à laquelle on s'intéresse. C'est un paramètre réel et constant.

ε_s : valeur de la permittivité à très basse fréquence

τ : le temps de relaxation et $\omega_c=1/\tau$ correspond à la fréquence critique associée au maximum de ε'' (maximum de dissipation) avec $\varepsilon = \varepsilon' - j \varepsilon''$

σ_s : décrit la contribution de la conductivité électrique définie à fréquence nulle. C'est un paramètre réel et constant.

ω : est la fréquence angulaire de l'onde électromagnétique.

En effet, la plupart des matériaux, y comprises les roches, ne montrent pas un comportement du type de Debye à un seul temps de relaxation. Les roches montrent plutôt la présence de plusieurs temps de relaxation dans la réponse diélectrique.

Afin de modéliser une distribution de temps de relaxation, d'autres expressions empiriques de la réponse diélectrique ont été proposées. Les plus connues sont les expressions de Cole-Cole [28] et Cole-Davidson [29].

1.5.4.2. Modèle de Cole-Cole

Le modèle classique de Cole-Cole (1941) est une variante du modèle de Debye. Ce modèle est reconnu pour présenter une bonne corrélation avec les mesures. Il s'exprime comme suit

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}}{(1 + j\omega\tau)^{1-\alpha}} - j \frac{\sigma_s}{\omega\varepsilon_0} \quad (\text{I-24})$$

Où α est un paramètre qui caractérise l'écart par rapport à la loi de Debye ($0 \leq \alpha \leq 1$), appelé facteur de dispersion sur la fréquence de relaxation. Pour $\alpha=0$, il n'y a pas de dispersion et on se retrouve avec la loi de Debye.

Les modèles classiques Debye, Cole-Cole et Davidson-Cole ne sont efficaces que pour des matériaux géologiques dans lesquels la polarisation de type dipolaire domine ce qui est le cas du radar sol.

1.6. Réflexion et transmission à l'interface

Dans un milieu naturel, la propagation des ondes électromagnétiques est liée à la perméabilité magnétique μ , la permittivité diélectrique ε et la conductivité électrique σ . Tout contraste d'un de ces trois paramètres peut provoquer une réflexion de l'onde ou une transmission.

Supposons une interface telle que celle illustrée à la Figure I-18, infinie et plane entre deux milieux diélectriques et isotropes. Dans l'hypothèse d'une onde plane incidente sur cette interface, il est possible d'établir les équations de Fresnel.

Ces équations décrivent la réflexion (r) et la transmission (t) pour les modes de polarisation TE (champ électrique incident est polarisé perpendiculairement au plan d'incidence) et TM (champ magnétique incident est polarisé perpendiculairement au plan d'incidence).

Loi de Snell-descartes :

$$\theta_i = \theta_r \quad (\text{I-25})$$

$$n_1 \sin \theta_i = n_2 \sin \theta_t \quad (\text{I-26})$$

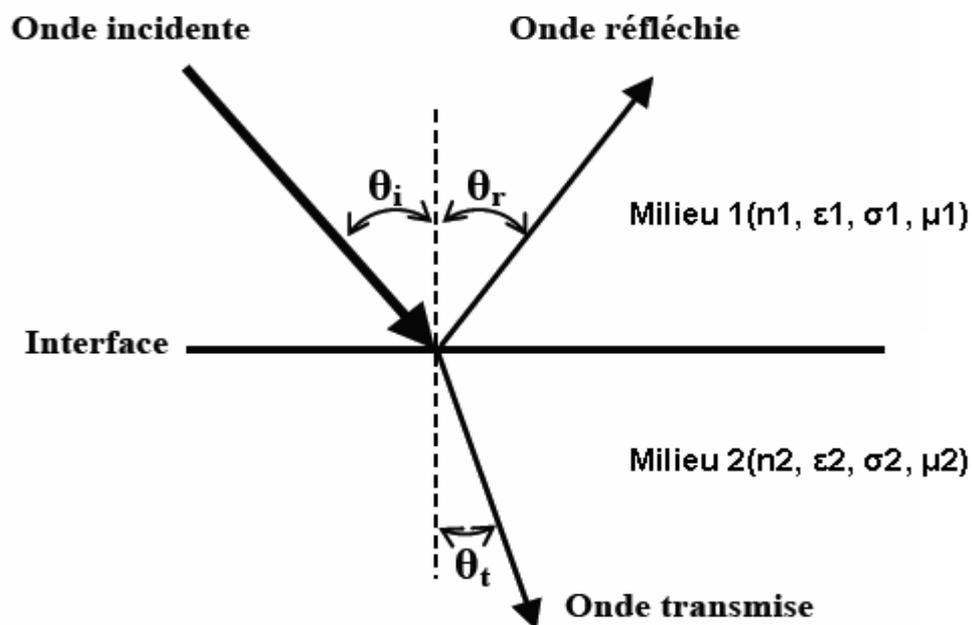


Figure I-18. Schéma représentant les phénomènes de réflexion et de transmission à l'interface entre deux milieux qui représentent des contrastes diélectriques différents

I.6.1. Polarisation perpendiculaire au plan d'incidence (mode TE)

Dont le cas où la polarisation de l'onde incidente est perpendiculaire au plan d'incidence, les coefficients de réflexion et de transmissions sont donnés par les équations suivantes :

$$r_{TE} = \frac{E_r}{E_i} = \frac{n_1 \cos \theta_i - n_2 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t} \quad (\text{I-27})$$

$$t_{TE} = \frac{E_t}{E_i} = \frac{2n_1 \cos \theta_i}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t} \quad (\text{I-28})$$

Avec :

- E_i : l'amplitude du champ E incident
- E_r : l'amplitude du champ E réfléchi

Ces équations donnent le rapport de l'amplitude des ondes transmises et réfléchies par rapport à celles de l'onde incidente.

Remarques :

- t_{TE} est toujours positive. Cela signifie que pour n réel et qu'à l'interface, l'onde transmise est toujours en phase avec l'onde incidente.
- r_{TE} peut être positif ou négatif selon la valeur du rapport n_1/n_2 . En effet si le milieu 2 est plus réfringent que le milieu 1 c'est-à-dire si $n_2 > n_1$ l'onde réfléchie subit un déphasage de π . Mais si le milieu 2 est moins réfringent que le milieu 1 ($n_2 < n_1$) l'onde réfléchie reste en phase avec l'onde incidente.

Dans le cas d'une Incidence normale ($\theta_i=0$), on a :

$$- \theta_i=0 ; \quad r = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \quad \text{et} \quad t = \frac{2n_1}{n_1 + n_2}$$

Les équations (I-27) et (I-28) peuvent être définies en fonction de nombres d'ondes des deux milieux 1 et 2, où:

$$- K_1 = \omega\sqrt{\epsilon_1\mu_1} \quad \text{et} \quad K_2 = \omega\sqrt{\epsilon_2\mu_2}$$

On obtient donc les coefficients de réflexion et de transmission en fonction des paramètres ϵ et μ des deux milieux.

$$r_{TE} = \frac{E_r}{E_i} = \frac{\mu_2 K_1 \cos \theta_i - \mu_1 K_2 \cos \theta_t}{\mu_2 K_1 \cos \theta_i + \mu_1 K_2 \cos \theta_t} \quad (\text{I-29})$$

$$t_{TE} = \frac{E_t}{E_i} = \frac{2\mu_2 K_1 \cos \theta_i}{\mu_2 K_1 \cos \theta_i + \mu_1 K_2 \cos \theta_t} \quad (\text{I-30})$$

Maintenant si on suppose que l'on est en présence de deux milieux diélectriques et parfaits (milieux linéaires homogènes et isotropes) et que en plus on a $\mu_1=\mu_2=\mu_3$, alors les équations (I-29) et (I-30) deviennent :

$$r_{TE} = \frac{E_r}{E_i} = \frac{\sqrt{\varepsilon'_1} \cos \theta_i - \sqrt{\varepsilon'_2 - \varepsilon'_1 \sin^2 \theta_i}}{\sqrt{\varepsilon'_1} \cos \theta_i + \sqrt{\varepsilon'_2 - \varepsilon'_1 \sin^2 \theta_i}} \quad (\text{I-31})$$

$$t_{TE} = \frac{E_t}{E_i} = \frac{2\sqrt{\varepsilon'_1} \cos \theta_i}{\sqrt{\varepsilon'_1} \cos \theta_i + \sqrt{\varepsilon'_2 - \varepsilon'_1 \sin^2 \theta_i}} \quad (\text{I-32})$$

Avec ε'_1 et ε'_2 sont les parties réelles de ε_1 et ε_2 .

1.6.2. Polarisation parallèle au plan d'incidence (mode TM)

Dont le cas où la polarisation de l'onde incidente est parallèle au plan d'incidence, les coefficients de réflexion et de transmissions sont donnés par les équations suivantes :

$$r_{TM} = \frac{E_r}{E_i} = \frac{n_1 \cos \theta_t - n_2 \cos \theta_i}{n_1 \cos \theta_t + n_2 \cos \theta_i} \quad (\text{I-33})$$

$$t_{TM} = \frac{E_t}{E_i} = \frac{2n_1 \cos \theta_i}{n_1 \cos \theta_t + n_2 \cos \theta_i} \quad (\text{I-34})$$

Afin d'exprimer les coefficients de réflexion et de transmission en fonction des paramètres ε et μ des deux milieux, les équations (I-33) et (I-34) deviennent :

$$r_{TM} = \frac{E_r}{E_i} = \frac{\mu_2 K_1 \cos \theta_t - \mu_1 K_2 \cos \theta_i}{\mu_2 K_1 \cos \theta_t + \mu_1 K_2 \cos \theta_i} \quad (\text{I-35})$$

$$t_{TM} = \frac{E_t}{E_i} = \frac{2\mu_2 K_1 \cos \theta_i}{\mu_2 K_1 \cos \theta_t + \mu_1 K_2 \cos \theta_i} \quad (\text{I-36})$$

De même que précédemment, si on suppose qu'on est en présence de deux milieux diélectriques et parfaits et que en plus on a $\mu_1 = \mu_2 = \mu_3$, alors les équations (I-35) et (I-36) deviennent :

$$r_{TM} = \frac{E_r}{E_i} = \frac{\sqrt{\varepsilon'_1} \sqrt{\varepsilon'_2 - \varepsilon'_1 \sin^2 \theta_i} - \varepsilon'_2 \cos \theta_i}{\sqrt{\varepsilon'_1} \sqrt{\varepsilon'_2 - \varepsilon'_1 \sin^2 \theta_i} + \varepsilon'_2 \cos \theta_i} \quad (\text{I-37})$$

$$t_{TM} = \frac{E_t}{E_i} = \frac{2\sqrt{\varepsilon'_1 \varepsilon'_2} \cos \theta_i}{\varepsilon'_2 \cos \theta_i + \sqrt{\varepsilon'_1} \sqrt{\varepsilon'_2 - \varepsilon'_1 \sin^2 \theta_i}} \quad (\text{I-38})$$

Avec ε'_1 et ε'_2 sont les parties réelles de ε_1 et ε_2 .

I.7. Conclusion

Le radar GPR a prouvé son efficacité dans la prospection non destructive et sa capacité à être un outil efficace dans des domaines aussi variés tels que la géologie, le génie civil et l'exploration martienne pour la compréhension de l'évolution géologique et climatique de la planète dans la perspective de la recherche d'une vie éventuelle sur Mars.

Le dimensionnement du GPR est soumis à des contraintes inhérentes principalement aux caractéristiques de la cible et à celles exigées par toute mission spatiale. La maîtrise des lois d'électromagnétisme permet d'appréhender le fonctionnement du GPR grâce aux ondes électromagnétiques. Ces informations ne sont pas immédiates et exigent de nombreux traitements et le recours parfois à des algorithmes de traitement complexes et à des méthodes d'analyse des données.

Chapitre II

Modèle de rayonnement de l'antenne d'émission du GPR

II.1. Introduction

Dans ce chapitre, nous allons présenter les différents types d'antennes ULB qui sont généralement utilisées pour application radar géologique. Toutes ces antennes possèdent naturellement une bande passante assez large pouvant aller jusqu'à quelques gigahertz. On présentera les antennes directives (antennes à transition progressive et les cornets). Ces antennes se caractérisent par un passage progressif de l'impédance caractéristique de la ligne (ou du guide) à l'impédance d'onde de l'espace libre.

Dans un second temps, nous ferons une revue rapide sur les différentes méthodes numériques utilisées en simulation électromagnétique et nous détaillerons spécifiquement la méthode FDTD sur laquelle est basé le logiciel Temsi-FD utilisé dans cette étude.

Ensuite, une méthode permettant de concevoir un modèle de rayonnement large bande se substituant à la modélisation de l'antenne et fonctionnant dans le domaine temporel a été mise en œuvre. Cette méthode repose sur les sources dipolaires en utilisant le principe de Huygens-Fresnel. A ce stade, nous détaillerons une méthode développée, qui permet à partir des données fréquentielles, la production d'un modèle de rayonnement large bande.

II.2. Antennes ULB et applications en GPR

Alimenté en énergie électrique sur une bande de fréquence, une antenne est chargée de transformer cette énergie électrique en énergie électromagnétique (antenne d'émission) et vice-versa (antenne de réception). Le choix de l'antenne conditionne la performance du système radar. Afin de reconstruire une image satisfaisante, l'antenne doit présenter à la fois une large bande de fréquence, une directivité et une adaptation permettant une transmission maximale de l'énergie dans le sol.

Les antennes Ultra Large Bande (ULB), par opposition aux antennes bande étroite, se caractérisent par la très large bande spectrale sur laquelle elles sont capables de fonctionner. Les antennes à large bande classiques sont prévues pour fonctionner en régime harmonique et n'offrent généralement pas les caractéristiques souhaitées pour les expérimentations dans le domaine transitoire.

En effet, la technique ULB, qui gère le système d'alimentation des antennes, transmet et reçoit des formes d'onde formées d'impulsions de très courtes durées (1 ns).

Cependant, le signal émis est caractérisé par sa bande passante Δf et sa fréquence centrale f_0 comme suit :

- Bande passante : $\Delta f = f_h - f_b$ (II-1)

où f_b et f_h sont les fréquences de coupures à -20dB du spectre du signal impulsionnel (Figure II-1).

- Fréquence centrale : $f_0 = \frac{f_h + f_b}{2}$ (II-2)

Ces deux caractéristiques définissent le critère de largeur de bande L_b .

Un signal impulsionnel est qualifié d'ULB s'il respecte la condition suivante :

$$L_b = \frac{\Delta f}{f_0} \geq 1$$

(II-3)

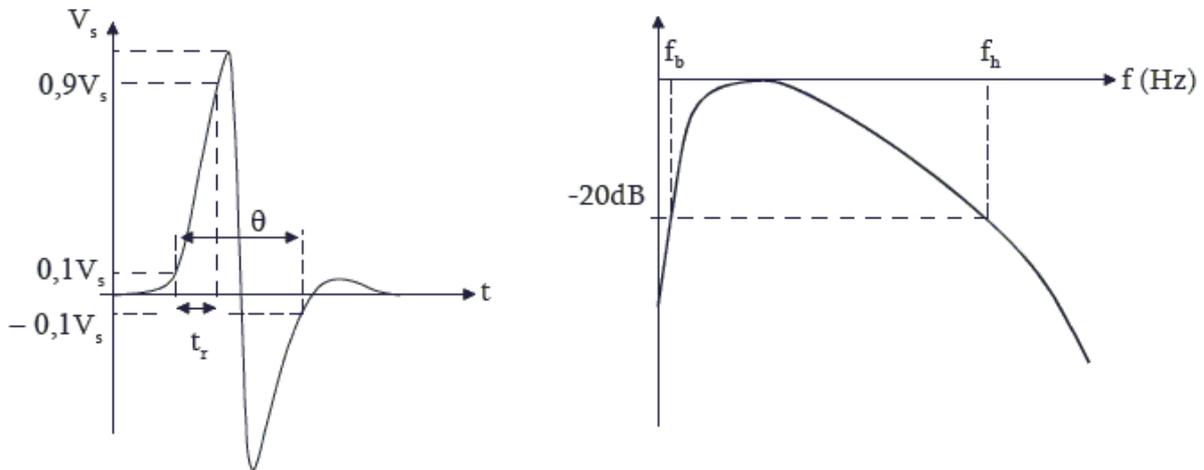


Figure II-1. Exemple d'un signal ULB impulsionnel

Les radars traditionnels à bande étroite ont de nombreux inconvénients. En effet, il est impossible d'émettre et de recevoir en même temps des informations, ce qui implique que l'on a très souvent des zones aveugles importantes.

En effet, la possibilité d'émettre un signal de durée très brève est très intéressante car la résolution d'un radar est directement proportionnelle à la bande passante du signal. La bande

d'un radar GPR ULB est déterminée par plusieurs paramètres: la taille de l'objet, ses propriétés électriques, la profondeur de l'objet et les propriétés du sol (permittivité et conductivité).

Toutefois, les radars ULB permettent d'éliminer les inconvénients des anciens radars. Avant l'arrivée de l'ULB, on détectait les objets profonds à l'aide d'un radar à bande étroite opérant dans les fréquences basses du spectre. Sachant que le problème de ce type de radar est leur faible résolution. L'utilisation de fréquences plus élevées permet d'augmenter cette résolution, mais la profondeur de pénétration devient très petite et les objets profonds ne sont plus détectés. De ce fait, l'avantage des radars ultra large bande permet d'avoir à la fois une très bonne résolution due à la très large bande utilisée et une profondeur de pénétration importante.

Finalement le radar ULB possède par ailleurs de nombreux avantages :

- Capacités de pénétration des matériaux, des sols, des murs, de la végétation, de la neige (utilisation possible des radars en basse fréquence pour améliorer la pénétration)
- Amélioration de l'identification des cibles (diminution forte des zones aveugles)
- Système robuste par rapport aux perturbations

II.2.1. Antennes Cornets

Les cornets constituent une première catégorie d'antennes large bande directives [30]. Ces antennes sont souvent utilisées dans le cadre d'applications GPR et particulièrement pour les radars GPR FMCW. Ces antennes sont constituées de guides d'onde rectangulaires ou circulaires et d'une transition (adaptateur d'impédance). Celle-ci est considérée comme un transformateur de puissance électromagnétique guidée en puissance rayonnée. Sa forme permet de passer graduellement des dimensions du guide d'onde à l'espace libre. L'onde est ainsi graduellement transmise dans l'espace libre.

Cette antenne se caractérise par une bonne directivité. Les cornets présentent une grande pureté de polarisation et sont en principe des antennes peu dispersives, le centre de phase de ces antennes varie peu avec la fréquence.

La bande passante est relativement large. En ajoutant une paire d'arches de forme exponentielle à la structure du cornet, on forme un cornet ridgé. Cette modification permet

d'élargir davantage la bande de fonctionnement tout en conservant des dimensions relativement modestes.

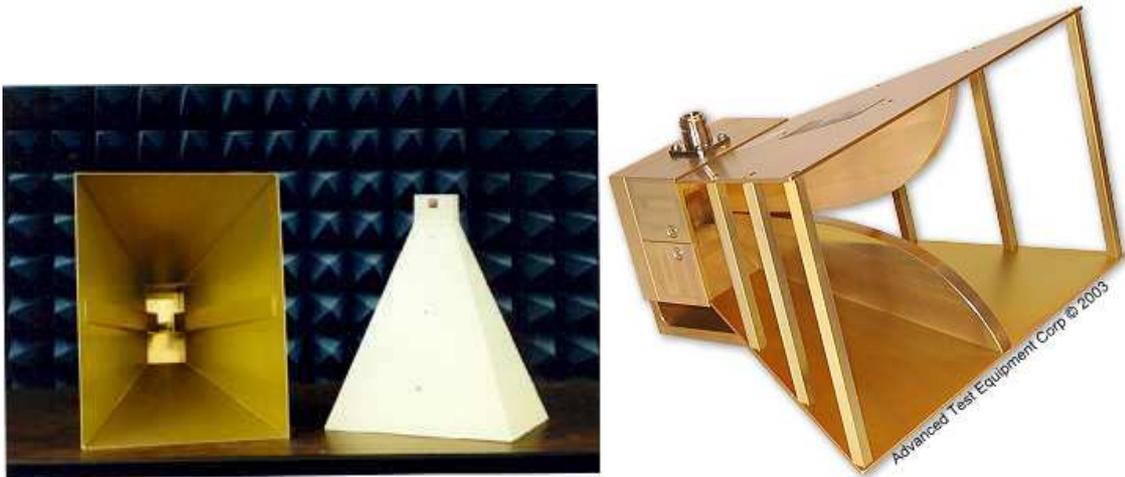


Figure II-2. À gauche : antenne cornet classique. À droite : cornet ridgé

II.2.2. Antennes papillons

En effet, l'antenne papillon est utilisée avec succès dans de nombreuses systèmes radars et en particulier dans des radars GPR [31]. La géométrie de départ est constituée de deux triangles symétriques par rapport au point d'alimentation (Figure II-3). Cette géométrie d'antenne alimentée par guide d'onde coplanaire lui confère une adaptation d'impédance à 50 Ω , un rayonnement omnidirectionnel, ainsi qu'un encombrement et un coût limités.

La fabrication de ces types d'antennes s'effectue avec la technologie de type circuit imprimé. Les deux brins de l'antenne sont constitués d'une couche résistive d'où elles acquièrent la propriété des antennes large bande. Les concepteurs de ces antennes ont essayé de modifier le profil résistif afin d'augmenter au maximum l'efficacité de l'antenne sans pour autant sacrifier la bande passante de l'antenne. L'association d'une charge capacitive et d'une charge résistive permet d'obtenir un bon compromis.

Ce type d'antennes présente des réflexions à ses extrémités. Une méthode couramment utilisée pour augmenter davantage la bande passante et empêcher les réflexions multiple, consiste à placer des charges résistives de part et d'autre de l'antenne ce qui améliore la bande passante et empêche les effets « ringing ». Mais cela se produit au détriment du rendement qui devient plus faible.

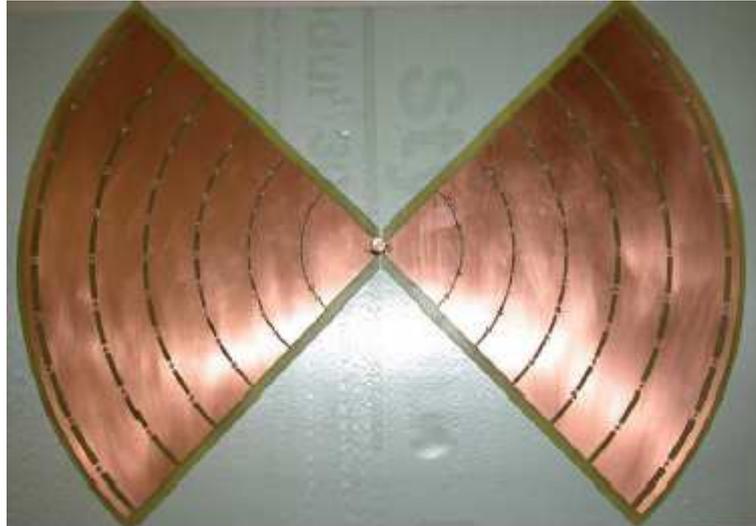


Figure II-3. Antenne papillon

II.2.3. Dipôles Wu-King

De nombreuses études ont été menées sur des antennes de type dipôle [32]. En effet, une technique couramment utilisée pour augmenter la bande passante d'un dipôle consiste à utiliser des charges résistives distribuées le long des deux brins du dipôle. On a alors un dipôle amorti. Les charges réparties permettent d'éliminer progressivement les courants qui se réfléchissent aux extrémités du dipôle. Cette technique, basée sur le principe de la non réflexion de Wu et King [33], améliore très sensiblement la forme de l'impulsion rayonnée et permet de réduire de façon importante les oscillations parasites non souhaitées.

Ce procédé est parfois utilisé pour les antennes ULB destinées à imager le sous-sol par GPR. Il a cependant un inconvénient majeur. L'efficacité de l'antenne est fortement diminuée. Par exemple, pour un dipôle cylindrique, l'efficacité chute à 29 % [34].

II.2.4. Antennes à transition progressive (Vivaldi)

Les antennes à fente à transition progressive TSA (Tapered Slot Antenna) constituent une autre catégorie importante d'antennes ULB directives. Ce sont des antennes à deux dimensions présentant une transition à partir d'une ligne ou d'un guide d'onde imprimé. Elles ont été imaginées en 1974 par Lewis et Gibson. Elles sont généralement constituées par une ligne de fente s'élargissant suivant un profil donné jusqu'à la discontinuité finale. Le profil de ces ouvertures peut prendre différentes formes. Profil linéaire (antennes LTSA), profil constant (antennes CWSA), profil linéaire par morceau (BLTSA) ou profil exponentiel (antenne Vivaldi).

Les applications de ces antennes sont variées et elles sont utilisées surtout dans l'application radar impulsif [35]-[36] et dans l'imagerie micro-onde.

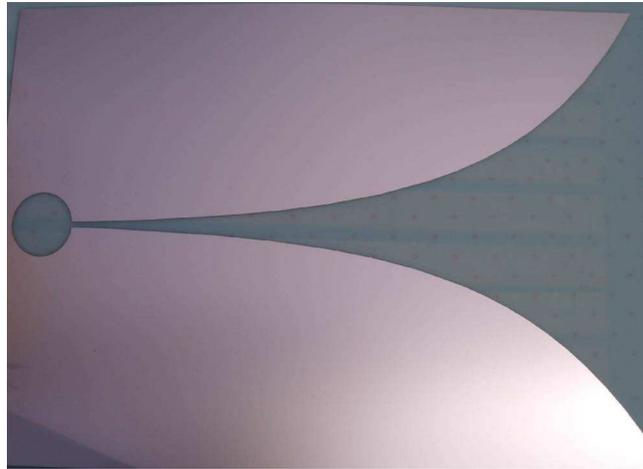


Figure II-4. Antenne Vivaldi

II.2.5. Antennes à spirale logarithmique

L'antenne spirale logarithmique fait partie des antennes indépendantes de la fréquence. Ces antennes ont été décrites par Dyson [37]. Elles sont définies par leurs dimensions angulaires et leurs caractéristiques (diagramme de rayonnement et impédance d'entrée) sont indépendantes de la fréquence. Cela veut dire que si les dimensions de l'antenne sont multipliées par un facteur M , les caractéristiques de l'antenne ne changent pas, par contre la fréquence de travail elle sera multipliée par ce même facteur. Ces caractéristiques sont déterminées par sa forme et ses dimensions rapportées à la longueur d'onde. Les antennes spirales se caractérisent par une polarisation circulaire du champ et par un diagramme de rayonnement proche de celui d'un dipôle.

Cette antenne est dispersive, c'est pourquoi elle est utilisée dans le cas où le GPR utilise la technique step frequency qui permet de faire une correction de phase pour chaque fréquence.

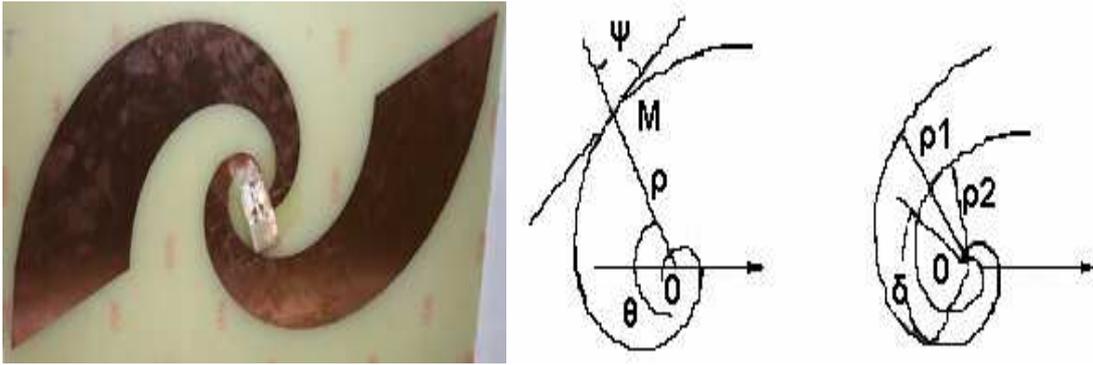


Figure II-5. A gauche : antenne spirale logarithmique. A droite : courbes spiralées

Les principaux paramètres d'une spirale logarithmique sont l'angle ψ , le taux d'expansion a et la longueur de l'arc entre l'origine et un point M . L'angle ψ se définit entre le rayon ρ et la tangente à la courbe, il vaut :

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{\sin \theta_0}{a} \quad (\text{II-4})$$

La longueur de l'arc entre l'origine et le point M est définie par :

$$s = \frac{\rho}{\cos \psi} \quad (\text{II-5})$$

Pour que l'antenne ait une impédance indépendante de la fréquence, il faut que la largeur de la partie rayonnante reste proportionnelle à la longueur du fil. Dans ce but, l'antenne n'est pas constituée par un simple fil mais elle est formée par une bande limitée de deux spirales, d'équations respectives:

$$\rho_1 = \rho_0 e^{a\theta} \quad (\text{II-6})$$

$$\rho_2 = \rho_0 e^{a(\theta-\delta)} \quad (\text{II-7})$$

Le paramètre δ définit la largeur angulaire entre les deux courbes, indépendamment de ρ . Le plus souvent le bras de la spirale est complété par un bras en spirale symétrique pour que l'antenne garde une structure symétrique. L'antenne est alors constituée de deux brins identiques, chacun de ces brins formant deux spirales de même centre (Figure II-5 (à gauche)). Pour deux fréquences distinctes les rayonnements électromagnétiques correspondants seront identiques.

Théoriquement, elle possède une bande passante infinie. Mais l'antenne spirale logarithmique couvre une bande passante de quelques octaves car ses dimensions

géométriques sont finies. La fréquence haute d'adaptation est limitée par l'espace entre les deux conducteurs et la fréquence basse est liée à la longueur des brins rayonnants.

II.3. Méthodes numériques utilisées en simulation électromagnétique

Les équations de propagation électromagnétiques, peuvent être formulées de différentes manières suivant les hypothèses auxquelles elles sont soumises, et ne sont pas équivalentes en terme d'approximation. Les méthodes développées sont classées dans deux grandes familles. D'une part, il existe des méthodes rigoureuses. Elles s'appuient sur des hypothèses peu restrictives gardant en général un large domaine de validité mais également une certaine complexité de mise en œuvre. Les méthodes numériques sont nombreuses et peuvent être classées suivant le domaine dans lequel elles opèrent, fréquentiel ou temporel. Pour la première catégorie, on peut citer la méthode des ondes planes (PWE) [38], la méthode des moments [39] et la méthode des éléments finis [40]. Quant à la deuxième catégorie, la plus générale et la plus répandue est la méthode FDTD (Finite Difference Time Domain).

D'autre part, il existe des méthodes approchées asymptotiques. Elles reposent le plus souvent sur des hypothèses simplificatrices validées dans certains domaines limitant ainsi leur utilisation à des cas précis. Ces hypothèses leur donnent l'avantage d'être plus simples à implémenter. Parmi les méthodes asymptotiques les plus connues, citons la Théorie Géométrique de la Diffraction (TGD) [41] et la Théorie Uniforme de la Diffraction (UTD) [42]-[43].

Dans ce mémoire on s'intéresse à la méthode des différences finies dans le domaine temporel. C'est sur elle que s'appuie le code de calcul « Temsi-Fd » développé à Xlim. Cette méthode est relativement simple à implémenter, précise, souple et autorise la modélisation de multiples configurations ce qui la rend adaptée à l'étude des GPR.

II.3.1. Méthode des différences finies (FDTD)

II.3.1.1. Principe de l'algorithme de FDTD

La méthode numérique des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) a été initiée par Yee en 1966 [44] et ce n'est qu'à partir de 1975 qu'une série d'articles montrent ses futures applications [45]-[46]. Grâce à ses avantages et à l'évolution des performances des simulateurs [47], la FDTD n'a cessé de gagner des utilisateurs pour des applications de plus

en plus variées dans le domaine du radar GPR, des antennes, de la compatibilité électromagnétique et d'autres domaines.

La méthode FDTD peut simuler le comportement d'une onde électromagnétique dans tout type de milieu (diélectrique, conducteur), tout en tenant compte des formes géométriques les plus complexes des objets pouvant constituer la structure. Elle ne fait intervenir aucune inversion de matrice. Sa formulation théorique extrêmement simple fournit des prédictions d'une grande précision pour une large gamme de problèmes dans le domaine électromagnétique. Elle est large bande, une excitation impulsionnelle dans le domaine temporel suffit à donner la réponse d'un système sur une large bande de fréquences via une transformation de Fourier.

Cette méthode de différences finies est très robuste et très rapide, par contre elle possède des inconvénients majeurs comme l'approximation des objets en marches d'escalier et le problème de dispersion numérique. La FDTD se base sur une formalisation du problème par des équations aux dérivées partielles. En effet elle impose de choisir une résolution d'échantillonnage pour constituer un maillage dans le domaine temporel. Le choix de cette résolution de calcul est l'inconvénient majeur de la méthode puisqu'il peut entraîner un maillage très important du volume dans lequel on veut faire les calculs.

II.3.1.2. Equations de Maxwell

La méthode FDTD est basée sur la résolution numérique des équations de Maxwell au premier ordre dans la matière. Ils s'écrivent de la manière suivante :

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{d\vec{B}}{dt} \quad (\text{II-8})$$

$$\nabla \vec{H} = \frac{d\vec{D}}{dt} + \vec{j}_c \quad (\text{II-9})$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{II-10})$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (\text{II-11})$$

Où \vec{E} est le champ électrique (V/m), \vec{H} le champ magnétique (A/m), \vec{D} le déplacement diélectrique (C/m²), \vec{B} l'induction magnétique (Tesla), \vec{j}_c la densité de courant de conduction (A/m²) et ρ la densité de charge électrique (c/m³).

La méthode FDTD est basée essentiellement sur la discrétisation aux différences centrées des équations différentielles de Maxwell (II-8)-(II-11).

Dans un repère cartésien (o, x, y, z), les équations différentielles projetées de Maxwell s'écrivent :

$$\frac{dEx}{dt} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{dHz}{dy} - \frac{dHy}{dz} \right) \quad (\text{II-12})$$

$$\frac{dEy}{dt} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{dHx}{dz} - \frac{dHz}{dx} \right) \quad (\text{II-13})$$

$$\frac{dEz}{dt} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{dHy}{dx} - \frac{dHx}{dy} \right) \quad (\text{II-14})$$

$$\frac{dHx}{dt} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{dEy}{dz} - \frac{dEz}{dy} \right) \quad (\text{II-15})$$

$$\frac{dHy}{dt} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{dEz}{dx} - \frac{dEx}{dz} \right) \quad (\text{II-16})$$

$$\frac{dHz}{dt} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{dEx}{dy} - \frac{dEy}{dx} \right) \quad (\text{II-17})$$

II.3.1.3. Maxwell aux différences centrées et l'algorithme de Yee

Les dérivées partielles figurant dans les équations de Maxwell sont approchées aux différences finies centrées comme suit :

$$\frac{df(x, y, z, t)}{dx} = \frac{f(x + \Delta x/2, y, z, t) - f(x - \Delta x/2, y, z, t)}{\Delta x} + \theta(\Delta x^2) \quad (\text{II-18})$$

Où $f(x,y,z,t)$ est une fonction qui peut représenter l'une des composantes électromagnétiques, Δx représente le pas de discrétisation suivant la direction x et $\theta(\Delta x^2)$ est l'erreur du second ordre commise sur l'évaluation de la dérivée.

Le maillage du domaine de calcul est défini sous forme de cellules parallélépipédiques ou cubiques et les frontières du domaine de calcul sont tronquées à l'aide de couches PML, nous y reviendrons.

La méthode différences finies est basée sur le schéma de Yee (Figure II-6). Dans ce schéma, les champs électriques et magnétiques sont évalués en espace et en temps. On remarque le décalage d'un demi pas spatial et temporel entre les composantes électriques \vec{E} et magnétique \vec{H} lié à l'approximation des opérateurs de dérivation par le schéma centré des différences finies (Figure II-6).

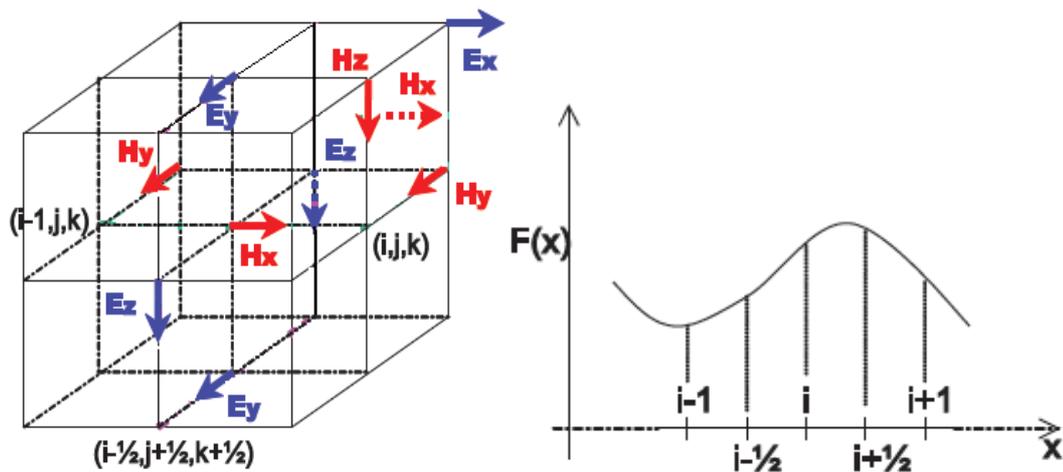


Figure II-6. A gauche : cellule de Yee (représentation de discrétisation spatiale). A droite : différences finies.

II.3.1.4. Discrétisation dans l'espace et dans le temps

Yee a proposé de discrétiser l'espace en décalant les coordonnées des points où les composantes des champs \vec{E} et \vec{H} sont calculées, d'une demi cellule. De cette manière, chaque composante du champ est entourée par les composantes de l'autre champ (Figure III-7). Nous pouvons donc directement appliquer les formules des différences finies centrées pour calculer les dérivées de chaque composante.

Les composantes électriques sont calculées en des points de la cellule de Yee appelés noeuds électriques qui sont par convention situés au milieu d'une arête. Les composantes magnétiques sont calculées aux centres des faces de la cellule (noeuds magnétiques). Cette répartition des composantes permet au schéma de Yee de respecter la continuité des composantes tangentielle électrique et normale magnétique à l'interface de deux milieux différents.

Le calcul temporel des composantes magnétiques est décalé d'un demi pas de temps sur celui des composantes électriques qui sont calculées tous les $n\Delta t$. Les composantes

magnétiques quant à elles sont calculées aux instants $(n+1/2)\Delta t$. Cette disposition assure un processus itératif entièrement explicite.

Pour les milieux non magnétiques et non dispersifs, l'application de l'équation (II-18) sur les dérivées partielles des équations de Maxwell conduit à une forme discrétisée des champs.

Prenons le cas de l'équation (II-14), on a au point (i,j,k) et à l'instant $n+1/2$:

$$E_z \Big|_{i,j,k+1/2}^{n+1} = E_z \Big|_{i,j,k}^n + \frac{\Delta t}{\epsilon \Delta} (H_y \Big|_{i+1/2,j,k+1/2}^{n+1/2} - H_y \Big|_{i-1/2,j,k+1/2}^{n+1/2} + H_x \Big|_{i,j-1/2,k+1/2}^{n+1/2} - H_x \Big|_{i,j+1/2,k+1/2}^{n+1/2}) \quad (\text{II-19})$$

Cette équation permet de calculer le champ E_z^{n+1} en fonction des champs E_z^n et $H^{n+1/2}$.

A l'instant $((n+1)\Delta t)$, la composante E_z du champ électrique est mise à jour à partir de la valeur de la même composante E_z à l'instant $((n-1)\Delta t)$ et à partir des quatre plus proches composantes du champ magnétique qui l'entourent. Cette opération est effectuée en chaque nœud de la grille FDTD pour chacune des six composantes du champ électromagnétique.

Cette discrétisation des équations de Maxwell constitue la base de l'algorithme de Yee.

Cet algorithme qui reflète directement les équations de Maxwell a eu un succès considérable. Depuis, de très nombreuses avancées ont été faites pour améliorer le calcul des champs électromagnétiques avec la FDTD dans le développement de modèles de matériaux, de maillages de structures minces....

II.3.1.5. Stabilité de calcul et dispersion numérique

Pour assurer la convergence de la FDTD, il y'a plusieurs conditions à respecter. Il faut choisir le pas temporel Δt de manière à ce qu'il ne dépasse pas une limite au-delà de laquelle apparaissent des instabilités numériques. Afin d'éviter une telle situation, les pas Δx , Δy , Δz et Δt doivent être choisis de manière à respecter le critère suivant.

$$\Delta t \leq \Delta t_{\max} = \frac{1}{c \sqrt{1/\Delta x^2 + 1/\Delta y^2 + 1/\Delta z^2}} \quad (\text{II-20})$$

Où $c=3.10^8$ = vitesse de la lumière dans le vide.

En plus du problème d'instabilité numérique, le passage des formes continues des équations de Maxwell aux approximations numériques et discrètes, peut engendrer un effet parasite appelé dispersion numérique. Le choix fixé des paramètres de discrétisation en différences finies induit des erreurs lors de la propagation. Cette erreur se traduit par le fait que la vitesse de la lumière dans le maillage FDTD dépend de plusieurs paramètres comme l'angle d'incidence et le pas de discrétisation. Les conséquences de la dispersion numérique apparaîtront sur la phase et causeront la déformation du signal.

Cependant l'évaluation théorique de la dispersion numérique a fait l'objet de nombreux travaux de recherche [47]. La mise en évidence théorique de la dispersion numérique se fait en comparant l'approche discrétisée et l'approche analytique de l'expression entre le nombre d'onde et la pulsation, dite relation de dispersion. Et il a été montré que la solution à ce problème consiste à mailler très fin dans la grille FDTD de l'ordre de $\lambda/20$ ou en dessus, avec λ la longueur d'onde minimale des ondes se propageant dans le maillage FDTD.

II.3.2. Couches absorbantes et PML

La définition d'un domaine fini de discrétisation est en contradiction avec la situation réelle, il est donc nécessaire de trouver un artifice pour simuler la continuité de la propagation hors des limites du maillage.

Cependant, il existe des conditions d'absorption aux limites qui permettent de décrire des systèmes dans lesquels les ondes qu'ils émettent ou réfléchissent se propagent à l'infini. En effet, l'espace mémoire limité des calculateurs impose aux utilisateurs de la FDTD de tronquer leur domaine de calcul. Aux limites du domaine tronqué, les champs électromagnétiques ne peuvent pas être calculés par les équations discrétisées décrites par la FDTD. L'existence de frontières nécessite un traitement particulier pour empêcher que l'onde électromagnétique incidente sur les bords ne se réfléchisse et revienne interférer avec le signal physique réel.

Cependant pour résoudre les problèmes aux frontières, Holland et Williams ont défini en 1983 [48] la méthode des couches absorbantes.

Cette méthode utilise le principe d'impédance suivant : dans le vide une onde plane à incidence normale sur un milieu de conductivité électrique σ_e et de conductivité magnétique équivalente σ_m ne conduit à aucune réflexion si :

$$\frac{\sigma_e}{\epsilon_0} = \frac{\sigma_m}{\mu_0} \quad (\text{II-21})$$

Ainsi l'onde arrivant du milieu incident n'est pas réfléchi vers celui-ci et se trouve atténuée dans le milieu absorbant. Par contre elles ne sont valables que pour les ondes arrivant à incidence normale à la limite du domaine car des réflexions parasites apparaissent en incidence oblique.

Cependant, une généralisation des couches absorbantes de Holland a été introduite par Bérenger. C'est le cas des couches parfaitement adaptées [49]. Dans ce cas, la couche ajoutée autour du domaine d'étude ne provoquant aucune réflexion et elle absorbe quasi totalement tout champ électromagnétique qui se propage. Le principe de cette méthode consiste à décomposer les champs suivant les axes principaux, ce qui permet de définir des champs normaux aux bords quel que soit l'angle d'incidence initial. En effet, dans le cas d'une incidence oblique, l'absorption est non nulle suivant la normale à l'interface entre les deux milieux et elle est nulle suivant l'axe parallèle à l'interface. La décomposition s'accompagne de la définition de conductivités virtuelles pour chacune des sous composantes. Le matériau absorbant est ainsi défini par une certaine épaisseur (certains nombres de mailles) et est délimité par un conducteur parfait où les champs électriques sont nuls. L'atténuation se fait progressivement pendant le double parcours dans le matériau absorbant.

L'implémentation des PMLs est spécifique à chaque direction, ainsi les équations de propagation sont modifiées en définissant des conductivités électriques et magnétiques spécifiques pour chacune des sous composantes telles que:

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma_y^e E_x = \frac{\partial(H_{zx} + H_{zy})}{\partial y} \quad (\text{II-22})$$

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} + \sigma_x^e E_y = -\frac{\partial(H_{zx} + H_{zy})}{\partial x} \quad (\text{II-23})$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{zx}}{\partial t} + \sigma_x^m H_{zx} = -\frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (\text{II-24})$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{zy}}{\partial t} + \sigma_y^m H_{zy} = \frac{\partial E_x}{\partial y} \quad (\text{II-25})$$

Le choix des $\sigma_x^e, \sigma_y^e, \sigma_x^m, \sigma_y^m$ pour chaque direction respectant, (II-21), permet ainsi d'annuler les réflexions sur chaque bord du domaine. Sachant que si elles sont toutes nulles on retrouve les équations de propagation dans le vide. Les équations ci-dessus sont les équations de base introduites par Bérenger et ne permettant pas d'absorber les ondes évanescentes elles sont par contre adaptées à la simulation des milieux dispersifs. Depuis que Bérenger a inventé ses couches PML, beaucoup des travaux ont été menés sur ce sujet et les équations de base ci-dessus ont subi beaucoup des modifications pour palier à ses limitations.

II.4. Principe d'un modèle de rayonnement équivalent

II.4.1. Position du problème

Wisdom embarquera un système radar bistatique utilisant des antennes de type Vivaldi fonctionnant dans la bande [0.5-3] GHz. Notre travail préliminaire était d'évaluer le comportement du système antennaire et son interaction avec le Rover. Ce travail a nécessité de modéliser ces deux structures dans le même volume de calcul. Se posait alors un problème d'échelle entre ces deux éléments. D'où la nécessité de recourir à un modèle de rayonnement qui possède les mêmes propriétés (même diagramme de rayonnement) et qui autorise la modélisation du système antennaire dans son contexte.

II.4.2. Principe de Huygens Fresnel

Il s'agit d'un théorème dont la démonstration rigoureuse fait appel à la théorie des distributions. L'intuition physique est très ancienne car les physiciens qui ont annoncé ce théorème sont Huygens vers 1678 et Fresnel vers 1818. Leur approche étant très largement utilisée, ce théorème porte souvent l'appellation de principe de Huygens-Fresnel.

II.4.2.1. La contribution de Huygens

Considérons un écran percé d'une pupille de forme quelconque éclairée par une onde lumineuse et un point d'observation P derrière l'écran :

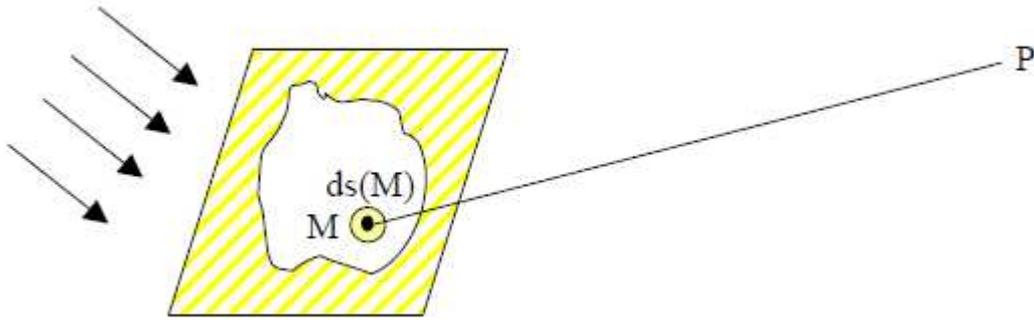


Figure II-7. Onde électromagnétique traversant une ouverture dans un écran pour atteindre un point d'observation

Pour simplifier le problème, on fait propager de façon rectiligne une onde vers l'écran percé. On s'aperçoit qu'après propagation, l'onde derrière l'écran n'est pas concentrée dans un tube de même forme que la pupille. Pour expliquer le phénomène d'écartement des rayons de leur trajectoire principal, Huygens fait l'hypothèse que chaque point de la surface atteint par un rayon peut être considéré comme une source secondaire qui émet une onde sphérique. Ensuite ces sources secondaires émettront en phase un champ électrique dont le module est proportionnel à la surface $ds(M)$ et à l'amplitude incidente $E_i(M)$ au point M et qui est donné par la relation :

$$dE(P, M) = CE_i(M) \frac{e^{jk(\overline{MP})}}{MP} ds(M) \quad (\text{II-26})$$

Où C est une constante de proportionnalité.

II.4.2.2. La contribution de Fresnel

En se basant sur le principe de Huygens, Fresnel annonce que le champ résultant derrière l'écran est la somme de toutes les contributions émises par les sources secondaires. La contribution de Fresnel est la prise en compte de l'état de phase des sources secondaires. Ainsi le champ est donné par l'équation suivante.

$$E(P) = \iint_S dE(PM) = C \iint E_i(M) \frac{e^{jk(\overline{MP})}}{MP} ds(M) \quad (\text{II-27})$$

II.4.2.3. Le théorème d'équivalence

C'est la formulation rigoureuse de l'hypothèse énoncée par Huygens et Fresnel.

Supposons un champ électromagnétique (\vec{E}_0, \vec{H}_0) créé par une source de rayonnement. On délimite la source de rayonnement par une surface effective qui sépare l'espace en un volume extérieur D_e à la surface effective où on a $\vec{E} = \vec{E}_0, \vec{H} = \vec{H}_0$ et un volume intérieur D_i qui contient les sources de rayonnement et où on impose un champ électromagnétique nul (Figure II-8).

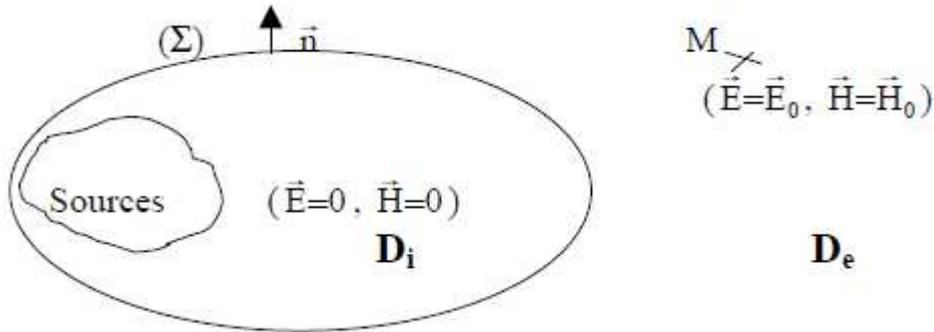


Figure II-8. Représentation de la surface effective avec les deux domaines intérieurs et extérieurs

On considère une fonction caractéristique $U(M)$ qui caractérise le champ dans les deux domaines intérieurs et extérieurs avec :

$$U(M) = 1 \quad \forall M \in D_e \quad (\text{II-28})$$

$$U(M) = 0 \quad \forall M \in D_i \quad (\text{II-29})$$

En passant à des formules générales dans tout l'espace on obtient :

$$\vec{E}(M, t) = U(M) \vec{E}_0(M, t) \quad (\text{II-30})$$

$$\vec{H}(M, t) = U(M) \vec{H}_0(M, t) \quad (\text{II-31})$$

Où (\vec{E}_0, \vec{H}_0) vérifie les équations de Maxwell à l'extérieur du domaine qui délimite les sources :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E}_0 = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}_0}{\partial t} \quad (\text{II-32})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H}_0 = \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}_0}{\partial t} \quad (\text{II-33})$$

Maintenant on évalue $\vec{\nabla}\Lambda\vec{E}$ et $\vec{\nabla}\Lambda\vec{H}$ en utilisant les équations (II-30) et (II-31) au sens des distributions.

$$\vec{\nabla}\Lambda\vec{E}(M) = U(M)\left\{\vec{\nabla}\Lambda\vec{E}_0(M)\right\} + \vec{n}\Lambda(\Delta\vec{E}.\delta\Sigma) \quad (\text{II-34})$$

$$\vec{\nabla}\Lambda\vec{H}(M) = U(M)\left\{\vec{\nabla}\Lambda\vec{H}_0(M)\right\} + \vec{n}\Lambda(\Delta\vec{H}.\delta\Sigma) \quad (\text{II-35})$$

Avec :

- \vec{n} : la normale à la surface effective Σ
- $\Delta\vec{E}$ et $\Delta\vec{H}$: sauts des fonctions vectorielles $\vec{E}(M)$ et $\vec{H}(M)$ en tout point M de la surface effective
- $\delta(\Sigma)$: distribution associé au point M

On a :

$$\Delta\vec{E}.\delta\Sigma = \vec{E}_0(M).\delta\Sigma \quad (\text{II-36})$$

$$\text{Et } \Delta\vec{H}.\delta\Sigma = \vec{H}_0(M).\delta\Sigma \quad (\text{II-37})$$

- puisque $\vec{E} = \vec{E}_0, \vec{H} = \vec{H}_0$ à la frontière coté extérieur.

En introduisant (II-32) et (II-33) dans (II-34) et (II-35) et compte tenu des équations (II-36) et (II-37), on obtient :

$$\vec{\nabla}\Lambda\vec{E}(M) = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t}(\vec{H}(M)) + \vec{n}\Lambda\vec{E}_0(M).\delta\Sigma \quad (\text{II-38})$$

$$\vec{\nabla}\Lambda\vec{H}(M) = \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t}(\vec{E}(M)) + \vec{n}\Lambda\vec{H}_0(M).\delta\Sigma \quad (\text{II-39})$$

A ce stade du calcul on peut dire que les champs électromagnétiques $\vec{E}(M)$ et $\vec{H}(M)$ qui appartiennent à D_e sont rayonnés par des courants électriques et magnétiques équivalents avec :

$$\vec{J}_e = \vec{n}\Lambda\vec{H}_0(M).\delta\Sigma \quad (\text{II-40})$$

$$\vec{J}_m = -\vec{n}\Lambda\vec{E}_0(M).\delta\Sigma \quad (\text{II-41})$$

On conclut que si l'on connaît le champ électromagnétique à la frontière de séparation entre les domaines D_e et D_i , il est possible d'évaluer le champ en n'importe quel point de l'espace à l'extérieur des sources. Pour ce faire, il faut déterminer les courants électriques et magnétiques donnés par les équations (II-40) et (II-41) et ensuite utiliser les formules de rayonnement en champ proche (II-42) et (II-43).

II.4.3. Application du théorème d'équivalence à partir des sources dipolaires

II.4.3.1. Conditions exigés pour le système antenneaire

Le choix des antennes constitue une étape cruciale dans le dimensionnement d'un radar. Les principaux critères de conception du système antenneaire du radar Wisdom sont gouvernés par les objectifs scientifiques que la mission Exomars devra accomplir ainsi que par la configuration spécifique et sa position sur le Rover (Figure II-9).

En effet, Wisdom devra fournir une résolution spatiale de quelques centimètres et doit avoir une profondeur de pénétration allant jusqu'à trois mètres. Quelle que soit la technique de modulation sélectionnée, impulsionnelle ou harmonique, les antennes devront être large bande afin de garantir la bonne transmission du signal large bande nécessaire à une bonne résolution.

En plus, le mode de polarisation adopté (linéaire, circulaire), lui-même choisi en fonction de la géométrie des cibles visées, réduira la gamme des antennes envisageables. Ces conditions exigent une conception d'antennes large bande fonctionnant dans la bande [0.5-3] GHz. De plus, pour pouvoir étudier les effets de dépolarisation, un système d'antennes polarimétriques est exigé. Ce système polarimétrique à deux voies a besoin de la conception d'un système antenneaire qui puisse envoyer des ondes dans deux polarisations perpendiculaires et linéaires en émission de même pour la réception.

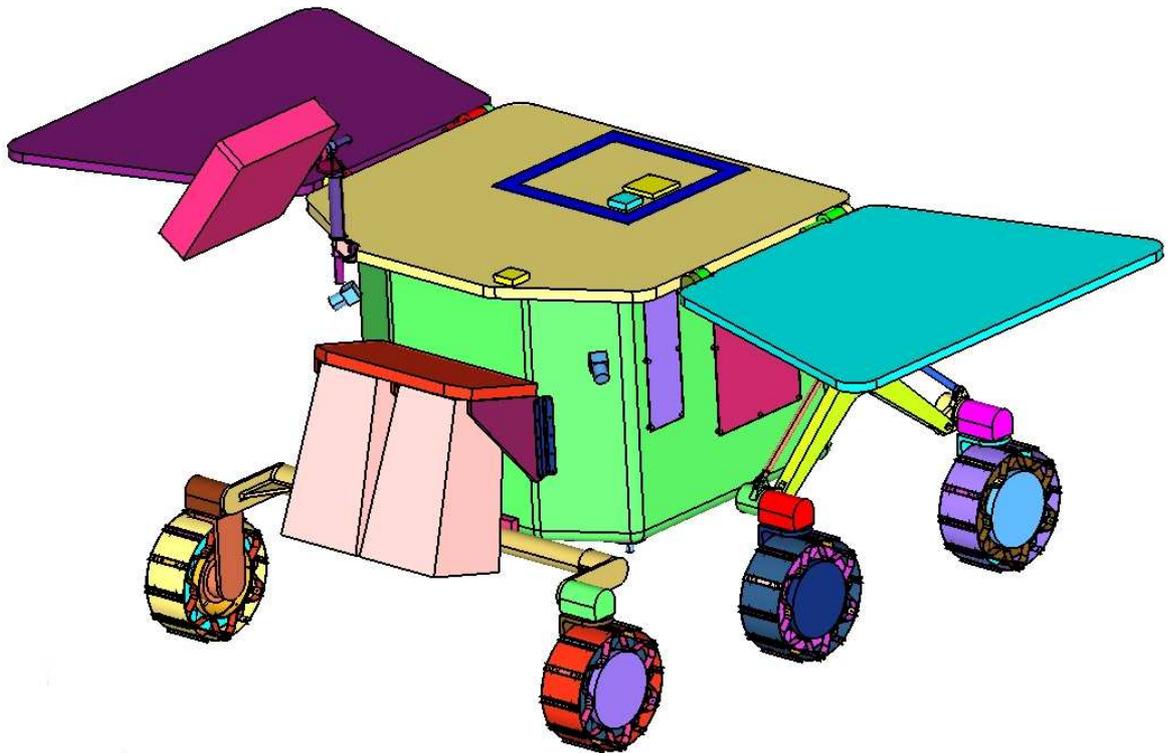


Figure II-9. Vue des antennes montées sur le Rover

Habituellement, les antennes du GPR sont déposées sur la terre ou elles sont mises dans une configuration proche du sol en respectant les contraintes de la distance antenne-sol par rapport à la longueur d'onde. Considérant les exigences du design du Rover (Figure II-9), les antennes du GPR doivent éliminer une onde à une distance d'environ 50 cm par rapport au sol.

Toutefois, il existe une large gamme de types d'antennes habituellement utilisées pour application du type GPR : antennes spirales, papillons, log-périodique, filaire.... Le choix de l'un ou l'autre de ces antennes conditionne les caractéristiques du signal électromagnétique émis dans le milieu. Ce sont donc les contraintes de la mission Exomars qui imposent les antennes de Wisdom. Ces contraintes sont multiples, électriques mais aussi mécaniques : antenne large bande (radar impulsionnel), de gain satisfaisant, de masse et d'encombrement restreints résistantes aux chocs et aux températures externes.

De plus, le diagramme de rayonnement doit être large dans la direction du chemin parcouru par le Rover, de sorte que la visibilité des réflecteurs enterrés situés à une distance lointaine soit possible.

Toutes ces conditions ainsi que d'autres limitations comme les exigences de la compatibilité électromagnétique et la déformation du diagramme de rayonnement dû aux effets du couplage avec la structure du Rover, ont amené à une conception d'un système d'antennes basé sur une structure de type Vivaldi [50]-[51].

Pour réaliser un système d'antennes polarimétriques, deux éléments de Vivaldi sont orientés perpendiculairement et sont combinés dans chacune des deux boîtes d'antennes à double polarisation pour l'émission et pour la réception (Figure II-10). Les antennes seront couvertes par un film diélectrique pour protéger les parties sensibles contre les particules de poussière martienne. La taille des boîtes de transmission ou de réception sera de 20 cm x 20 cm. La masse pour le système complet d'antenne sera inférieure à 400 grammes.

Les principaux critères de conception peuvent être résumés comme suit:

- Largeur de bande : 500 MHz-3 GHz
- Polarisation (TX-RX) : HH, VV, HV, VH
- Adaptation ≤ -10 dB
- Largeur du faisceau $>20^\circ$, plan H > plan E
- Erreur de pointage $< 5^\circ$ pour toutes les fréquences
- Couplage de rayonnement par le Rover : aussi faible que possible
- La masse globale du système antenneaire : 400 g

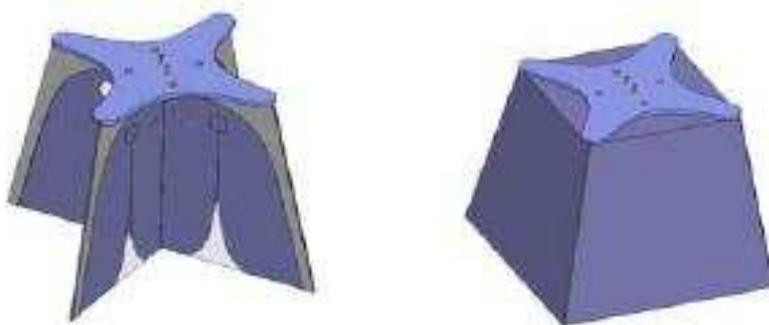


Figure II-10. La boîte d'antennes montée sur le Rover incluant des couples d'antennes Vivaldi perpendiculaires entre eux

II.4.3.2. Calcul des sources équivalentes à partir des courants surfaciques

Pour que le théorème d'équivalence soit applicable en toute rigueur, il faut que la surface qui entoure les sources, appelée surface de Huygens soit fermée et donc délimite un volume. Son application à des surfaces ouvertes peut conduire à des erreurs importantes.

En effet, le théorème d'équivalence peut s'appliquer aux calculs analytiques ainsi qu'aux calculs numériques. Dans ce manuscrit on s'intéresse plutôt à l'application numérique du théorème d'équivalence.

Dans la configuration finale, les antennes seront inclinées, ainsi le modèle de rayonnement doit prouver sa capacité à tourner l'antenne sans modifier ses caractéristiques de rayonnement, ça veut dire que l'antenne devra garder la même forme du diagramme de rayonnement indépendamment de son orientation dans l'espace.

En outre la grande différence d'échelle entre les antennes Vivaldi et le Rover et le besoin d'un maillage conforme des antennes auront comme conséquence de compliquer une analyse des deux structures par la méthode FDTD. En effet le rover fait à peu près deux mètres de longueur sur deux mètres de largeur. Par contre le système antennaire est dix fois plus petit.

Pour surmonter ce problème, il semble inévitable d'établir un modèle représentatif de ces antennes dans leur contexte. Pour ce faire, un modèle de source dipolaire couplé avec la surface de Huygens en utilisant la méthode de FDTD a été développé.

Les sources dipolaires sont des dipôles élémentaires dont la longueur est négligeable devant la longueur d'onde. Elles sont utilisées comme source de rayonnement.

Le champ électromagnétique rayonné par ces sources est connu analytiquement en tout point de l'espace dans le domaine temporel et fréquentiel. L'intérêt de ces sources réside dans la possibilité d'illuminer une structure ouverte (un sol infini) avec un front d'onde dont la forme peut être contrôlée en amplitude et en phase. Avec des réseaux de dipôles élémentaires, des diagrammes de rayonnement de formes variées peuvent être générés. Un autre avantage de ceux-ci est de pouvoir les orienter dans une direction quelconque de l'espace et d'incliner aussi librement le rayonnement résultant.

Si nous sommes intéressés seulement par un modèle de rayonnement de l'émetteur, il n'est plus besoin de mailler ce dernier. Par extension, une antenne ou un réseau d'antennes émettrices peuvent être représentés par des sources électriques élémentaires localisées sur

leur surface. Dans ce cas, il n'est plus besoin de discrétiser ces sources dans le volume du calcul suivant les arêtes du maillage, leur effet étant indirectement pris en compte par le calcul du champ proche rayonné sur la surface de Huygens.

Ainsi, connaissant l'allure temporelle du courant sur chaque dipôle, si la surface de Huygens entoure toutes les sources, l'addition de toutes les contributions aboutit à une source équivalente à l'émetteur. La FDTD permettra, à chaque itération temporelle d'évaluer le champ rayonné dans tout l'espace à partir de ces sources.

En effet, à partir de la seule connaissance des courants électriques circulant sur la surface conductrice d'une antenne, on suggère d'utiliser les formules de rayonnement des dipôles électriques afin de déterminer le champ proche sur une surface de Huygens.

Dans ce cas, la surface de Huygens devient l'émetteur équivalent à partir de laquelle le champ se propage dans la grille FDTD. Or cette formulation considère seulement le rayonnement de l'intérieur de la surface de Huygens vers l'extérieur de cette surface. Cependant, d'éventuelles ondes réfléchies par le Rover peuvent modifier la distribution du courant de l'émetteur mais ce phénomène n'est pas pris en compte dans le cas présent

Dans le domaine temporel, le champ proche en espace libre rayonné par un dipôle élémentaire peut être calculé à partir des formules de rayonnement suivantes :

$$\vec{E}\left(\overrightarrow{SM}, t - \frac{r}{c}\right) = \frac{1}{4\Pi} \left\{ \frac{1}{rc} \left(\vec{v} - (\vec{u} \cdot \vec{v}) \vec{u} \right) \frac{d^2 f(t)}{dt^2} + \frac{1}{r^2} \left(\vec{v} - 3(\vec{u} \cdot \vec{v}) \vec{u} \right) \left(\frac{df(t)}{dt} + \frac{c}{r} f(t) \right) \right\} \quad (\text{II-42})$$

$$\vec{H}\left(\overrightarrow{SM}, t - \frac{r}{c}\right) = \frac{\epsilon_0}{4\Pi} \left\{ \frac{1}{r^2} \left(\vec{u} \wedge \vec{v} \right) \left(\frac{d^2 f(t)}{dt^2} + \frac{c}{r} \frac{df(t)}{dt} \right) \right\} \quad (\text{II-43})$$

avec :

- $\frac{df(t)}{dt} = I(t)Z_0 dl$

- $r = SM$

- $\vec{u} = \frac{\overrightarrow{SM}}{\|\overrightarrow{SM}\|}$

- Z_0 et c désigne l'impédance et la vitesse de phase dans le milieu considéré. $I(t)$ et dl sont respectivement le courant du dipôle et sa longueur. \vec{v} est le vecteur unitaire associé à la

direction du dipôle. \mathbf{u} est un vecteur unitaire orienté du centre du dipôle S vers le point d'observation M là où le champ est calculé. Le point M représente un point situé sur la surface de Huygens (Figure II-11).

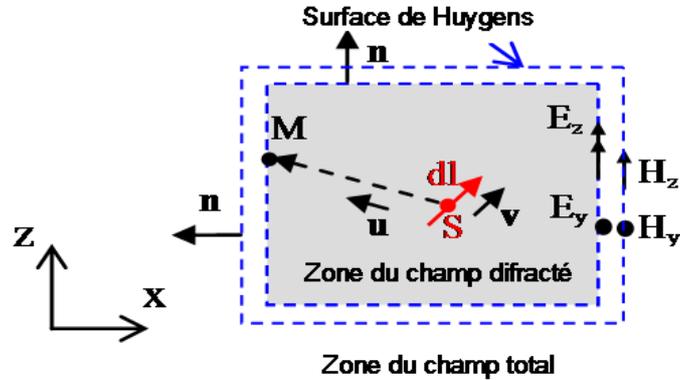


Figure II-11. Schéma d'une source dipolaire située à l'intérieur d'une surface de Huygens

Avec la méthode des différences finies, la surface de Huygens est composée en deux surfaces puisque le champ E et le champ H ne sont pas calculés au même endroit sur la cellule de Yee.

L'espace est composé en deux régions : l'une externe qui correspond à la région du champ total alors que l'autre interne correspond à la zone du champ diffracté.

Dans la méthode FDTD, le calcul du champ incident sur la surface de Huygens suit le même principe que celui de l'injection d'ondes planes [47], avec la différence que la zone du champ total et celle du champ diffracté sont inversées, puisque dans notre application les sources de courant sont situées à l'intérieur de la surface de Huygens.

Cependant, lorsque plusieurs sources dipolaires sont mises en jeu, il faut évidemment que la surface de Huygens entoure toutes les sources.

II.4.3.3. Mise à jour du champ dans le volume FDTD

Pour la mise à jour du champ électromagnétique dans le volume FDTD, on considère les deux configurations (Figure II-12) qui correspondent aux modes TE et TM.

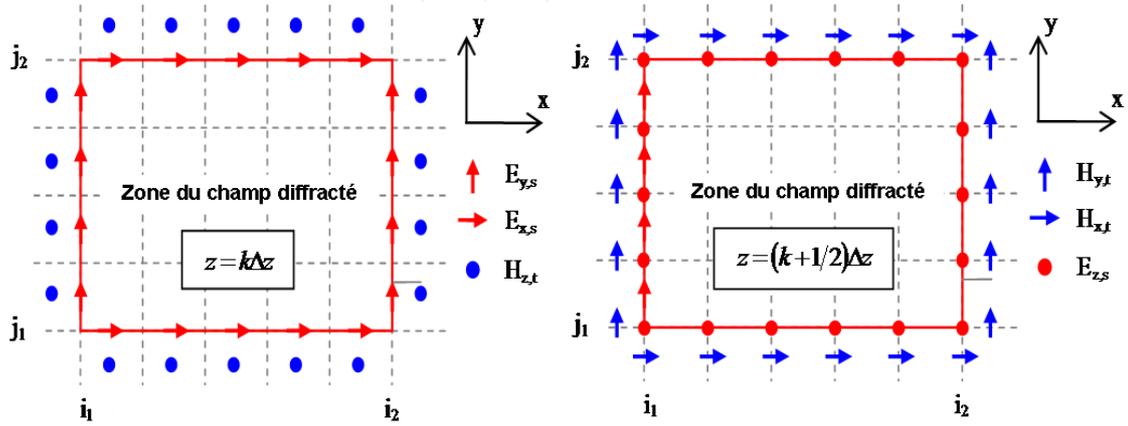


Figure II-12.A gauche : Localisation des composante E et H sur la surface de Huygens en mode TE. A droite : localisation des composantes E et H sur la surface de Huygens en mode TM

Le calcul du champ dans le volume FDTD est effectué par la mise à jour des différentes composantes du champ électromagnétique positionnées sur les deux surfaces.

Prenons le cas de la composante H_z qui est située dans la zone du champ total et celle de E_y qui est située dans la zone du champ diffracté et correspondant successivement aux coordonnées $(i_1-1/2, j+1/2, k)$ et $(i_1, j+1/2, k)$. La mise à jour de ces composantes évaluées successivement aux instants $(n+1/2)$ et $(n+1)$ en espace libre sera :

$$H'_{z,t,i_1-1/2}^{n+1/2} = H_{z,t,i_1-1/2}^{n-1/2} - \frac{\Delta t}{\mu_0} \left(\frac{E_{y,s,i_1}^n - E_{y,t,i_1-1}^n}{\Delta x} - \frac{\Delta E_{x,t,i_1-1/2}^n}{\Delta y} \right) \quad (\text{II-44})$$

$$E'_{y,s,i_1}^{n+1} = E_{y,s,i_1}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0} \left(\frac{\Delta H_{x,s,i_1}^{n+1/2}}{\Delta z} - \frac{H_{z,s,i_1+1/2}^{n+1/2} - H_{z,t,i_1-1/2}^{n+1/2}}{\Delta x} \right) \quad (\text{II-45})$$

Avec : $j_1 \leq j \leq j_2-1$ et $k_1 \leq k \leq k_2$

Maintenant si M_s est une source élémentaire située à l'intérieur de la surface de Huygens, le champ incident dans le volume FDTD sera déduit et corrigera les valeurs de ces composantes ((II-44) et (II-45)) avec les équations suivantes:

$$H_{z,t,i_1-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} = H_{z,t,i_1-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta x} \sum_{m=1}^{M_s} E_{y,inc,i_1}^{n,m} \quad (\text{II-46})$$

$$E_{y,s,i_1}^{n+1} = E_{y,s,i_1}^{n+1} - \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta x} \sum_{m=1}^{M_s} H_{z,inc,i_1-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2},m} \quad (\text{II-47})$$

Les composantes du champ incident (E_{inc} et H_{inc}) dans les équations (II-46) et (II-47) sont calculées en utilisant les formules du rayonnement en champ proche données par les équations (II-42) et (II-43).

II.5. Méthodologie pour une antenne large bande

Les antennes à bord du Rover auront une incidence de 7° avec le sol lorsque ce dernier se trouve sur un sol plat et seront situés à environ 50 cm du sol martien (Figure II-9).

Nous montrons dans cette section les caractéristiques de rayonnement de l'antenne Vivaldi.

Nous allons présenter à travers l'exemple de l'antenne utilisée Vivaldi comment il est possible de résoudre le problème du rayonnement équivalent. Dans notre démarche, nous utilisons des données fréquentielles qui décrivent un modèle de rayonnement pour une antenne large bande.

II.5.1. Méthodologie pour un modèle de rayonnement

II.5.1.1. Traitement du signal fréquentiel

Pour pouvoir utiliser le modèle des sources dipolaires dans la méthode FDTD, il est nécessaire d'intégrer des formes d'ondes temporelles qui sont l'image du courant circulant sur l'antenne. Pour récupérer ces courants, une antenne Vivaldi est simulée en utilisant le logiciel « FEKO ». En effet, pour obtenir le courant circulant sur l'antenne Vivaldi, on pouvait utiliser la méthode FDTD ou MOM. Mais vu que la géométrie de l'antenne Vivaldi est difficile à mailler avec la FDTD en raison de la fente mince au niveau du point d'alimentation, la MOM était plus adaptée à utiliser dans le cas de l'antenne Vivaldi. La simulation a été réalisée dans la bande [0.5-3] GHz en utilisant un maillage de $\lambda_{min}/7$. Le pas fréquentiel a été fixé à $\Delta f=100$ MHz ce qui donne $N=26$ échantillons.

Cependant, avant de transformer la réponse fréquentielle du courant dans le domaine temporel FFT inverse, il est nécessaire de prendre en compte deux conditions. La première condition est d'assurer un retour à zéro du signal sans discontinuité sur les parties inférieure et supérieure de la bande de fréquence. Pour satisfaire à cette condition, le signal est filtré avec une fonction sino-gaussienne suffisamment atténuée (Figure II-14) (atténuation d'environ 40 dB) sur les deux bords de la bande de fréquence. Deuxièmement, le nombre d'échantillons doit être augmenté par un traitement de type zéro-padding appliqué sur les deux côtés de la bande de fréquence, ici $N = 121$. En d'autre terme, la largeur de bande a été prolongée de 0 à 6 GHz et en conséquence nous pouvons ainsi transformer correctement la réponse fréquentielle dans le domaine temporel par FFT inverse.



Figure II-13. Organigramme du traitement

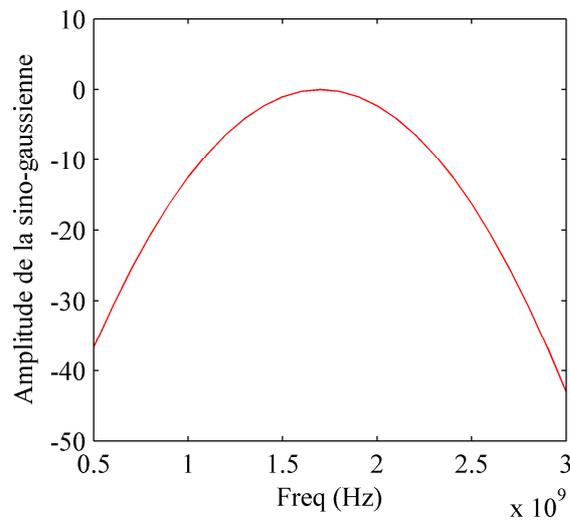


Figure II-14: Amplitude de la sino-gaussienne.

Cette approche est illustrée sur le cas de l'antenne Vivaldi dont le maillage a été effectué sous « FEKO » (Figure II-15).

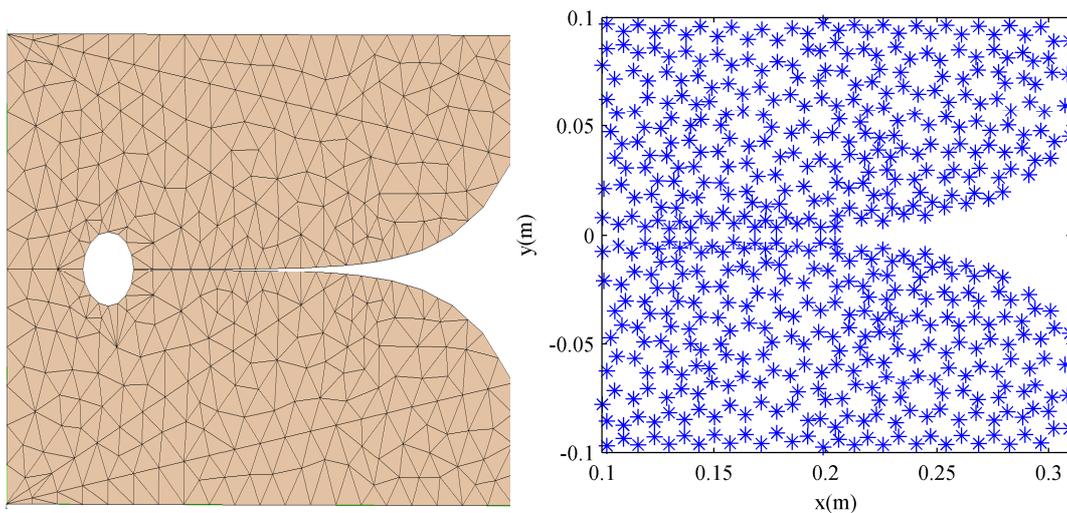


Figure II-15. A gauche : Antenne Vivaldi maillée avec « FEKO ». A droite : Modèle d'antenne représentée par les sources dipolaires (chaque étoile représente deux dipôles élémentaires (I_x, I_y))

La Figure II-16 montre le spectre du courant résultant sur un seul triangle (élément du maillage), effectué dans la bande [0-6] GHz et obtenu après l'application du filtrage sino-gaussien et du traitement zéro-padding.

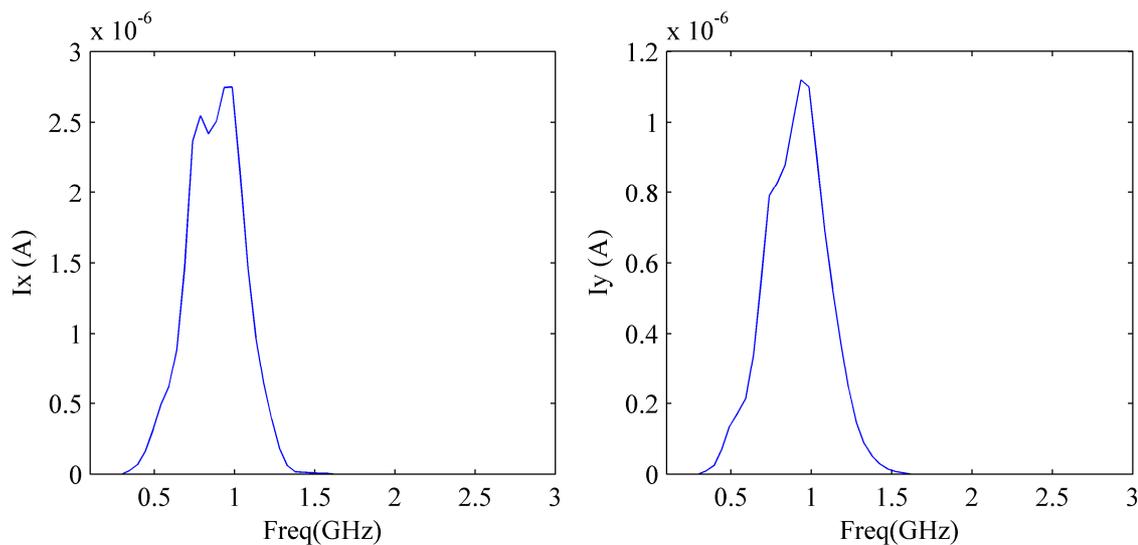


Figure II-16. A gauche : Spectre du courant correspond à la composante I_x . A droite : Spectre du courant correspond à la composante I_y (Ces deux courants représentent le courant porté par un seul dipôle)

On note que la composante I_z est égale à zéro puisque l'antenne est placée dans le plan (XOY).

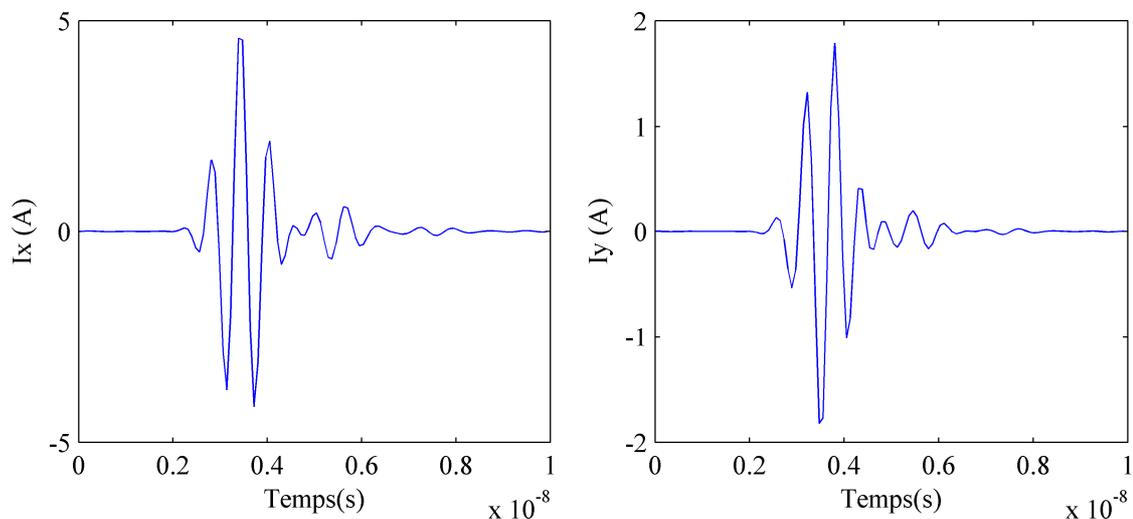


Figure II-17. A gauche : Résultat en temporel de la composante I_x après l'application du IFFT. A droite : Résultat en temporel de la composante I_y après l'application du IFFT.

Après le traitement effectué sur le spectre du courant porté par un seul dipôle, on applique la IFFT sur ce spectre pour obtenir le courant en temporel (Figure II-17). Ensuite ce courant rayonné dans le volume de calcul par l'intermédiaire d'une surface de Huygens.

II.5.1.2. Validation du modèle de rayonnement

Pour valider l'approche basée sur les sources dipolaires et qui consiste à synthétiser un modèle de rayonnement pouvant remplacer l'antenne réelle, une cartographie de champ électrique mesurée dans le plan de l'antenne a été effectuée. Le champ montré est la somme des modules des trois composante du champ électrique (module de $E_x+E_y+E_z$). La Figure II-18 montre que le volume de calcul est divisé en deux zones. Une zone située à l'intérieur de la surface de Huygens là où le champ est proche du zéro. Une autre zone située à l'extérieur de la surface de Huygens là où le champ résultant des courants équivalents sur cette dernière se propage dans la grille FDTD.

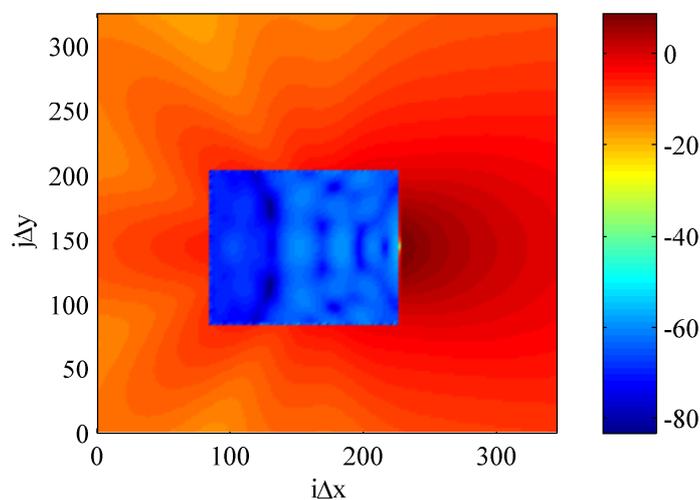


Figure II-18. Cartographie du champ proche mesuré dans le plan de l'antenne

II.5.2. Validation sur une antenne Vivaldi

Pour valider la méthodologie des sources dipolaires et le post traitement complémentaire, nous avons étudié les caractéristiques électromagnétiques de l'antenne Vivaldi en particulier son diagramme de rayonnement à la fréquence 1,5 GHz. Pour connaître la forme du diagramme de rayonnement de l'antenne concernée, des simulations sont réalisées sous « FEKO ». D'autre part, pour valider la méthode des sources dipolaires on a appliqué la méthodologie expliquée ci-dessus avec la méthode FDTD en utilisant le logiciel « Temsi-FD » développé au sein de l'institut XLIM. Une comparaison entre les deux résultats permet de retrouver le même comportement.

Ainsi, les composantes verticales et horizontales sont mesurées dans les plans $\varphi=0^\circ$ (Figure II-19) et $\varphi=90^\circ$ (Figure II-20) pour $\theta=[0-360]^\circ$ et ce pour la fréquence 1.5 GHz. On constate une excellente concordance entre les deux réponses.

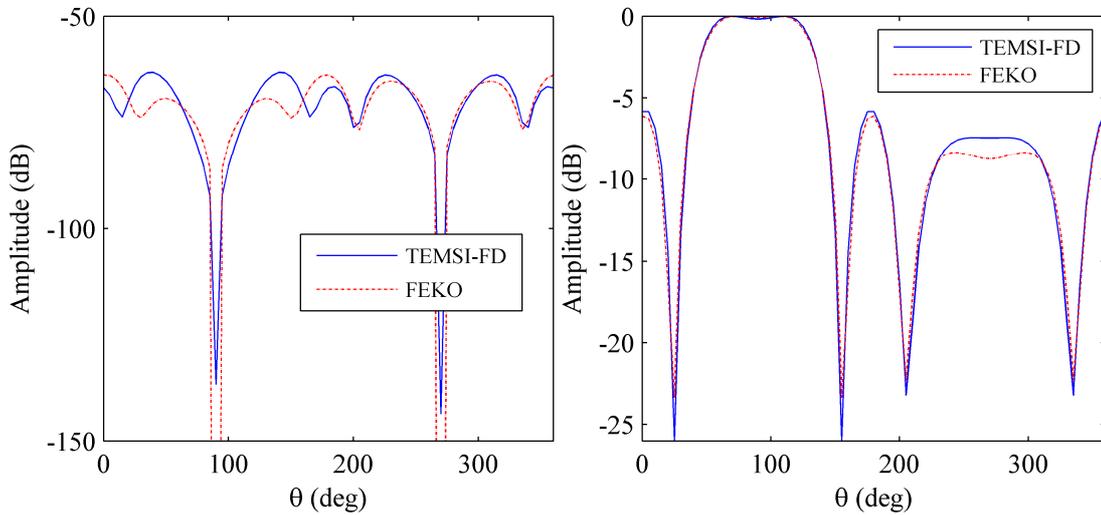


Figure II-19. A gauche : composante verticale E_θ dans le plan $\varphi = 0^\circ$. A droite : composante horizontale E_φ dans le plan $\varphi = 0^\circ$.

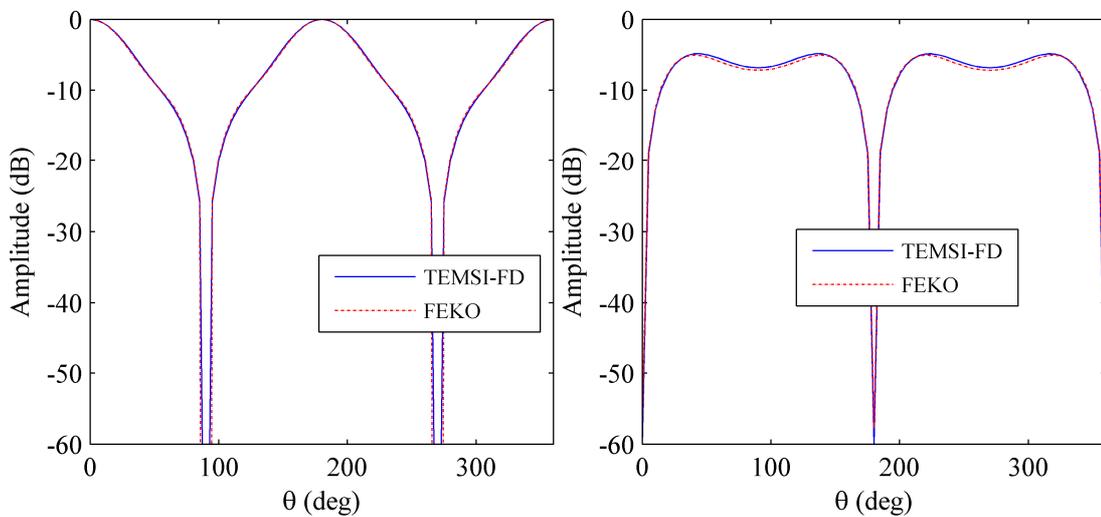


Figure II-20. A gauche : composante verticale E_θ dans le plan $\varphi = 90^\circ$. A droite : composante horizontale E_φ dans le plan $\varphi = 90^\circ$.

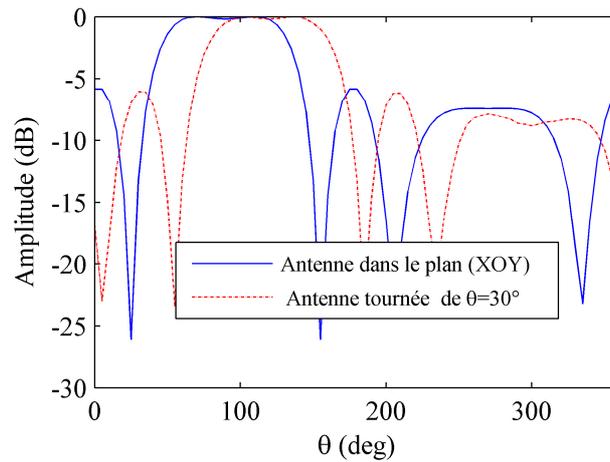


Figure II-21. Composante horizontale E_ϕ dans le plan $\phi = 0^\circ$ lorsque l'antenne est située dans le plan (XOY) et dans le cas où l'antenne est tournée de $\theta=30^\circ$

Dans sa configuration finale, on fait pivoter l'antenne, le modèle de rayonnement doit alors être décalé sans modification des caractéristiques de rayonnement de l'antenne. Figure II-21 montre la composante horizontale E_ϕ quand l'antenne est située dans le plan (XOY) puis dans le cas où le modèle de rayonnement est tourné de $\theta=30^\circ$. On constate que la composante du champ ne change pas, seule la direction du pointage sera tournée d'un angle $\theta=30^\circ$.

Une comparaison supplémentaire de la directivité (Figure II-22) dans un espace 3D a été effectuée et aussi pour la fréquence 1.5 GHz pour $\theta=[0-180]^\circ$ et $\phi=[0-360]^\circ$ avec un pas de 5° pour θ et ϕ . Pareil, l'accord entre les deux diagrammes est parfait.

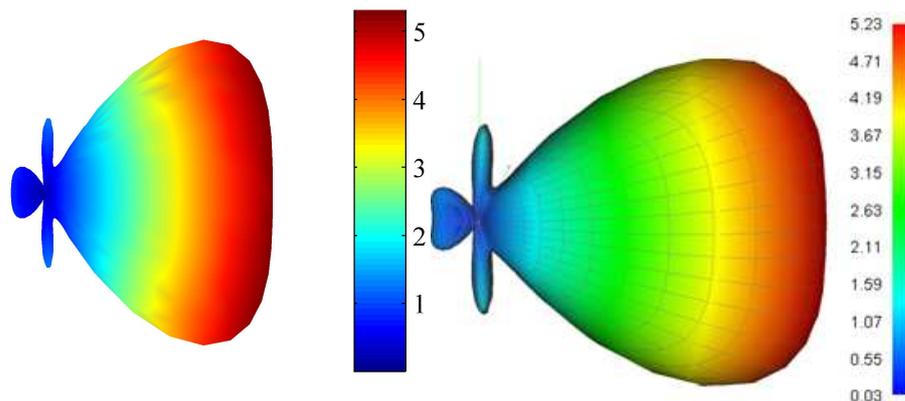


Figure II-22. A gauche : Directivité en 3D (résultat Temesi-FD). A droite : Directivité en 3D (résultat FEKO).

II.5.3. Etude du couplage entre les antennes et le Rover

Après validation de l'approche de modélisation basée sur l'introduction des sources dipolaires et la méthodologie qui permet d'obtenir une réponse sur une large bande passante, nous pouvons procéder à l'étude de l'interaction entre l'antenne et le rover.

En effet, le design du Rover a été effectué en utilisant le logiciel de conception et de dessin en 3D. En conséquence, un fichier de type VRML contenant toutes les caractéristiques électriques et géométriques du Rover a été généré par CAO.

Ensuite, le fichier de type VRML contenant la structure du Rover a été traité par le logiciel HyperMesh qui constitue un mailleur performant pouvant réaliser des mailles 3D cartésien pour des structures qui sont complexes. HyperMesh génère un fichier contenant le maillage surfacique du Rover permettant de réaliser les simulations et d'étudier le couplage antenne-Rover .

Une fois le maillage du Rover importé, la configuration du modèle équivalent de l'antenne à bord du Rover a été utilisée pour la simulation du champ proche sur un sol plan.

Cependant, dans sa configuration finale l'antenne est inclinée de 7° par rapport à la verticale, aussi une rotation sphérique est appliquée sur le réseau des sources dipolaires en utilisant le système de rotation suivant :

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \phi \cos \theta & -\sin \phi & \cos \phi \sin \theta \\ \sin \phi \cos \theta & \cos \phi & \sin \phi \sin \theta \\ -\sin \theta & 0 & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ y_1 \\ z_1 \end{pmatrix} \quad (\text{II-48})$$

Avec (x_1, y_1, z_1) sont les coordonnées initiales des sources dipolaires positionnées dans un repère local, θ et ϕ définissent les angles de rotation sphériques.

Dans les simulations suivantes, la fréquence de travail est fixé à 1.5 GHz, la permittivité relative du sol est prise égale à 4.5 et la conductivité du sol a été négligée.

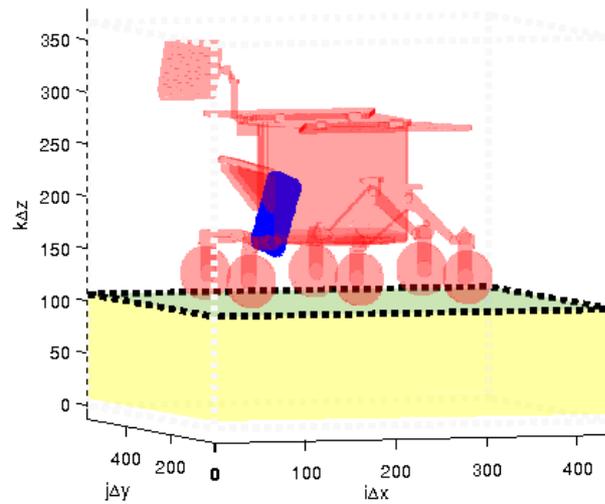


Figure II-23. *Vue schématique du Rover avec une antenne émettrice. Les points bleus montrent les positions des sources dipolaires*

Le scénario illustré sur la Figure II-23 est utilisé pour la mesure de la cartographie du champ proche au niveau du sol avec le modèle d'antennes situé à proximité de 50 cm par rapport au sol.

Figure II-24 (partie gauche) montre la tâche au sol en absence du Rover, on voit que le rayonnement de l'antenne est focalisé sur une petite zone au sol. Cependant, Figure II-24 (partie droite) montre la forte influence du Rover sur le champ proche rayonné. Une grande partie de rayonnement reste concentré sous l'antenne par contre une autre partie est diffusé vers le Rover. Notons que les parties blanches de la cartographie correspondant à la trace des roues sur l'interface air-sol.

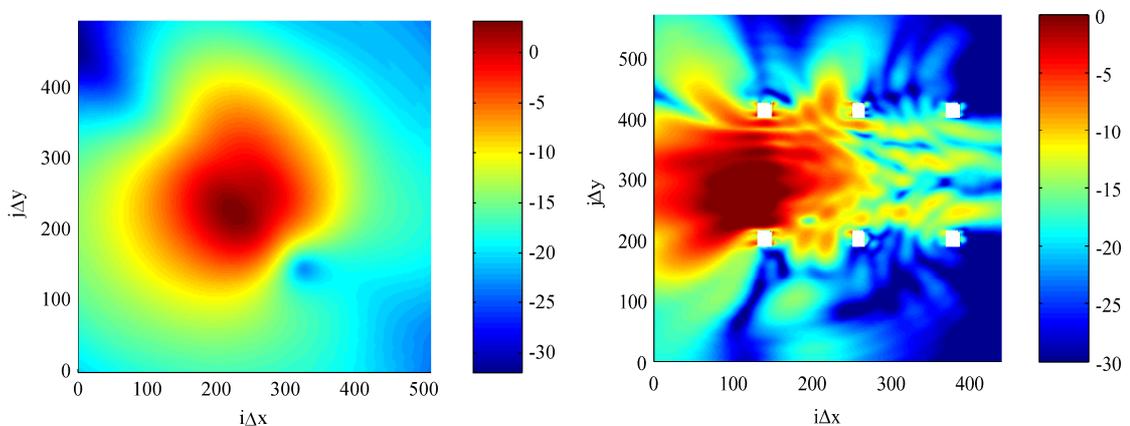


Figure II-24. *A gauche : Cartographie du champ proche mesurée à l'interface air-sol. A droite : Cartographie du champ proche mesurée à l'interface air-sol en présence du Rover.*

II.6. Conclusion

Dans cette partie nous avons rappelé brièvement le principe de fonctionnement de quelques antennes ultra large bande utilisées dans le domaine du GPR. Ensuite, nous avons parlé brièvement des différentes méthodes numériques et nous avons expliqué le principe de la FDTD sur laquelle est basé le code de calcul utilisé. Ensuite, le principe d'équivalence de Huygens-Fresnel est détaillé. C'est sur ce principe qu'un modèle de rayonnement basé sur des sources dipolaires a été développé. Ce modèle rayonne à partir des sources équivalentes calculées sur une surface de Huygens en utilisant les équations de rayonnement correspondant aux dipôles élémentaires. Le rayonnement par les sources équivalentes dans le volume de calcul est effectué au moyen d'un algorithme itératif de type FDTD. Une méthode permettant de reproduire un modèle de rayonnement large bande à partir des données fréquentielles a été développée. Cette méthode est validée en comparant les caractéristiques de rayonnement d'une antenne Vivaldi simulé sous le logiciel FEKO.

Par la suite ce modèle de rayonnement par des sources équivalentes est utilisé pour évaluer la perturbation que peut ramener la présence d'une structure volumineuse tel que le Rover à proximité du système antennaire et d'étudier le couplage antenne-Rover.

Chapitre III

Modèle complet d'antenne en émission et réception

III.1. Introduction et choix du modèle

En FDTD, les objets dont une des dimensions est petite relativement à celle de la maille élémentaire ne peuvent être pris en compte sans le recours à des formalismes spécifiques. C'est le cas d'un fil mince maillé dans un volume FDTD. Dans un premier temps, ce chapitre rappelle le formalisme des fils minces de Holland montrant une première approche permettant de modéliser ces fils. Ensuite, une extension de ce formalisme à des fils obliques [52]-[53] permettant de modéliser un fil suivant une direction arbitraire au sein des cellules élémentaire est présentée. Le modèle des sources dipolaires était un modèle de rayonnement et la modélisation de l'antenne Vivaldi est délicate compte tenu des contraintes de maillage et de la présence d'une fente mince ; il est indispensable de trouver un modèle d'antenne complet pouvant fonctionner aussi bien en émission qu'en réception. C'est ainsi qu'un modèle d'antenne reposant sur une représentation par des fils obliques a été développé. Ce modèle sera présenté en détail ainsi que l'aspect dispersif régissant le modèle des fils obliques chargés. Ce modèle d'antenne sera utilisé par la suite pour permettre de développer une méthode destinée à la synthèse d'un radar polarimétrique. Il va servir à la prédiction du comportement polarimétrique du radar qui va alimenter les chapitres suivants.

III.2. Formalisme de Holland

Dans un maillage FDTD pour modéliser des objets dont une de ses dimensions est petite devant celle de la maille de Yee il faut introduire des formalismes particuliers.

Un fil dont le rayon est très inférieur devant la dimension d'une maille élémentaire constitue un exemple typique. Or Holland [54] a proposé un formalisme permettant d'intégrer dans un volume FDTD des fils minces de diamètre $2a$ très inférieur à la taille d'une maille. Avec ce formalisme il est devenu possible de modéliser des fils minces à conditions que ces fils suivent une des directions des arêtes de maillage FDTD et que le rayon de ces fils (a) ne dépasse pas une certaine valeur [55].

III.2.1. Théorie

Le formalisme de Holland consiste à évaluer les distributions linéiques de courant I et de charge Q à chaque instant et sur chaque tronçon du fil. Ce fil est découpé en segments élémentaires dont la longueur est celle de la maille traversée.

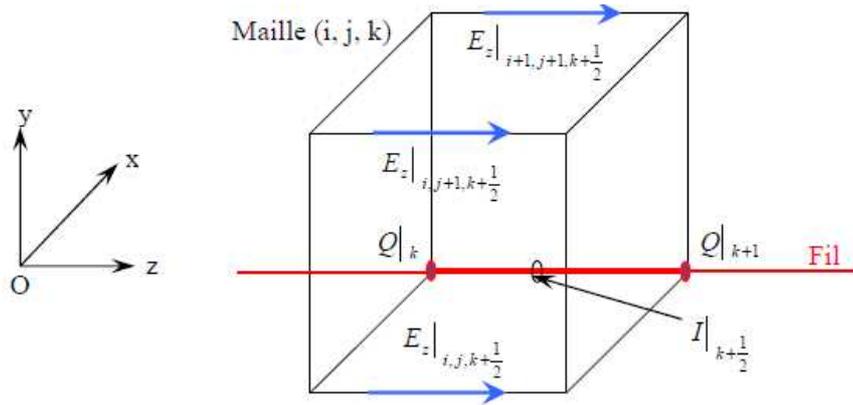


Figure III-1. Représentation du courant et de la charge au sein d'une maille traversée par un fil

La figure (Figure III-1) représente la localisation du courant et de la charge au sein d'une maille. Les courants sont localisés au milieu de chaque segment tandis que les charges sont localisées aux extrémités des arêtes.

Le formalisme de Holland repose sur l'idée suivante : si le rayon d'un fil est faible devant la longueur d'onde, on peut utiliser les lois de la statique pour calculer le champ électromagnétique autour du fil. En coordonnées cylindriques (r, θ, z) , le champ électrique et le champ magnétique autour d'un fil supposé infiniment long s'écrivent :

$$E_r = \frac{Q}{2\pi\epsilon_0\epsilon_r r} \quad (\text{III-1})$$

$$H_\theta = \frac{I}{2\pi r} \quad (\text{III-2})$$

avec I et Q désignent respectivement le courant et la charge par unité de longueur le long du fil.

Ensuite, on exprime l'équation de Maxwell-Faraday en coordonnées cylindriques dans le cas où le fil est orienté suivant l'axe Oz :

$$\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = -\mu_0 \frac{\partial H_\theta}{\partial t} \quad (\text{III-3})$$

$$\frac{1}{r} \left(\frac{\partial H_z}{\partial \theta} - \frac{\partial (rH_\theta)}{\partial z} \right) = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial E_r}{\partial t} \quad (\text{III-4})$$

Les équations (III-1) et (III-2) sont introduites dans les équations (III-3) et (III-4) pour obtenir les relations suivantes:

$$\frac{\partial E_z}{\partial r} = \frac{\mu_0}{2\pi} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial I}{\partial t} + \frac{c^2}{r\epsilon_r} \frac{\partial Q}{\partial z} \right) \quad (\text{III-5})$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial \theta} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{\partial I}{\partial z} + \frac{\partial Q}{\partial t} \right) \quad (\text{III-6})$$

L'équation (III-5) est ensuite intégrée suivant r en en appliquant la condition limite sur E_z à la surface du conducteur ($E_z(r=a)=0$) :

$$E_z(r) = L(r) \left(\frac{\partial I}{\partial t} + v^2 \frac{\partial Q}{\partial z} \right) \quad (\text{III-7})$$

Avec :

$$- \quad v^2 = \frac{c^2}{\epsilon_r} \quad (\text{III-8})$$

$$- \quad L(r) = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln\left(\frac{r}{a}\right) \quad (\text{III-9})$$

Finalement on calcul la valeur moyenne de E_z et de L sur la surface d'une maille (équation (III-7) et (III-9)) pour faire disparaître la dépendance en r, on obtient :

$$\langle E_z \rangle = L_{moy} \left(\frac{\partial I}{\partial t} + v^2 \frac{\partial Q}{\partial z} \right) \quad (\text{III-10})$$

$$\text{avec : } L_{moy} = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{\iint_{\Delta x \Delta y, r > a} \ln\left(\frac{r}{a}\right) r \cos \theta dr d\theta}{\Delta x \Delta y} \quad (\text{III-11})$$

L'équation de la conservation de la charge est définie par :

$$\frac{\partial I}{\partial z} + \frac{\partial Q}{\partial t} = 0 \quad (\text{pour le calcul de Q}) \quad (\text{III-12})$$

Enfin, les équations (III-10) et (III-12) constituent un système d'équations liées qui peut être résolu par une méthode de type FDTD. La charge Q et le courant I sont décalés d'une demi-cellule et par conséquent calculés à des instants différents. D'autre part, pour gérer

l'extrémité libre d'un fil, on applique la condition $I=0$ et pour l'extrémité d'un fil lié à une plaque métallique, on applique la condition $Q=0$.

III.2.2. Limitation et proposition d'un autre formalisme

Le formalisme de Holland permet de modéliser des fils minces dans un maillage FDTD. Or la position des fils dans le volume de calcul doit suivre les arêtes des cellules.

Cependant, certaines applications imposent de positionner les fils indépendamment des arêtes de maillage comme dans notre cas. Comme nous le verrons dans la suite, nous aurons besoin de modéliser des antennes inclinées montées sur le Rover.

Ces conditions rendent le modèle de Holland inadéquat à notre application et nous obligent de passer à un autre formalisme qui permette de s'affranchir de ces conditions.

III.3. Formalisme des fils obliques

Compte tenu des limitations du formalisme de Holland, des études ont été menées pour tenter de s'en affranchir. Cependant parmi tous les modèles qui traitent les fils minces, ceux qui abordent les fils obliques sont très limités [56]-[57]. Ces modèles se basent sur l'approche de Holland. Néanmoins ces modèles ne montrent pas comment traiter une jonction avec plus de deux fils obliques. En effet la jonction multifil constitue un point important et difficile à traiter et qui exige la continuité du courant équivalent sur les nœuds de la cellule de Yee.

Toutefois une extension au formalisme de Holland permet de pallier à ses limitations. Ce nouveau formalisme des fils obliques permet de traiter des fils minces orientés indépendamment des arêtes de la cellule de Yee et permet également de traiter des jonctions multifil ainsi qu'une jonction entre un fil et une paroi métallique ou une jonction entre un fil et une interface diélectrique.

III.3.1. Equations de base

Une extension du formalisme de Holland permet de généraliser les équations (III-10) et (III-11) de la manière suivante :

$$L(\rho)\left(\frac{\partial I}{\partial t} + v^2 \frac{\partial Q}{\partial r}\right) + RI = E(\rho) \quad (\text{III-13})$$

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\sigma}{\varepsilon} Q + \frac{\partial I}{\partial r} = 0 \quad (\text{III-14})$$

avec σ et ε sont la conductivité et la permittivité du milieu environnant. R représente les pertes résistives sur le fil ou une charge localisée.

III.3.2. Principe de calcul

La relation (III-13) exprime le couplage du fil avec le champ électrique tangentiel au fil. Avec la nouvelle approche, l'équation (III-13) est appliquée sur chaque composante du champ électrique de la cellule qui contient le morceau du fil. En plus, pour être en concordance avec le champ électrique moyen calculé par la FDTD, la relation (III-13) est intégrée sur un volume d'une cellule qui est centré sur la composante de champ électrique concernée par le couplage (Figure III-2).

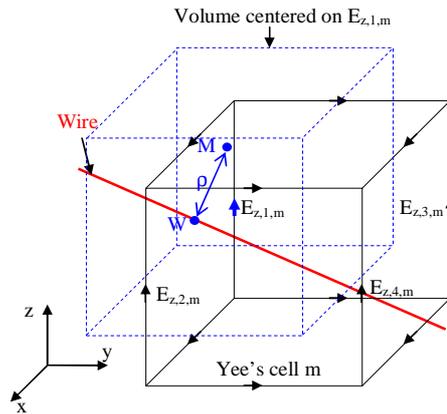


Figure III-2. Volume d'intégration centré autour de la composante $E_{z,1,m}$ utilisé pour le calcul de l'impédance $L_{z,1,m}$

Ainsi l'équation (III-13) est appliquée avec les 12 composantes du champ électrique réparties sur une cellule de Yee.

En généralisant l'équation (III-13) pour tenir compte de toutes les composantes sur l'ensemble des cellules qui sont traversées par le fil oblique, on obtient :

$$\left\{ \langle L_{u,j,m} \rangle \left(\frac{\partial I}{\partial t} + v^2 \frac{\partial Q}{\partial r} \right) + RI \right\} \vec{dr} \cdot \vec{u} = \langle E_{u,j,m} \rangle \quad (\text{III-15})$$

avec $u=x,y$ ou z , l'indice $j=1,2,3$ ou 4 indique une des quatre composante dans la direction u positionnée au sein de la cellule qui entoure le fil. \vec{dr} est le vecteur unitaire représentant la direction du fil avec :

$$\vec{dr} = dr_x \vec{x} + dr_y \vec{y} + dr_z \vec{z} \quad (\text{III-16})$$

En explicitant $\vec{dr} \cdot \vec{u}$ qui est le produit scalaire, la relation (III-15) devient:

$$\left\{ \langle L_{u,j,m} \rangle \left(\frac{\partial I}{\partial t} + v^2 \frac{\partial Q}{\partial r} \right) + RI \right\} dr_u = \langle E_{u,j,m} \rangle \quad (\text{III-17})$$

L'inductance de la cellule $\langle L_{u,j,m} \rangle$ est calculée sur le même volume d'intégration avec l'équation suivante :

$$\langle L_{u,j,m} \rangle = \frac{\mu_0}{2\Pi} \frac{V_{u,j,m}}{\Delta x \Delta y \Delta z} \iiint \ln \left(\frac{\rho(x,y,z)}{a} \right) dx dy dz \quad (\text{III-18})$$

avec $\rho(x,y,z) > a$

$$\text{et } \rho(x,y,z) = \sqrt{(x-x_w)^2 + (y-y_w)^2 + (z-z_w)^2} \quad (\text{III-19})$$

avec ρ la distance radiale entre un point $M(x,y,z)$ situé sur le volume d'intégration et le fil.

On suppose que le fil est découpé en N_s segments uniformes tous égaux à Δl . On note $\delta l_{k,m}$ la longueur du segment k appartenant à la cellule m comme illustré sur la Figure III-3.

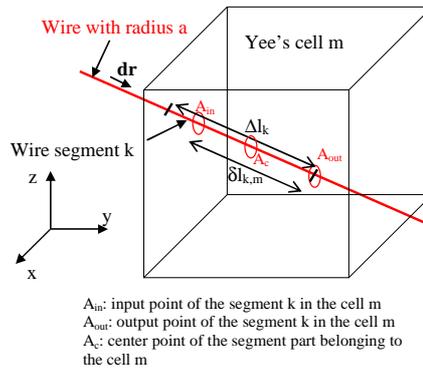


Figure III-3. Intersection entre le segment k du fil et la cellule de Yee numérotée m

Conformément au schéma FDTD, l'inconnue en courant I_k est positionnée au milieu du segment k .

Afin de réduire la relation de couplage entre le courant I_k et le champ électrique de la cellule m à une seule équation, une sommation pondérée est réalisée sur l'ensemble des 12 équations. Tout d'abord, un premier coefficient de pondération est introduit pour prendre en

compte la part du segment k appartenant à la cellule m soit $\delta l_{k,m}/\Delta l$. Ensuite, pour chaque direction cartésienne, une pondération de type bilinéaire est construite entre les quatre équations associés, les coefficients correspondant sont notés $p_{u,j,k,m}$ et sont définis comme suit :

$$P_{u,1,k,m} = \left(1 - \frac{\delta v}{\Delta v}\right) \left(1 - \frac{\delta w}{\Delta w}\right), \quad P_{u,4,k,m} = \frac{\delta v}{\Delta v} \frac{\delta w}{\Delta w} \quad (\text{III-20.a})$$

$$P_{u,2,k,m} = \frac{\delta v}{\Delta v} \left(1 - \frac{\delta w}{\Delta w}\right), \quad P_{u,3,k,m} = \frac{\delta w}{\Delta w} \left(1 - \frac{\delta v}{\Delta v}\right) \quad (\text{III-20.b})$$

Ces coefficients de pondération sont évalués au milieu de la partie de segment $\delta l_{k,m}$ c'est-à-dire au point Ac de la Figure III-3. L'application de ces coefficients de pondérations permet d'obtenir une relation unique entre le courant et les composantes du champ électrique suivant chacun des axes cartésiens :

$$\left\{ L_{u,k} \left(\frac{\partial I_k}{\partial t} + v^2 \frac{\partial Q}{\partial r} \right) + R I_k \right\} dr_u = \langle E_{u,k} \rangle \quad (\text{III-21})$$

avec :

$$L_{u,k} = \sum_{m,m \cap k} \left[\frac{\delta l_{k,m}}{\Delta l} \sum_{j=1}^4 \left(\langle L_{u,j,m} \rangle p_{u,j,k,m} \right) \right] \quad (\text{III-22})$$

$$\langle E_{u,k} \rangle = \sum_{m,m \cap k} \left[\frac{\delta l_{k,m}}{\Delta l} \sum_{j=1}^4 \left(\langle E_{u,j,m} \rangle p_{u,j,k,m} \right) \right] \quad (\text{III-23})$$

$E_{u,k}$ est la composante de champ électrique moyenne dans la direction u et associée au segment k.

Enfin, la relation (III-21) décrit trois équations orthogonales à cause de la projection initiale effectuée et permettant de passer de (III-15) à (III-17). Ensuite, une recombinaison est effectuée en faisant une projection sur la direction du fil :

$$\left(\sum_{u=x,y,z} \vec{u} \left\{ L_{u,k} \left(\frac{\partial I_k}{\partial t} + v^2 \frac{\partial Q}{\partial r} \right) + R I_k \right\} dr_u \right) \cdot \vec{dr} = \left(\sum_{u=x,y,z} \langle E_{u,k} \rangle \vec{u} \right) \cdot \vec{dr} \quad (\text{III-24})$$

Enfin, l'équation (III-23) se simplifie pour donner la forme finale :

$$L_k \left(\frac{\partial I_k}{\partial t} + v^2 \frac{\partial Q}{\partial r} \right) + R I_k = \langle E_k \rangle \quad (\text{II-25})$$

Avec :

$$L_k = \sum_{u=x,y,z} L_{u,k} dr_u^2, \quad \langle E_k \rangle = \sum_{u=x,y,z} \langle E_{u,k} \rangle dr_u, \quad \sum_{u=x,y,z} dr_u^2 = 1 \quad (\text{III-26})$$

Finalement, la réciprocité du schéma est maintenue par les relations suivantes :

$$J_k = \frac{I_k \Delta l}{\Delta x \Delta y \Delta z} \quad (\text{III-27})$$

où J_k est la densité surfacique de courant associé au segment k et supposé homogène sur le volume d'une cellule de Yee. On définit la densité surfacique de courant associé à une composante de champ électrique par la relation suivante qui fait intervenir les mêmes pondérations présentées ci-dessus :

$$J_{u,j,m} = dr_u \sum_{k,k \cap m} p_{u,j,k,m} \frac{\delta l_{k,m}}{\Delta l} J_k \quad (\text{III-28})$$

La mise à jour de la composante de champ électrique correspondante est :

$$E_{u,j,m}^{n+1} = E_{u,j,m}^n + \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \epsilon_r} \left((\nabla \times \vec{H})_u - J_{u,j,m} \right)^{n+\frac{1}{2}} \quad (\text{III-29})$$

Enfin, l'équation de la charge (III-14) et l'équation (II-25) sont résolues au sens des différences finies.

III.4. Modèle complet d'antenne

Comme nous l'avons évoqué, l'antenne Vivaldi utilisée est difficile à mailler pour deux raisons. D'une part, elle présente une fente mince profilée. D'autre part, l'antenne dans sa configuration finale est inclinée d'où la difficulté de mailler la fente en marche d'escalier au sein du volume FDTD.

Ces conditions nous incitent à trouver un modèle d'antenne qui peut remplacer l'antenne Vivaldi d'origine. À ce stade du manuscrit, un modèle de rayonnement se basant sur des sources dipolaires a été développé. Etant donné qu'il s'agit d'un modèle de rayonnement, le problème de modélisation de l'antenne Vivaldi est résolu pour la partie émission. Par contre

concernant la partie réception le problème existe toujours. D'où la nécessité de trouver un autre modèle plus général pouvant fonctionner à l'émission ainsi qu'à la réception.

III.4.1. Modèle d'antenne utilisant les fils oblique

Plusieurs essais ont été établis afin de trouver le modèle d'antenne le plus adéquat dont ses caractéristiques de rayonnement (diagramme de rayonnement) se rapprocheraient le plus possible de l'original.

Une première approche a été de délimiter le contour de l'antenne par des fils. C'est-à-dire mettre des fils aux endroits où le courant est localisé.

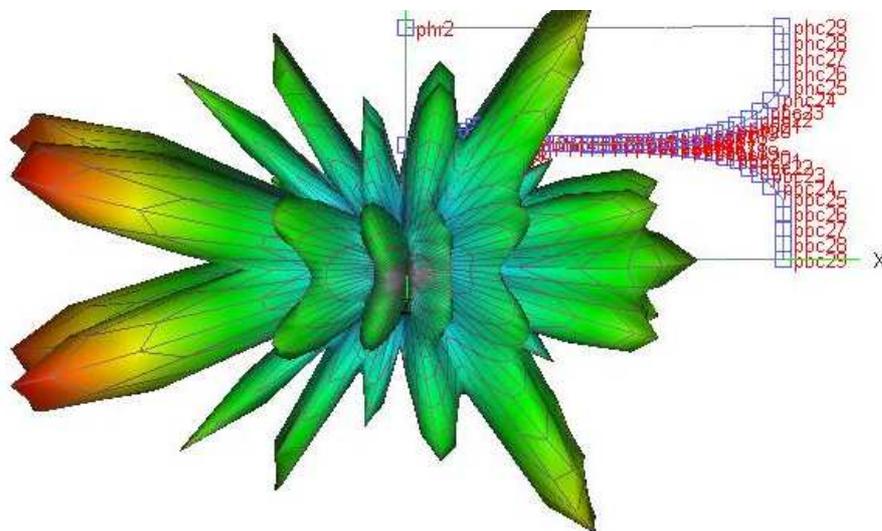


Figure III-4. Modèle d'antenne dont le contour est délimité par des fils et son diagramme de rayonnement

Cependant, cet essai n'a pas abouti à des résultats satisfaisants puisque le diagramme de rayonnement de cette antenne était encore très loin de celui visé (Figure III-4). Son diagramme est très perturbé car le courant circule sur les deux brins de l'antenne ce qui crée un problème de résonance.

Un deuxième essai était de disperser des fils sur toute la surface de l'antenne en gardant la même forme que celle de l'origine mais en essayant de la présenter par des fils.

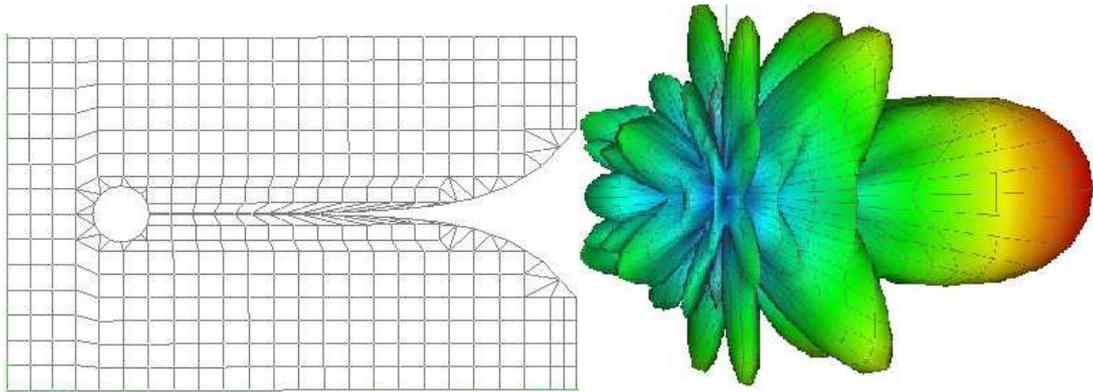


Figure III-5. Antenne représentée par des fils et son diagramme de rayonnement

On remarque une amélioration notable de ce modèle (Figure III-5) par rapport au modèle précédent en ce qui concerne le diagramme de rayonnement mais celui ci présente beaucoup de lobes secondaires qui ont pour effet de réduire de façon importante la puissance rayonnée par le lobe principal.

III.4.1.1. Courant rayonné par l'antenne d'origine et approche proposée

Toutefois, une cartographie du courant mesuré dans le plan de l'antenne montre une concentration du courant le long de la fente et de l'ouverture (Figure III-6, partie gauche), alors que le courant distribué sur le reste de l'antenne est relativement faible et ne contribue que peu au rayonnement de l'antenne.

D'où l'approche proposée qui consiste à représenter le contour à profil exponentiel par des fils obliques là où le courant est concentré (Figure III-6, partie droite). Il s'agit donc d'une antenne qui est composée de deux parties symétriques, chacune comporte N brins de fils connectés entre eux.

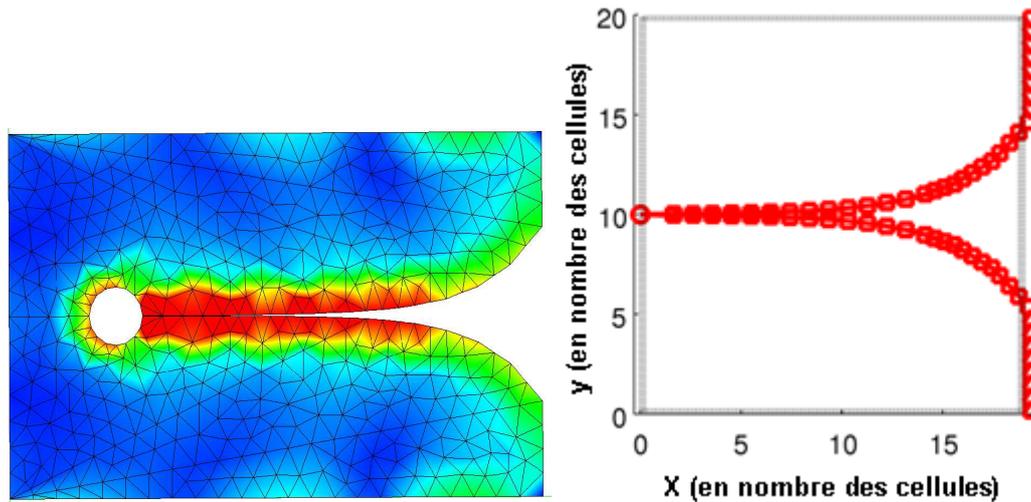


Figure III-6. A gauche : Cartographie du courant mesuré dans le plan de l'antenne. A droite : Modèle d'antenne basé sur les fils obliques chargés

Cependant, la circulation d'un courant dans une antenne filaire génère généralement des résonances et un phénomène de ringing dus à ses extrémités en circuit ouvert. Ces résonances sont responsables d'un allongement conséquent des signaux transitoires rayonnés mais aussi d'une dégradation du taux d'ondes stationnaires à l'entrée de l'antenne.

Or une technique couramment utilisée pour augmenter la bande passante d'une antenne consiste à insérer des charges résistives. Wu et King [58]-[59] ont montré qu'une répartition des charges judicieusement choisie permet d'atténuer progressivement les courants qui se réfléchissent aux extrémités de l'antenne jusqu'à la faire disparaître. Cette technique améliore très sensiblement la forme du signal émis et réduit de façon importante les oscillations parasites non souhaitées.

Le modèle d'antenne mis en jeu consiste donc à placer des fils obliques avec un profil exponentiel et à insérer des résistances sur les deux brins. On obtient donc un modèle d'antenne filaire chargé large bande.

Le procédé de Wu et King est parfois utilisé pour les antennes ULB destinées à imager le sous-sol (GPR) ; il a cependant un inconvénient majeur. L'efficacité de l'antenne est fortement diminuée. Mais nous n'avons pas attaché beaucoup d'importance à ce problème puisque le modèle d'antenne avec les fils obliques chargés va nous servir pour faire les simulations où son fonctionnement restera limité dans un cadre théorique. Toutefois, il est possible de définir un facteur de correction théorique permettant de retrouver le bon niveau.

III.4.1.2. Distribution des charges résistives

Les charges résistives localisées sur les fils obliques le long des deux brins sont calculées selon la théorie de Wu et King en suivant la loi (III-30) :

$$Z(d) = \frac{\eta}{2\pi} \frac{\psi}{l - |d|} \alpha \quad (\text{III-30})$$

avec η l'impédance du milieu où l'antenne est positionnée, $l=0.34$ m est la longueur de chaque brin de l'antenne filaire de rayon $a=10^{-4}$ m, d est la distance entre le générateur et le point considéré au milieu de chaque segment du fil, α (compris entre 0 et 1) est une constante déterminée pour obtenir le meilleur compromis entre bande passante et l'efficacité, ψ est une constante complexe sans dimension déterminée par (III-31).

$$\psi = 2 \left(\sinh^{-1} \frac{l}{a} - c(2k_0 a, 2k_0 l) - js(2k_0 a, 2k_0 l) \right) + j \frac{(1 - e^{-j2k_0 l})}{k_0 l} \quad (\text{III-31})$$

$$\text{avec } k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$$

Les fonctions C et S représentent respectivement le cosinus et le sinus intégral (III-32) et (III-33).

$$C(p, d) = \int_0^x \frac{1 - \cos \sqrt{(u^2 + p^2)}}{\sqrt{(u^2 + p^2)}} du \quad (\text{III-32})$$

$$S(p, d) = \int_0^x \frac{\sin \sqrt{(u^2 + p^2)}}{\sqrt{(u^2 + p^2)}} du \quad (\text{III-33})$$

La constante ψ est complexe mais il est impossible en pratique de réaliser la partie imaginaire de $Z(d)$ c'est la raison pour laquelle on ne tient compte que de la partie réelle.

L'équation (III-30) permet donc de calculer les charges réparties sur les deux brins. Les valeurs sont indiquées dans le tableau 1.

d(m)	0.0166	0.0266	0.0366	0.0466	0.0566	0.0666	0.0766	0.0866
Re(Z)	23.1487	23.8836	24.6666	25.5028	26.3976	27.3575	28.3899	29.5032
d(m)	0.0966	0.1066	0.1166	0.1266	0.1366	0.1466	0.1566	0.1666
Re(Z)	30.7074	32.0141	33.437	34.9922	36.6991	38.5811	40.6666	42.9904
d(m)	0.1766	0.1866	0.1966	0.2066	0.2166	0.2266	0.2366	0.2466
Re(Z)	45.5959	48.5375	51.885	55.7283	60.1865	65.4202	71.6507	79.1928
d(m)	0.2566	0.2666	0.2766	0.2866	0.2966	0.3066	0.3166	0.3266
Re(Z)	88.5096	100.3109	115.7434	136.7876	167.1849	214.952	300.9327	501.5546
d(m)	0.3366							
Re(Z)	1504.663							

Tableau 1 : Résistances réparties sur chaque brin en fonction de la distance au générateur

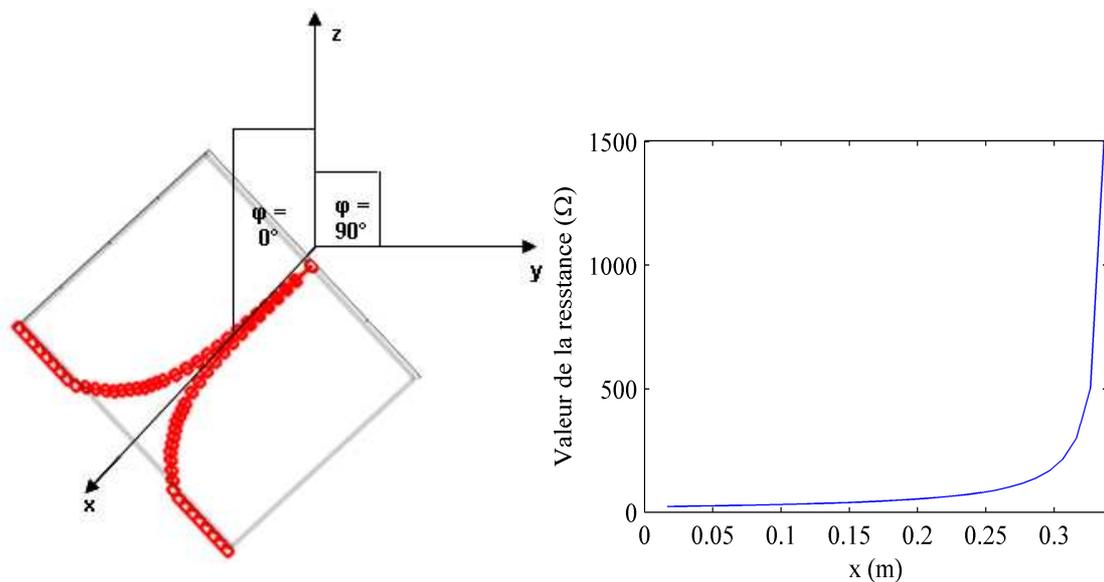


Figure III-7. A gauche : Modèle d'antenne basée sur les fils obliques chargés (situé dans le plan XOY). Adroite : Valeur des résistances en fonction de la position des fils sur l'antenne filaire

Pour valider le modèle d'antenne filaire, nous avons calculé les caractéristiques électromagnétiques de l'antenne Vivaldi, situé dans un plan (XOY), en particulier le champ lointain en coordonnées sphériques (E_θ et E_ϕ) et la directivité pour la fréquence 1,5 GHz. La simulation est effectuée sous « FEKO ». D'autre part, pour valider le modèle d'antenne basée sur le formalisme des fils obliques chargés on a appliqué la démarche expliquée ci-dessus avec la méthode FDTD en utilisant le logiciel « Temsi-FD ».

Ainsi, les composantes verticales (E_θ) et horizontales (E_ϕ) sont observées dans les plans $\phi=0^\circ$ (Figure III-8) et $\phi=90^\circ$ (Figure III-9) pour $\theta=[0-360]^\circ$ et ce pour la fréquence 1.5 GHz. On constate que, dans le cas $\phi=0^\circ$, la composante verticale (Figure III-8. A gauche) est nulle dans les deux cas quand à la composante horizontale (Figure III-8. A droite) on constate que pour $\theta \in [25-155]^\circ$ (rayonnement avant) (repère en coordonné sphérique Figure III-7) le lobe de rayonnement est plus étroit dans le cas de l'antenne Vivaldi. En outre, pour $\theta \in [205-335]^\circ$ (rayonnement arrière) (repère en coordonné sphérique Figure III-7) le niveau du champ rayonné par l'antenne Vivaldi est plus grand que celui du modèle Wu-King modifié.

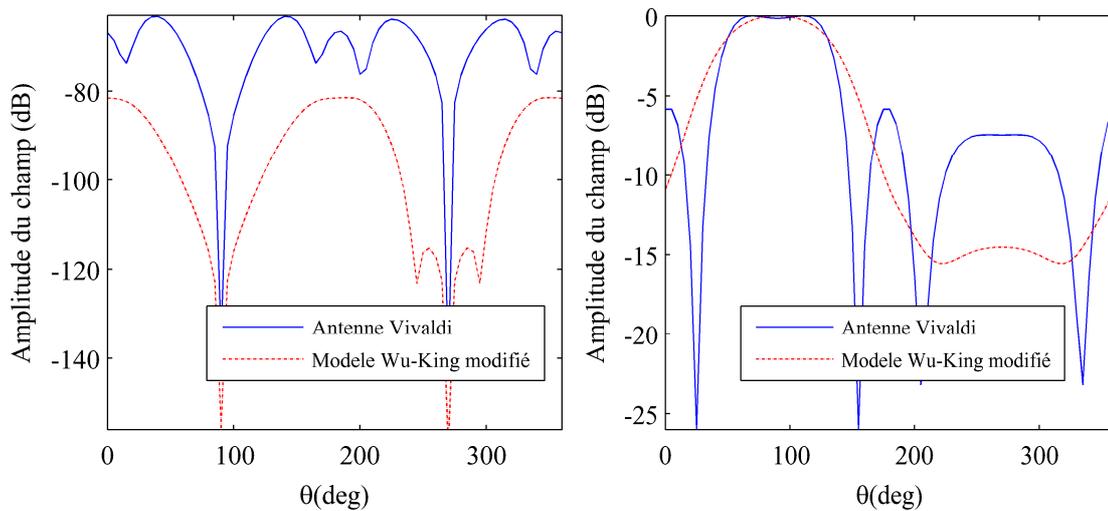


Figure III-8. A gauche : composante verticale E_θ dans le plan $\phi = 0^\circ$. A droite : composante horizontale E_ϕ dans le plan $\phi = 0^\circ$.

Dans le cas du plan $\phi=90^\circ$, on constate une concordance entre les deux antennes en ce qui concerne les directions pour lesquelles le champ s'annule. Concernant la composante verticale E_θ (Figure III-9. A gauche) pour $\theta \in [95-265]^\circ$ (repère en coordonné sphérique Figure III-7), le lobe de rayonnement pour l'antenne Vivaldi est plus étroit que celui du modèle Wu-King modifié, par contre dans le cas de la composante verticale E_ϕ (Figure III-9. A droite) le lobe de rayonnement du Wu-King est plus étroit.

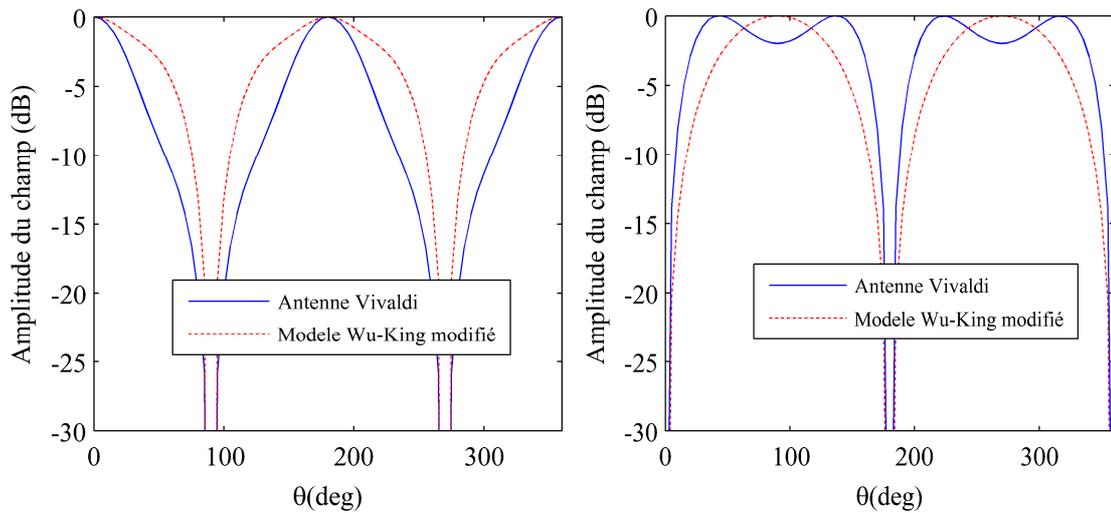


Figure III-9. *A gauche : composante verticale E_{θ} dans le plan $\varphi = 90^{\circ}$. A droite : composante horizontale E_{φ} dans le plan $\varphi = 90^{\circ}$.*

Une autre comparaison plus générale pour la directivité est effectuée dans un volume 3D (Figure III-10). On s'aperçoit que le diagramme de rayonnement du modèle Wu-King a une forme qui s'approche de celui de l'antenne Vivaldi avec notamment une directivité importante dans la direction de rayonnement principale mesurée à la fréquence 1.5 GHz (Directivité = 4.5).

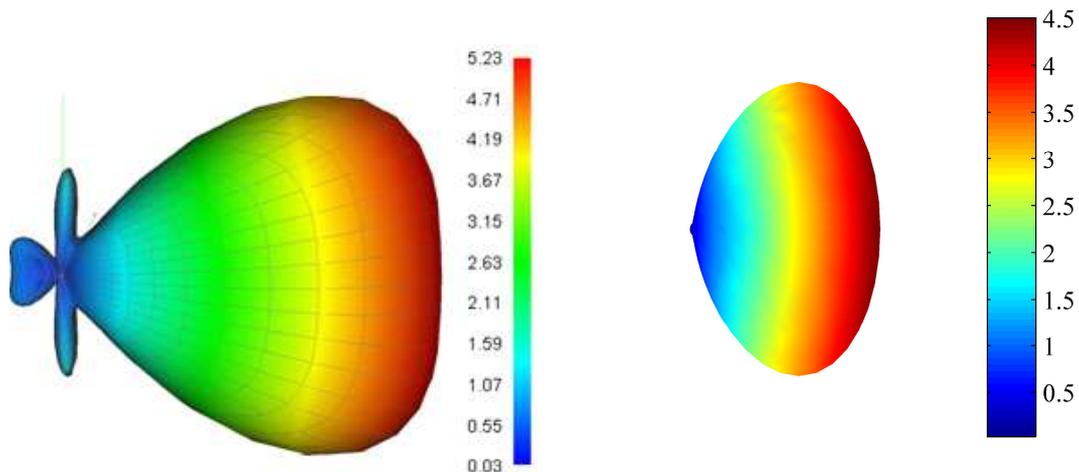


Figure III-10. *Vu 3D de la directivité dans le cas de l'antenne Vivaldi (A gauche) et celui du modèle d'antenne filaire (A droite)*

III.4.1.3. Durée d'impulsion et forme d'onde

Les longues impulsions sont essentiellement réservées aux mesures de courant et de tension qui doivent s'effectuer en régime continu. En présence d'un réflecteur profondément enfoui, elles permettent aussi d'augmenter l'énergie émise dans le sol et donc la profondeur de pénétration des ondes. Par contre les impulsions courtes sont dédiées au sondage d'interfaces proches.

La tension d'excitation appliquée à l'antenne est une impulsion de type sino-gaussienne dont la forme temporelle et son module dans le domaine fréquentiel sont données par :

$$e(t) = A_0 \sin(2\Pi f_0 t) e^{-\frac{(t-t_0)^2}{T^2}} \quad (\text{III-34})$$

$$|e(f)| = A_0 T \sqrt{\Pi} e^{-(\Pi(f-f_0)T)^2} \quad (\text{III-35})$$

Cette sino-gaussienne est centrée à la fréquence f_0 . A_0 est l'amplitude de la sino-gaussienne, t_0 est le retard par rapport à l'origine des temps et T est la largeur de l'impulsion à mi-hauteur.

Cependant, pour déterminer les paramètres caractérisant cette sino-gaussienne, il est utile de fixer l'atténuation aux deux fréquences extrêmes de la bande ($Att_{f_{\max}}$) par rapport au maximum d'amplitude situé à $f=f_0$ et la bande de fréquence correspond à la largeur de la bande spectrale utile (bande= $2.\Delta f$) où la bande utile appartient à $[f_0-\Delta f, f_0+\Delta f]$. Un autre paramètre est utilisé pour définir le pied de la gaussienne dans le domaine temporel Att_0 , il correspond à l'atténuation de la gaussienne à $t=0$ par rapport au maximum d'amplitude. De ces données, on peut déduire les paramètres caractérisant la sino-gaussienne définis par :

$$T = \frac{\sqrt{\ln(Att_{f_{\max}})}}{\Pi \Delta f} \quad \text{et} \quad t_0 = T \sqrt{\ln(Att_0)} \quad (\text{III-36})$$

Dans la suite de nos travaux, les caractéristiques de la sino-gaussienne ont été fixées : $f_0=1.7$ GHz, bande= 2 GHz, $Att_0= 1000$, $Att_{f_{\max}}=10$. La scène modélisée contient une seule antenne à l'émission et une seule antenne à la réception (Figure III-12. A gauche). Les deux antennes sont inclinées de 7° et sont placées à une hauteur $h=50$ cm par rapport au sol lisse (hauteur du point d'alimentation des antennes jusqu'au sol lisse). Le sol a une permittivité relative $\epsilon_r=3$.

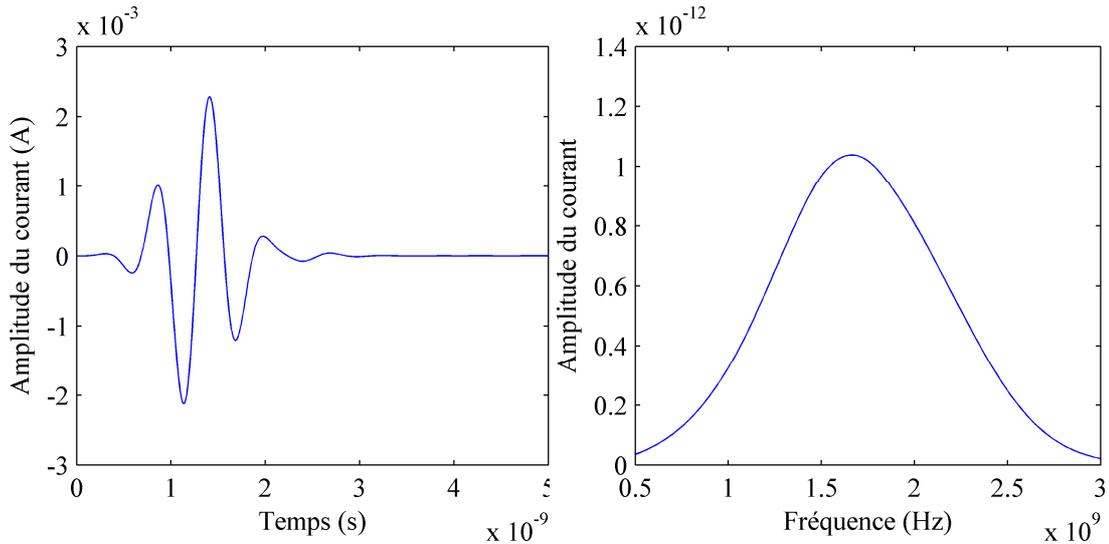


Figure III-11. Forme temporelle (à gauche) et fréquentielle (à droite) du courant émis par l'antenne pour une tension d'excitation qui a une forme d'une sino-gaussienne.

Cette sino-gaussienne (Figure III-11.A gauche) a une durée de 2 ns.

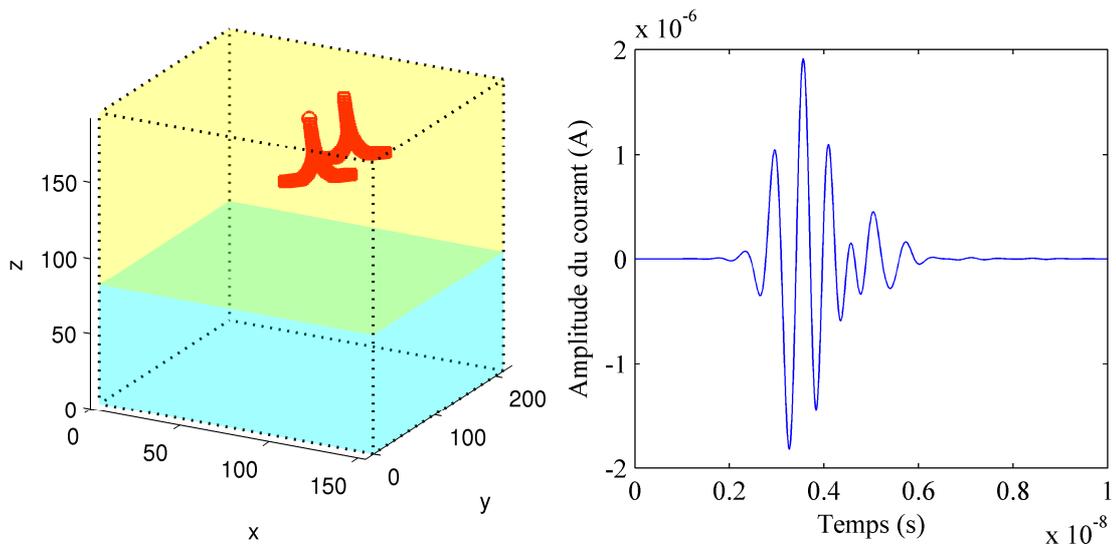


Figure III-12. Schéma de modélisation avec les deux antennes et le sol (à gauche). Signal mesuré à la réception (à droite)

Les antennes ULB (ultra large bande) sont caractérisées à l'aide de leur réponse impulsionnelle dans le domaine temporel ou de leur fonction de transfert dans le domaine fréquentiel.

En effet, pour une antenne non dispersive le centre de phase est fixe ce qui revient à dire que chaque composante fréquentielle du champ doit pouvoir rayonner en même temps. Le fait qu'une antenne soit non dispersive peut être expliqué par le fait que le temps de groupe est constant ou encore que la phase doit varier linéairement avec la fréquence.

Dans le cas de la réception, le signal mesuré (Figure III-12) montre un comportement de l'antenne peu dispersive par comparaison au signal de référence (Figure III-11.A gauche). On conclue que ce modèle d'antenne ne distord pas l'impulsion émise ou que c'est une antenne peu dispersive. A noter que ce signal est celui qui a été reçu sur l'antenne de réception après avoir soustrait le couplage direct qui vient de l'antenne d'émission.

III.5. Facteur d'antenne (FA)

Pour connaître la valeur du champ électrique détecté par l'antenne de réception, on a coutume de définir une grandeur notée FA appelée facteur d'antenne. Le FA est le rapport entre le courant et le champ à l'entrée de l'antenne et sa connaissance permet de relier simplement le champ électrique au courant mesuré.

$$FA(f) = i(f) / e(f) \tag{III-37}$$

Avec $i(f)$ le courant en fréquentiel mesuré au niveau du circuit de réception, $FA(f)$ le facteur d'antenne et $e(f)$ le champ en fréquentiel.

Cependant, vu que le système d'émission est composé de quatre antennes rassemblées en deux doublets placés orthogonalement l'un par rapport à l'autre, il est intéressant de calculer le facteur d'un doublet d'antenne (Figure III-13).

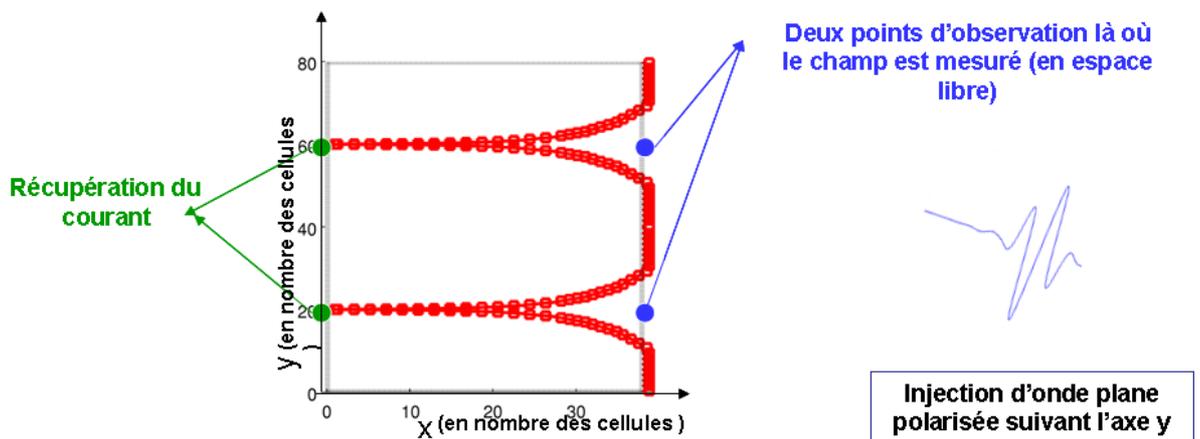


Figure III-13. Schéma représentatif du calcul de FA pour un doublet d'antenne

Pour calculer le FA, l'antenne est illuminée par une onde plane polarisée conformément à la polarisation principale de l'antenne soit E_y . On récupère le courant au pied de l'antenne

(Figure III-13). Le champ au niveau de l'ouverture de l'antenne peut être calculé analytiquement en utilisant l'équation :

$$E^{inc} = E_0 e^{-j\vec{k} \cdot \vec{r}}$$

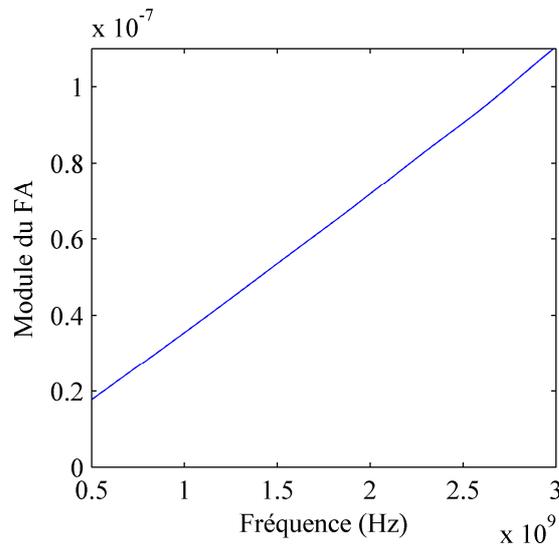


Figure III-14. Module du facteur d'antenne pour un doublet d'antenne

On constate que le module de FA est une fonction linéaire et croissante en fonction de la fréquence.

III.6. Synthèse de polarisation

La polarisation de l'onde est décrite par la position du champ électrique dans le plan d'onde en émission et en réception. Pouvoir choisir la polarisation de l'onde incidente et mesurer toute la polarisation de l'onde rétrodiffusée nous apporte plus d'informations sur la cible que si nous effectuons des observations dans une seule polarisation.

Effectivement la polarisation de l'onde incidente est modifiée différemment après réflexion suivant la nature, la structure et la forme des matériaux observés.

Dès lors, la polarimétrie exploite la nature vectorielle du champ électromagnétique et l'interaction avec la cible imagée. Les principaux apports de la polarimétrie sont la description et la caractérisation des cibles et leur classification. Les données polarimétriques ont été utilisées dans le cadre de plusieurs applications, entre autres, en agronomie, dans l'urbain, en cartographie et pour la classification entre la glace fine et les surfaces d'eaux.

III.6.1. Définition d'un radar polarimétrique

Pour produire une onde dont on peut modifier la polarisation selon les besoins, il est nécessaire d'émettre des signaux avec des composantes dans deux polarisations orthogonales. Les deux polarisations de base les plus fréquemment utilisées sont les polarisations linéaires horizontale H et verticale V. Les radars sont normalement conçus pour émettre soit des ondes polarisées horizontalement soit des ondes polarisées verticalement. Elles se définissent par rapport à une référence telle que le plan tangent à la surface de la terre.

Concernant la mission Exomars, Wisdom va réaliser des mesures polarimétriques puisque plusieurs observations avec plusieurs polarisations augmentent significativement la capacité du radar pour retrouver les propriétés des réflecteurs (la dimension, la forme et la nature) et la rugosité des interfaces.

En effet un radar polarimétrique ou un radar à quadruple polarisation émet les ondes dans deux polarisations orthogonales et les détecte dans les mêmes polarisations. On choisit souvent les polarisations H et V à partir desquelles on peut créer quatre canaux de réception (HH, VV, HV et VH) dont on mesure l'amplitude et la phase. Les signaux mesurés de ces quatre canaux donnent toutes les données nécessaires à la mesure des propriétés diffusantes de la cible, c'est pourquoi on dit du radar à quadruple polarisation qu'il est totalement polarimétrique.

On définit les différentes polarisations de la façon suivante :

- HH : transmission et réception horizontale
- VV : transmission et réception verticales
- HV : transmission horizontale et réception verticale
- VH : transmission verticale et réception horizontale

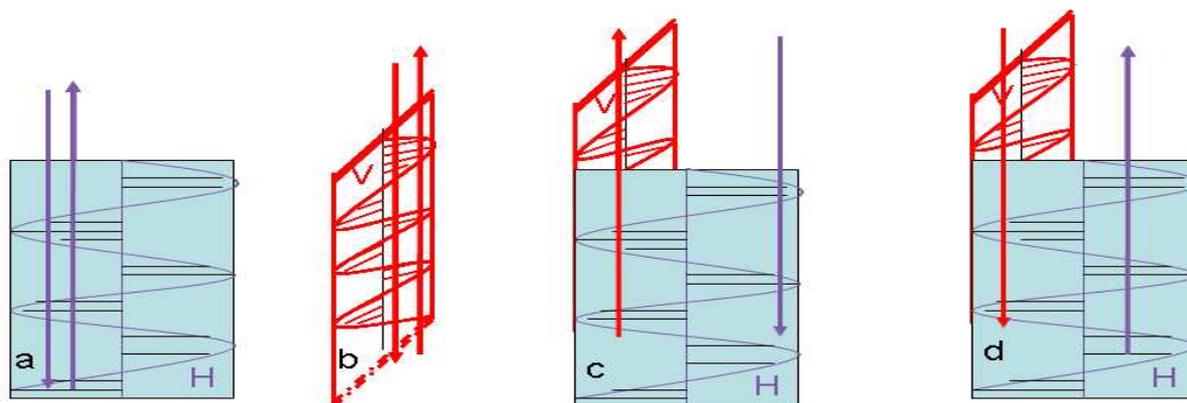


Figure III-15. a. Onde émise et reçue par un radar fonctionnant en mode de polarisation horizontale en émission et en réception ou mode HH.
b. Onde émise et reçue par un radar fonctionnant en mode de polarisation verticale en émission et en réception ou mode VV.
c. Ondes émise et reçue par un radar fonctionnant en mode de polarisation horizontale en émission - polarisation verticale en réception ou mode HV.
d. Ondes émise et reçue par un radar fonctionnant en mode de polarisation verticale en émission - polarisation horizontale en réception ou mode VH.

Les deux canaux des radars à double polarisation ne collectent qu'une partie des informations sur les propriétés diffusantes de la cible. Ainsi un radar peut générer une co-polar horizontale (HH) (polarisation principale), une co-polar verticale (VV) (polarisation principale), une Cross-polar (polarisation croisée) (HV ou VH), une double polarisation (HH+HV ou VV+VH) ou un quadruple polarisation (HH+HV+VV+VH) et ce avec une variété de résolutions spatiales.

Chaque signal reçu par le capteur (HH, HV, VV ou VH) possède une sensibilité particulière à diverses caractéristiques ou propriétés de surface. De plus les données multi-polarisées peuvent être utilisées pour générer les signatures polarimétriques des éléments de surface, une information importante pour la caractérisation des mécanismes de rétrodiffusion du signal radar.

III.7. Synthèse des différents cas de polarisation

III.7.1. Calcul du couplage entre les antennes d'émission et de réception

Avant de procéder à la synthèse de différents cas de polarisations, il est nécessaire de mentionner que deux antennes proches s'influencent mutuellement par couplage

électromagnétique. Ce couplage doit être pris en compte car il change les propriétés des antennes (impédance d'entrée et le rayonnement de l'antenne).

Cependant, les antennes d'émission et de réception à bord du Rover sont découplées puisqu'un matériau absorbant est utilisé pour empêcher le couplage entre les antennes. Toutefois, dans les simulations que nous avons effectuées en utilisant le modèle d'antenne filaire, cet effet de couplage existe puisque les antennes ne sont pas protégées. Par conséquent, ces effets de couplage doivent être mesurés pour être pris en compte dans les diverses simulations. Or pour calculer ce couplage, l'ensemble des antennes est placé dans l'espace libre (Figure III-16). Les antennes émettrices seront excitées de la même façon que pour calculer les différents cas de polarisation en utilisant la méthode expliquée ci-dessous. Ensuite, le courant est mesuré sur les deux paires d'antennes de réception.

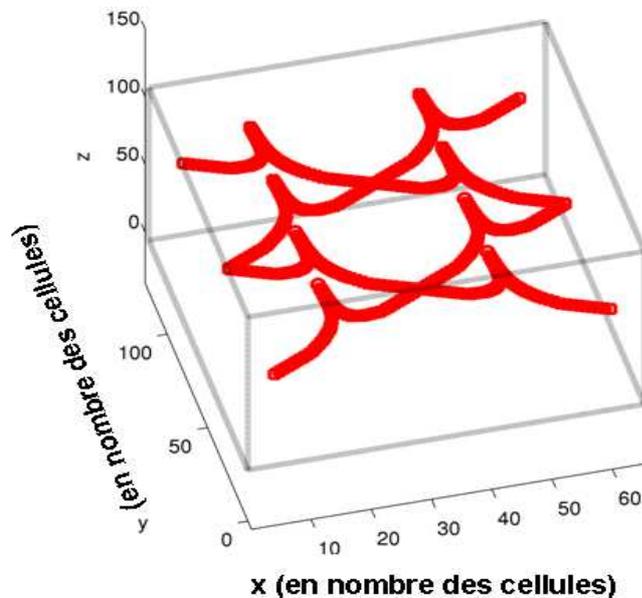


Figure III-16. L'ensemble des antennes (modèle filaire) en configuration semblable à celle de la mission Exomars

III.7.2. Synthèse de la polarisation HH-HV

Pour synthétiser les quatre polarisations (HH, HV, VV et VH), une méthode temporelle simple a été définie. Afin de synthétiser les polarisations HH et HV, les deux paires d'antennes d'émission sont alimentées de façon à émettre une onde polarisée horizontalement. A la réception, on mesure le courant temporel sur les deux paires d'antennes. Une fois le courant temporel calculé, on retranche le couplage direct entre les antennes. Ensuite, en

sommant les courants sur les deux paires d'antennes de réception, on obtient la polarisation HH et en effectuant la différence des courants on obtient la polarisation HV (Figure III-17).

Polarisation H à l'émission => A la réception I_1+I_2 => on obtient la polarisation HH

Polarisation H à l'émission => A la réception I_3-I_4 => on obtient la polarisation HV

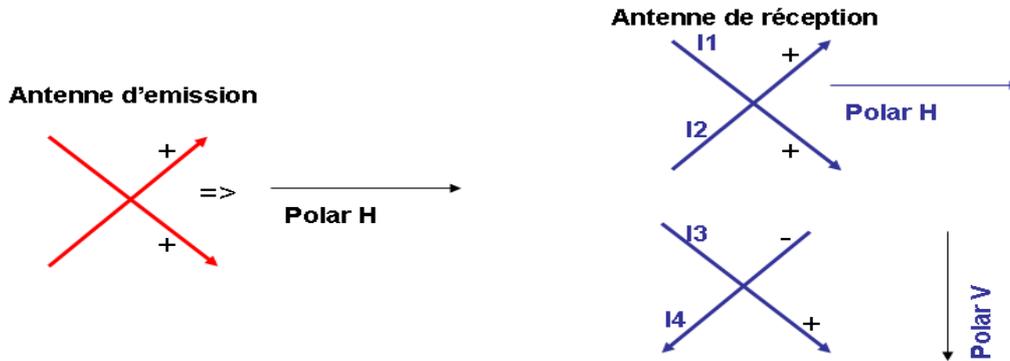


Figure III-17. Calcul des polarisations HH et HV (vu de haut des antennes)

III.7.3. Synthèse de la polarisation VH-VV

Pour synthétiser les polarisations VV et VH, les antennes d'émission sont alimentées de façon à qu'elles émettent une onde polarisée verticalement. On mesure les courants sur les deux paires d'antennes de réception. Ensuite, on retranche le couplage direct. En effectuant la somme des courants sur les deux paires d'antennes, on acquiert la polarisation VH et en effectuant la différence on obtient la polarisation VV.

Polarisation V à l'émission => A la réception I_1+I_2 => on obtient la polarisation VH

Polarisation V à l'émission => A la réception I_3-I_4 => on obtient la polarisation VV

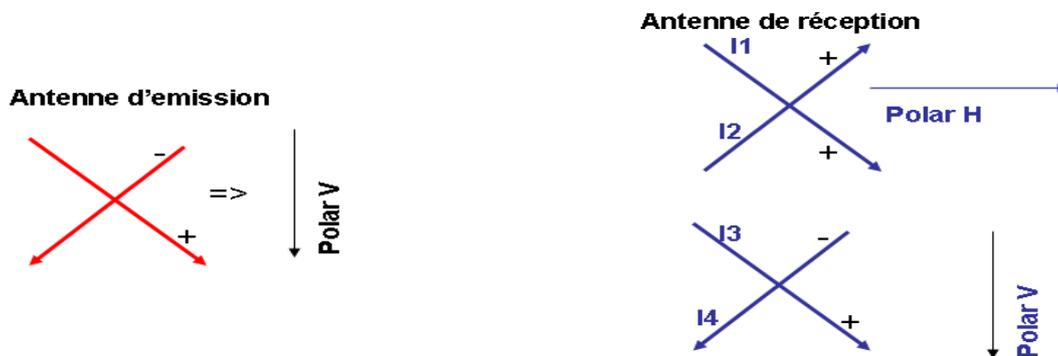


Figure III-18. Calcul des polarisations VV et VH (vu de haut des antennes)

III.7.4. Comportement polarimétrique du radar complet

Afin de vérifier la méthode permettant de prédire le comportement polarimétrique du radar Wisdom, nous avons modélisé les antennes de Wisdom placé au-dessus d'un sol diélectrique de permittivité relative $\epsilon_r=3$ et présentant une interface air-sol lisse.

Les signaux mesurés en Co-polar (HH et VV) sont au moins dix fois plus élevés que ceux mesurés en Cross-polar (HV et VH) (Figure III-19. A gauche). Ces différences de niveau entre le Co-polar et le Cross-polar respectent une certaine logique par rapport à la théorie de diffusion.

En effet, on distingue deux types de réflexion : une réflexion spéculaire et une réflexion en diffusion. La réflexion spéculaire est associée à la réflexion sur une surface plane qui permet à l'onde de changer de direction sans pour autant modifier la polarisation et la trajectoire des ondes. Dans le cas où on émet une onde polarisée horizontalement (polar H), le sol lisse ne modifie pas la polarisation du signal réfléchi. Et dans ce cas le signal reçu en polarisation H sera favorisé par rapport à celui reçu en polarisation V et par conséquent le niveau de polarisation HH sera plus important que celle de la polarisation HV.

De la même façon, si on envoie une onde polarisée verticalement (polar V), le sol lisse ne va pas modifier la polarisation de l'onde incidente et dans ce cas l'onde reçue en polarisation V sera plus importante que celle en polarisation H. En conséquence la polarisation VV sera favorable par rapport à la polarisation VH

Les signaux mesurés en Cross-polar (HV et VH) ne pourront s'apprécier qu'en introduisant un certain degré de rugosité au niveau du sol. Et dans ce cas la diffusion est associée à la présence d'une interface rugueuse. En effet, lors d'une réflexion diffuse, l'onde est déviée et la trajectoire des ondes changent les uns par rapport aux autres. En d'autre sens l'onde diffusée est dépolarisée par rapport à l'onde incidente. Sur Mars, la rugosité du sol favorise la Cross-polar au dépend de la Co-polar comme on le verra dans la suite.

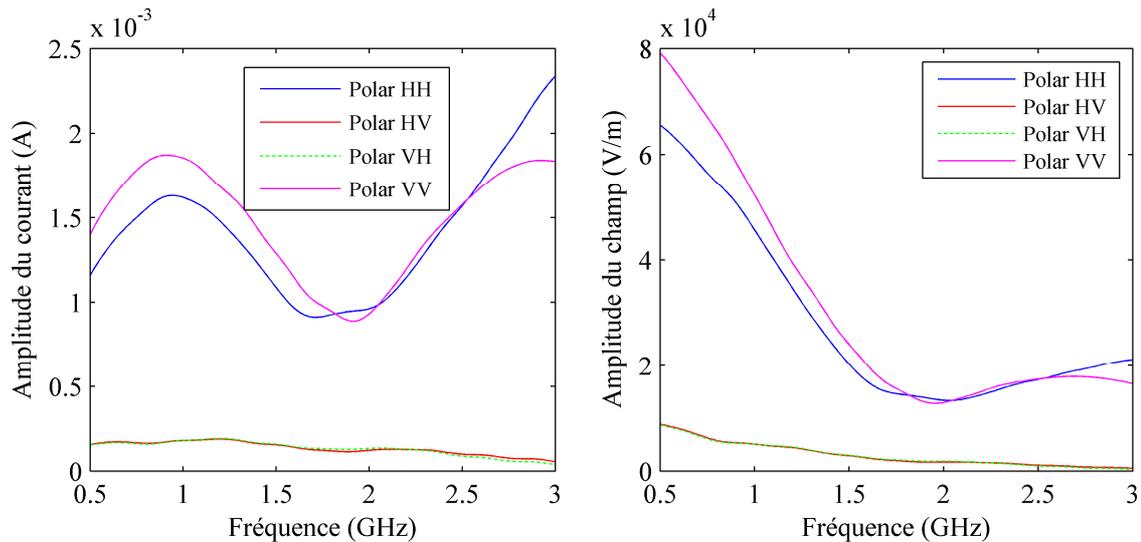


Figure III-19. A gauche : courant pour les polarisations (HH, HV, VH et VV) dans le cas d'une interface air-sol lisse. A droite : Champ pour les polarisations (HH, HV, VH et VV) après application de la fonction de transfert.

Maintenant, nous allons voir comment le niveau du signal en Cross-polar va être modifié par rapport à celle en Co-polar si on introduit un certain degré de rugosité au niveau de l'interface air-sol. Pour ce faire, on a effectué cinq simulations dont une correspond au cas sol lisse, il est pris comme cas de référence. Les quatre cas restants représentent les cas où le sol est rugueux avec un degré de rugosité croissant :

La figure (Figure III-20) montre que dans le cas Co-polar HH et VV, le niveau du courant correspondant au cas sol lisse est plus grand que ceux correspondant aux sols rugueux. Et au fur et à mesure que le sol devient plus rugueux (H_{rms} augmente pour L_c constante), le niveau du courant décroît.

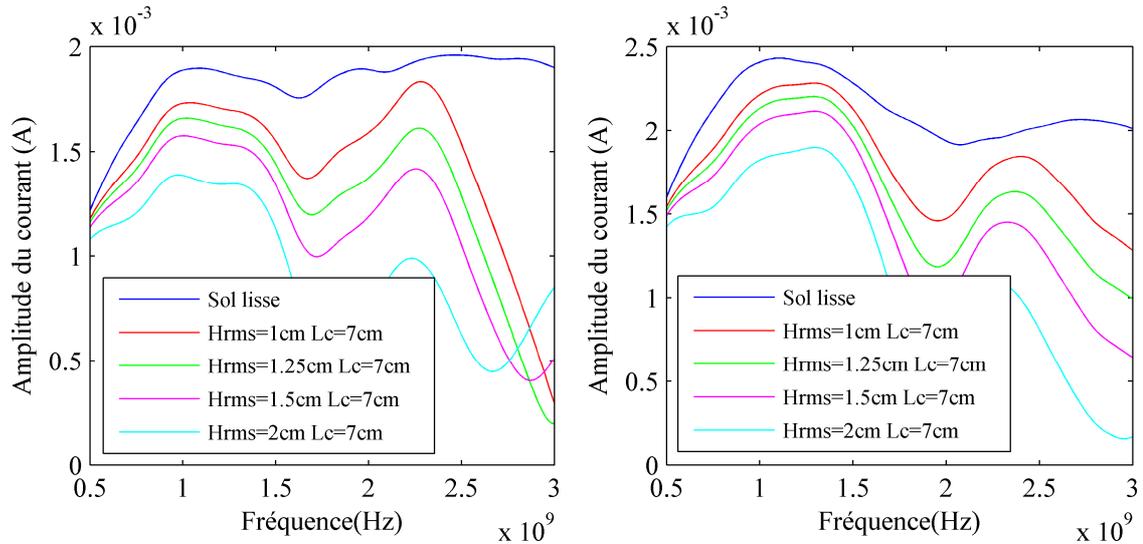


Figure III-20. Évolution du courant en fonction de la rugosité du sol dans le cas de la polarisation HH (à gauche) et de la polarisation VV (à droite)

Dans le cas de la Cross-polar HV et VH (Figure III-21), on remarque que contrairement au cas précédent le niveau du courant correspondant au cas sol lisse est inférieur à celui des cas sol rugueux. Plus le degré de rugosité augmente plus le niveau du courant reçu sur la Cross-polar devient important.

Ce phénomène peut être expliqué par le fait qu'en présence du sol lisse, la polarisation de l'onde réfléchiée par le sol lisse ne varie pas. Il en résulte que le courant reçu sur la Cross-polar est théoriquement nul. Mais dès que le sol devient rugueux, la polarisation de l'onde diffusée change de polarisation et le niveau du courant reçu sur la Cross-polar est favorisée au dépend de celle reçue sur la Co-polar.

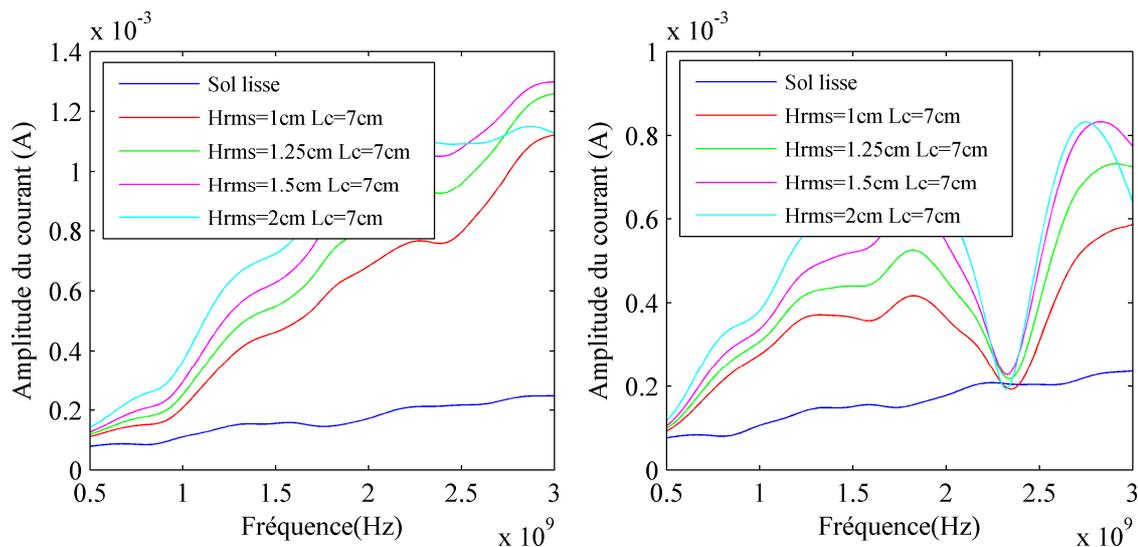


Figure III-21. Évolution du courant en fonction de la rugosité du sol dans le cas de la polarisation HV (à gauche) et de la polarisation VH (à droite)

III.8. Conclusion

Compte tenu du fait que l'antenne Vivaldi est difficile à mailler et que le modèle de rayonnement basée sur les sources dipolaires est un modèle incomplet fonctionnant uniquement en émission, il était indispensable de définir un autre modèle.

Le formalisme de Holland a montré ses limites pour être un candidat permettant de modéliser un système antenne filaire incliné dans le volume de calcul. Pour ce faire, une extension de ce formalisme aux fils obliques est proposée. Un modèle d'antenne filaire basé sur le formalisme des fils obliques a ainsi été développé. Ce modèle d'antenne présente à ses extrémités un circuit ouvert d'où la nécessité de la charger avec des résistances qui suivent la loi de Wu et King. C'est ainsi qu'un modèle d'antenne large bande et peu dispersif a été mis en œuvre. Ensuite, les caractéristiques de rayonnement de ce modèle d'antenne ont été comparées avec celle de l'antenne Vivaldi d'origine simulé avec Feko. Ensuite, on s'est servi de ce modèle d'antenne pour développer une méthode permettant de calculer les Co- et Cross-Polar et autorisant la synthèse d'un radar polarimétrique. Finalement, l'étude préliminaire d'un radar polarimétrique a été effectuée.

Chapitre IV

Prédiction comportementale du radar

Wisdom

IV.1. Introduction

L'interaction d'une onde plane avec une surface plane lisse est un des mécanismes se décrivant par les lois de la réflexion ou de la réfraction de Snell-Descartes ; les modifications de phase et d'amplitude sont données par les lois de Fresnel. Toutefois, ces lois simples sont loin de rendre compte de tous les phénomènes observés.

Ce chapitre s'articule autour de plusieurs points. Dans un premier temps nous présentons le concept de surface rugueuse, quelles soient déterministes ou statistiques ainsi que les différentes méthodes permettant de les décrire. Ces modèles permettront alors d'alimenter les scènes à modéliser dans un cas réaliste de sol rugueux. Dans un deuxième temps, on présentera une méthode permettant la modélisation rapide d'une scène. Cette méthode permet de simuler le déplacement d'un radar en tronquant la scène globale en sous-scène tout en respectant une certaine position du radar au sein des sous-scènes et le temps de simulation en fonction de la profondeur à sonder. Dans un troisième temps, nous présenterons une méthode permettant de caractériser un profil rugueux en détaillant deux approches développées en régime impulsionnel et fréquentiel qui permettent de connaître les lois de variation de la hauteur suivant l'interface air-sol. Ensuite, on détaillera une méthode permettant de mesurer la permittivité dans le cas du radar Wisdom pour lequel l'onde incidente est émise suivant une direction oblique. Dans la suite, le cas d'interface faiblement rugueuse sera considéré pour permettre de dégager des mécanismes physiques simples.

IV.2. La rugosité

La rugosité est un paramètre physique qui caractérise l'état de surface d'un objet.

On peut classer les surfaces rugueuses en deux grandes catégories :

- Les surfaces naturelles comme les surfaces de mer, les surfaces rocheuses, les surfaces recouvertes par de la neige....
- Les surfaces artificielles comme les surfaces optiques, les revêtements muraux ou routiers, les revêtements de navires, de mobiliers....

Concernant la mission Exomars, les différentes strates géologiques sont séparées par des couches rugueuses. Comme illustré sur la Figure IV-1 , cette figure montre la stratigraphie

géologique du sous-sol martien. Cette description simplifiée, basée sur le modèle général du sous-sol Martien établi par Clifford en 1993 [60]-[63], est très approximative en termes de minéralogie. Cette description est appropriée pour une évaluation des performances des futurs instruments géophysiques destinés à la recherche de l'eau dans le sous-sol de Mars. Cependant entre les différentes strates, on observe parfois des zones rugueuses et parfois des zones lisses.

Quelles soient naturelles ou artificielles, les surfaces rugueuses peuvent être caractérisés de façon déterministes ou statistiques (on définira ces deux notions dans les paragraphes suivants).

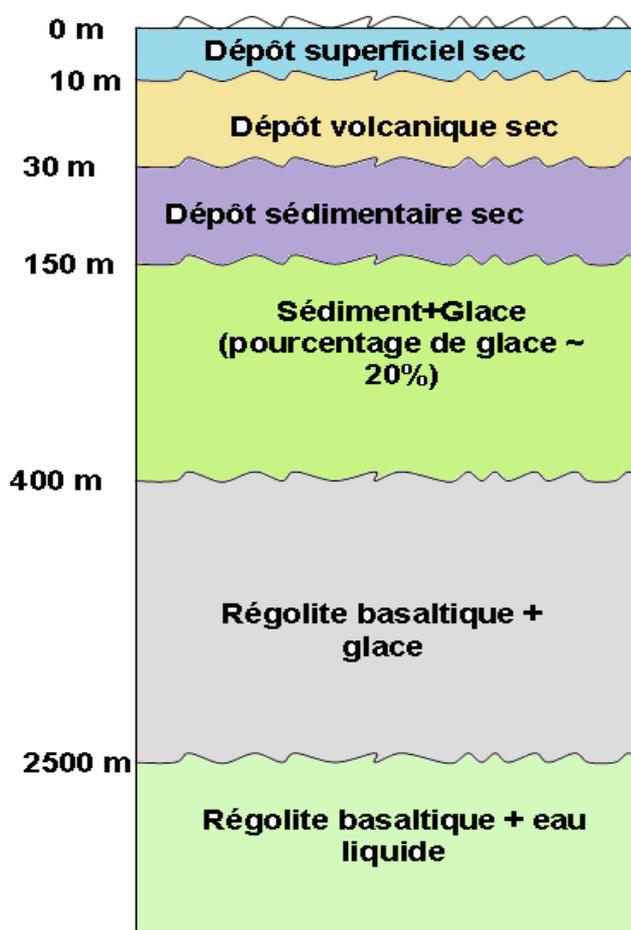


Figure IV-1. Modèle géologique du sol martien qui montre les différentes strates séparées par des interfaces rugueuses

IV.3. Paramètres de rugosité

L'interaction des ondes électromagnétiques avec le sol demeure un problème très complexe en raison du nombre élevé de paramètres entrant en jeu dans le phénomène de

rétrodiffusion du signal radar, et les travaux poursuivis par les différentes équipes à travers le monde ont mis en évidence la nécessité de prendre en compte l'ensemble des propriétés du sol (géométriques et diélectriques) afin d'envisager l'évaluation d'un paramètre du sol à partir des données radar.

Cependant, la rugosité d'une surface est un paramètre qui est peut être facilement appréhendé. Toutefois lorsqu'on souhaite mesurer cette rugosité, l'affaire est autrement plus compliquée. Les premiers rugosimètres datent de la fin des années 1930, dans les grands pays industriels, certaines professions ont développé leurs propres méthodes de calcul et défini leurs propres paramètres caractérisant la rugosité.

Les instruments de mesure normalisés sont des systèmes à contact qui balayent la surface à caractériser suivant une direction donnée, et sur une certaine longueur. Tout commence donc par l'acquisition d'un profil, auquel on applique ensuite des formules mathématiques pour en extraire différents paramètres. En effet, la difficulté à appréhender la rugosité vient du fait que c'est un paramètre statistique. Et du moment que l'on rentre dans le cadre des statistiques, on peut toujours interpréter le signal de différentes façons.

Toutefois, il existe plusieurs paramètres plus ou moins répandus dans la littérature permettant de décrire un profil rugueux. Un profil rugueux est défini par une fonction $h(x,y)$. Une surface rugueuse peut statiquement être caractérisée par deux paramètres :

- H_{rms} (hauteur quadratique moyenne)
- L_C (longueur de corrélation)

H_{rms} renseigne sur la variation verticale de la hauteur du profil. En désignant la hauteur moyenne du profil par $\langle h \rangle$, alors il est évalué à laide de :

$$H_{rms} = \sqrt{\lim_{L_x, L_y \rightarrow +\infty} \frac{1}{L_x L_y} \int_{x=0}^{L_x} \int_{y=0}^{L_y} (h(x, y) - \langle h \rangle)^2 dx dy} \quad (IV-1)$$

avec $M(x,y)$ constitue l'ensemble des points appartenant à une surface rugueuse.

L'autre paramètre largement répandu dans la littérature est L_C (IV-2.a) : il renseigne sur les caractérisations horizontales du profil en désignant la longueur caractéristique d'un défaut. L_C est déduite de la fonction d'autocorrélation du profil. Cette fonction traduit le degré de ressemblance entre deux points de profil en fonction de leur écartement. Elle est définie par le

décalage pour lequel la fonction d'auto corrélation normalisé d'un profil vaut $1/e$. Rappelons que la fonction d'auto corrélation normalisée d'une surface rugueuse est décroissante. Elle vaut 1 en $r = 0$ (maximum de corrélation) et tend vers 0 lorsque L tend vers l'infini.

$$Corr(r) = \frac{1}{H_{rms}^2} \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{L} \int_0^L (h(x) - \langle h \rangle) \cdot (h(r+x) - \langle h \rangle) dx \quad (IV-2.a)$$

$$Corr(Lc) = \frac{1}{e} \quad (IV-2.b)$$

IV.3.1. Profil déterministe

Un moyen très précis de caractériser un profil rugueux est de connaître sa hauteur en tout point. On parle de description déterministe des profils rugueux. Malgré un long temps d'acquisition, l'intérêt d'avoir un tel niveau de précision est double. D'une part, il est possible d'évaluer le terme de diffusion sur un profil réel. D'autre part, il est possible de calculer les paramètres statistiques de la rugosité tels que la hauteur quadratique moyenne H_{rms} et la longueur de corrélation L_c .

IV.3.2. Profil statistique

L'intérêt d'une description statistique est d'approcher avec le moins de paramètres possibles et de façon appropriée un profil rugueux. Dans ce cas, un profil rugueux peut être généré à partir des paramètres statistiques tels que H_{rms} et L_c .

Un autre avantage de la description statistique par rapport à une description déterministe c'est que les techniques d'acquisition déterministe s'avèrent plus complexes, il est alors plus aisé de générer des surfaces statistiques que de recourir à une méthode déterministe pour représenter les surfaces rugueuses.

IV.3.3. Modélisation de la surface martienne

Dans de nombreuses applications et notamment dans le domaine radar, il est nécessaire d'introduire dans les logiciels de simulation, des modèles de sols rugueux se rapprochant au mieux de la réalité. En effet, outre les discontinuités électromagnétiques, d'autres caractéristiques du terrain sont susceptibles d'influencer la rétrodiffusion des ondes. La rugosité du sol ou des interfaces du sous-sol gouverne la rétrodiffusion des ondes émises. Elle

peut limiter de façon importante le fonctionnement d'un radar monostatique en réduisant l'amplitude de l'onde réfléchi dans la direction spéculaire (Figure IV-2).

Il s'agit alors de caractériser la rugosité de l'interface puis de calculer la diffusion. Cette diffusion contiendra l'information recherchée. Avant tout traitement, il faut quantifier ou caractériser la rugosité puis simuler la diffusion qui calcule l'atténuation d'une onde électromagnétique réfléchi dans plusieurs directions.

En ce qui concerne la mission Exomars, l'un des objectifs est de cartographier le sol martien, ce qui nécessite d'introduire dans les simulations un modèle de surface du sol martien dont le niveau de rugosité se rapprocherait le plus possible du cas réaliste.

On présentera dans ce qui suit deux techniques permettant d'introduire la rugosité au niveau d'une interface. Dans un premier temps on décrira de la méthode fractale qui se base sur un algorithme itératif. Ensuite on parlera de la méthode spectrale qui sera retenue.

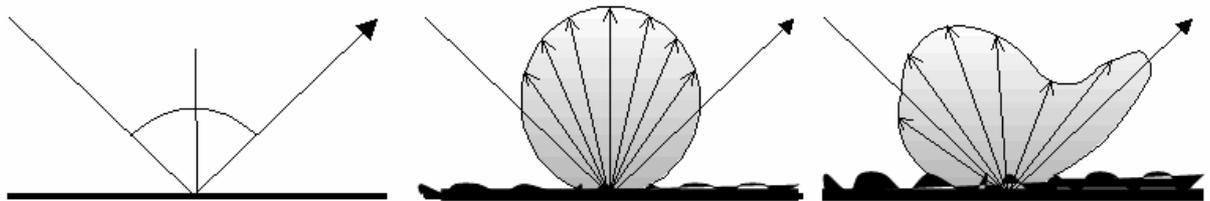


Figure IV-2. a-Réflexion spéculaire b-Réflexion partiellement diffuse c-Réflexion diffuse

IV.3.3.1. Génération des surfaces rugueuses par méthode fractale

La construction des fractales est basée sur un principe de récursivité. Si on regarde une fractale à des échelles différentes, on retrouve le même motif. C'est ce motif qui est la base de la fractale. En effet, pour construire une fractale, on considère une forme très simple. Le terme "fractale" a été introduit par Benoît Mandelbrot [64]-[65] au cours des années 70. L'objectif de Mandelbrot et ensuite de J.F. Gouyet [66] et B. Sapoval [67], a été de créer un domaine mathématique nouveau destiné à décrire la structure des objets et de phénomènes, naturels ou créés par l'homme.

La propriété que possède une partie d'un objet d'être exactement semblable à l'objet lui-même à une dilatation près, s'appelle la similitude interne ou l'autosimilarité. En d'autre terme le fractal est identique ou apparaît pratiquement identique à lui même à plusieurs échelles.

Les ensembles fractals jouent un rôle central dans de très diverses théories scientifiques. Il s'agit, par exemple, de la forme des nuages, des pépites d'or, des côtes maritimes, des hautes montagnes, de la répartition des galaxies dans l'espace ou encore de la turbulence.

Généralement on caractérise un objet fractal à partir d'un paramètre numérique noté D appelé dimension fractale avec :

$$D_s = \frac{\ln \eta}{\ln(1/k)} \quad (\text{IV-3})$$

Par exemple, quand la fractale est construite à partir d'un algorithme itératif, la dimension de similarité D_s est donnée par l'équation (IV-3). En effet, à l'étape de construction i , la structure est constituée de η répliques de celle obtenue à l'étape $(i-1)$, chaque réplique étant réduite d'un rapport d'homothétie k .

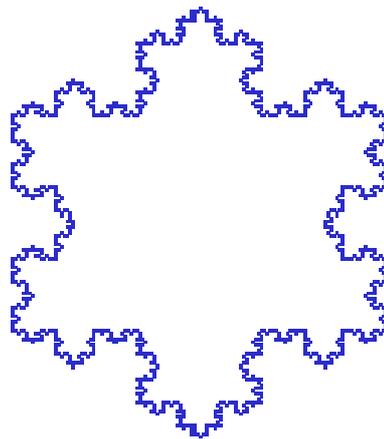


Figure IV-3. Le flocon de neige de Von Koch

Citons quelques exemples de courbes fractales. L'exemple le plus célèbre de courbe fractale est celui du flocon de neige de Von Koch (Figure IV-3). A partir d'un segment de droite divisé en trois sous segments égaux, on construit un triangle équilatéral ayant pour base le segment médian. Ensuite on supprime le segment qui était la base du triangle. Au bout de cette étape, on obtient une nouvelle figure (Figure IV-4). Nous pouvons répéter ce procédé indéfiniment en subdivisant chaque fois les segments en trois parties dont la partie centrale est remplacée par deux segments de même longueur qu'elle. Cette courbe est autosimilaire et donc fractale car elle reste identique à elle-même quand on la dilate.

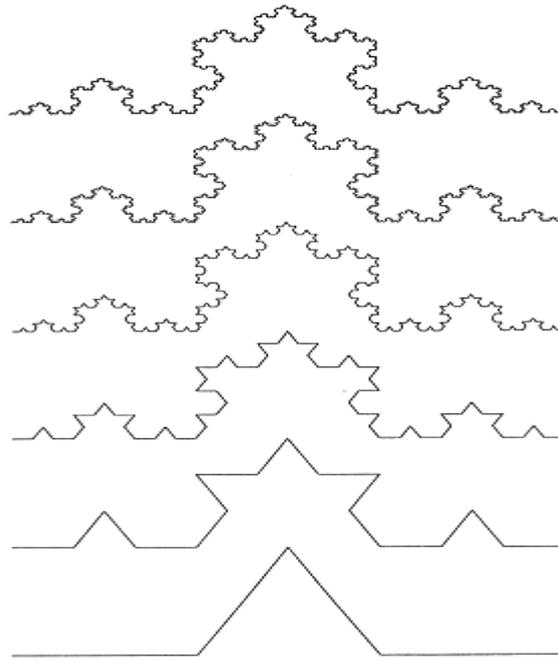


Figure IV-4. Courbe de Von Koch

Un autre exemple d'une réalisation d'une fractale auto similaire est le triangle de Sierpinski (Figure IV-5). Cet exemple utilise comme figure de départ un triangle équilatéral. En utilisant les milieux de ses côtés, on définit ainsi un nouveau triangle central permettant d'obtenir la figure après la première étape. Il suffit d'appliquer ce procédé aux trois triangles restants pour obtenir la figure suivante. En itérant ce procédé une infinité de fois, on obtient ainsi le triangle de Sierpinski.

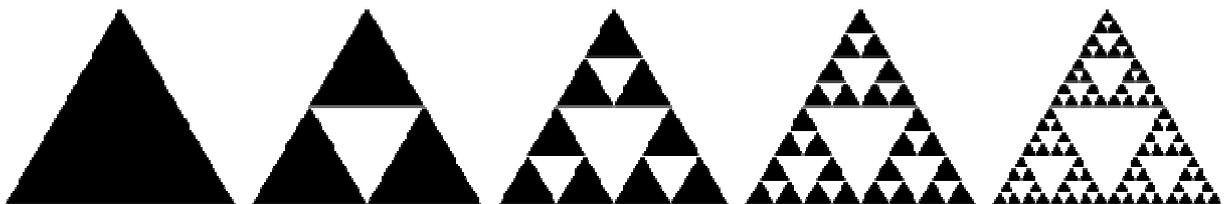


Figure IV-5. Évolution du triangle de Sierpinski au cours des itérations effectuées

IV.3.3.2. Génération des surfaces rugueuses par méthode spectrale

La méthode spectrale est une méthode intéressante pour générer une surface rugueuse basée sur des paramètres statistiques. La méthode spectrale permet de générer un profil réaliste avec une hauteur quadratique moyenne H_{rms} et une longueur de corrélation L_c souhaitée (Figure IV-6).

Soit un signal $u(x)$ de fonction d'autocorrélation exponentielle $R(x)$. $u(x)$ représente un bruit blanc centré réduit à répartition gaussienne. La densité spectrale de puissance à la sortie du filtre vaut :

$$S(f) = |H(f)|^2 \gamma_u(f) \Rightarrow H(f) = \sqrt{S(f)}$$

avec : $\gamma_u(f) = TF(R(x)) = 1$ où : $\gamma_u(f)$ = densité spectrale de puissance de $u(x)$

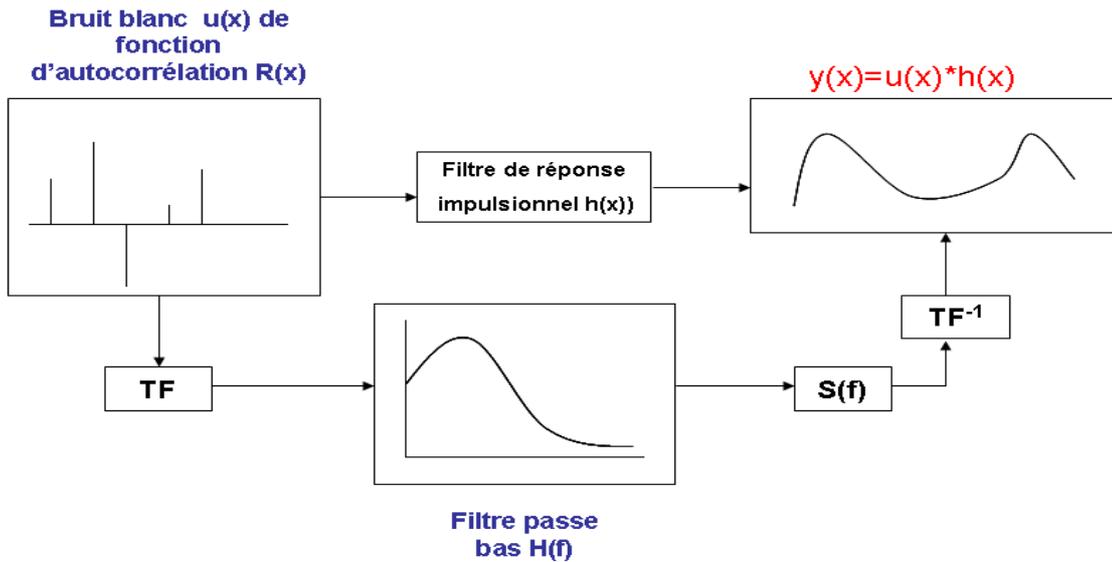


Figure IV-6. Génération d'un profil rugueux par méthode spectrale

On sait donc générer des profils rugueux de H_{rms} et L_c connus. La figure (Figure IV-7) montre les résultats de trois profils générés par la méthode spectrale.

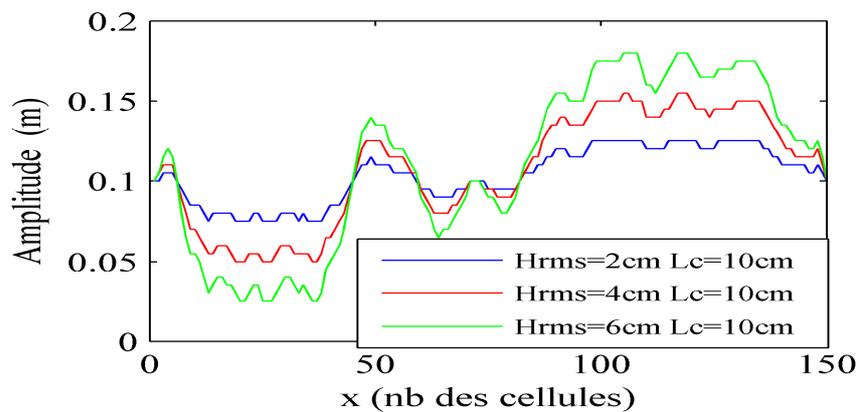


Figure IV-7. Influence de H_{rms} sur un profil rugueux de L_c constante

Ces trois profils ont été générés à partir du même bruit blanc gaussien centré réduit $n(x)$ pour des hauteurs quadratiques moyennes différentes avec une longueur de corrélation constante.

On remarque que pour une même valeur de L_c , l'influence de H_{rms} se traduit par une différence des hauteurs des pics de la rugosité sur les profils.

En conclusion, les paramètres de la hauteur quadratique moyenne et la longueur de corrélation gouvernent le niveau de la rugosité : plus H_{rms} est grande et L_c est petite, plus la surface est rugueuse et inversement.

IV.4. Méthodologie pour la prédiction d'une acquisition radar

L'objectif de cette partie est de mettre au point des techniques de traitement permettant d'exploiter correctement les données du radar Wisdom en mettant en œuvre une méthode permettant de simuler son fonctionnement. Ces techniques vont servir à développer des algorithmes afin de construire une image 2D ou 3D à partir des signaux recueillis des simulations électromagnétiques.

IV.4.1. Principe de la méthode

Afin de pouvoir simuler le fonctionnement d'un radar, il est tout à fait possible d'envisager de développer un algorithme permettant de reproduire le scénario de son déplacement. Le problème revient donc à simuler le déplacement des antennes au dessus d'une structure géologique dont les propriétés peuvent varier.

Dans un premier temps, il est nécessaire de créer la scène globale à imager. Cette scène peut être homogène ou hétérogène comme elle peut enfermer des objets dont les caractéristiques peuvent varier telles que la forme, l'orientation et les propriétés diélectriques. Afin de pousser les limites de modélisation de la scène à sonder et d'être dans un cas le plus réaliste possible, on pourra envisager de modéliser le milieu de propagation par une méthode prenant en compte une granulosité de la permittivité et de la conductivité.

Une fois la scène à sonder créée, l'idée est d'utiliser un algorithme permettant de décomposer la scène globale en sous-scène. Chaque sous-scène contient le radar positionné au milieu de la sous-scène. Pour chaque position du radar, un volume de calcul est défini et ce volume est centré sur le radar (Figure IV-8). Le fait de découper la scène ainsi revient à déplacer

le radar sur la scène à simuler et d'effectuer une mesure pour chaque déplacement. Chaque sous-scène correspond à un volume de calcul permettant d'effectuer une simulation dont le temps de calcul est beaucoup plus faible que si la scène globale est simulée à chaque fois.

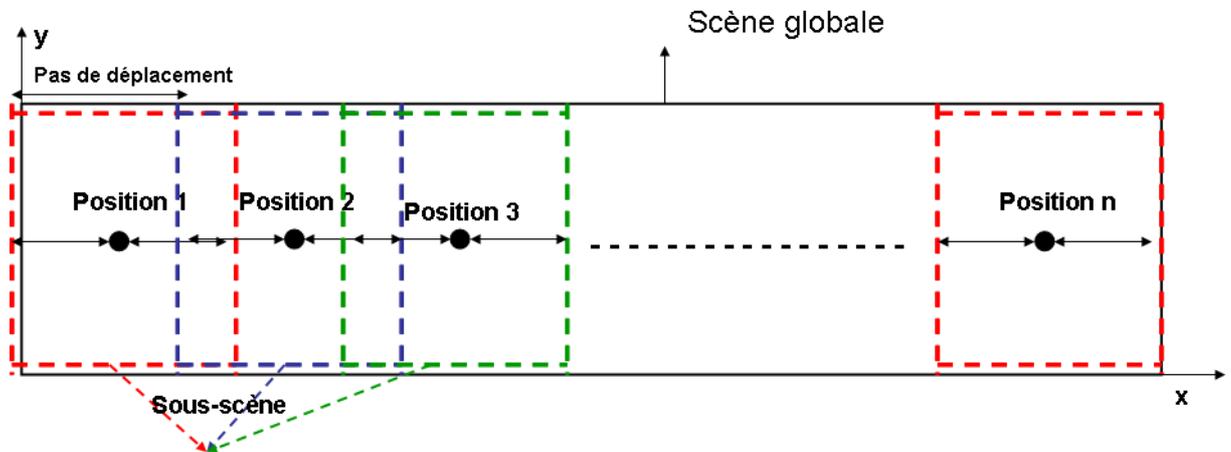


Figure IV-8. Schéma représentatif de l'algorithme de troncature qui permet de simuler le déplacement du radar

Chaque simulation permettant d'obtenir un A-scan. L'ensemble des A-scan obtenus en balayant le radar suivant une direction donnée (dans notre cas suivant x) permet d'obtenir un B-scan. En outre, si cette procédure est répétée en balayant le radar suivant la direction y, on obtient un C-scan permettant la représentation dans un espace 3D et autorisant d'identifier la forme et l'orientation des objets enfouis.

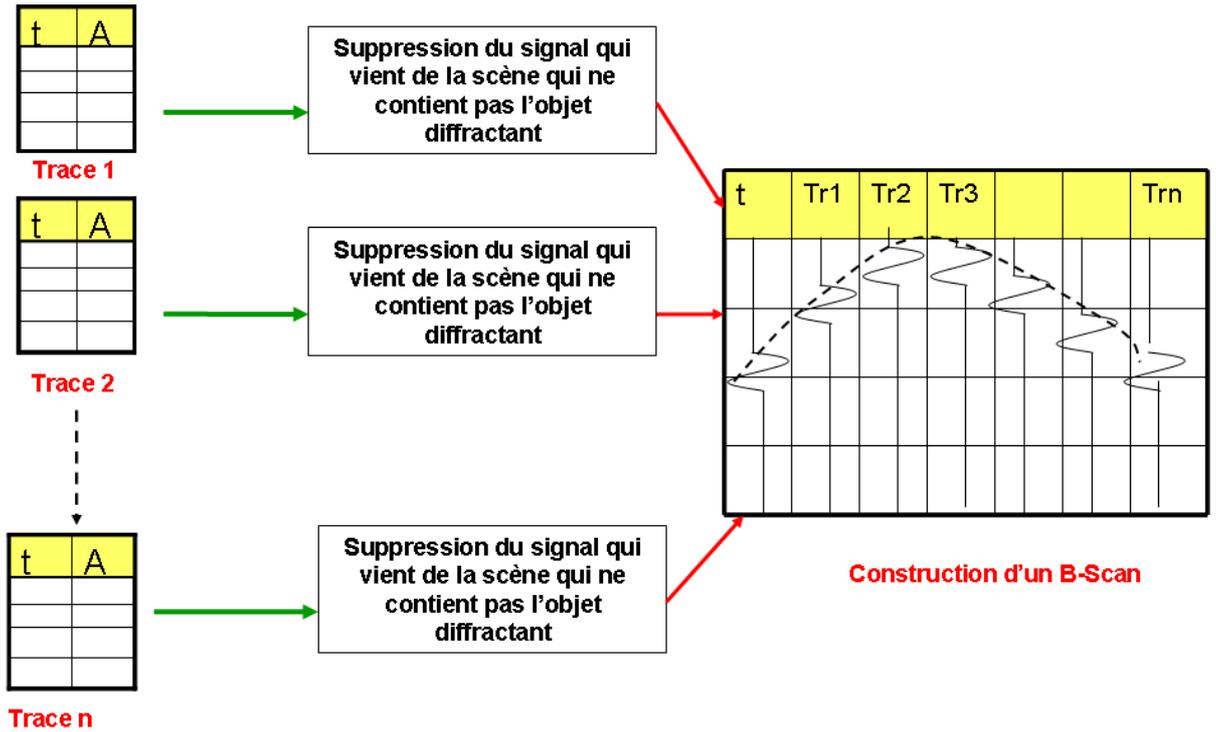


Figure IV-9. Principe de reconstruction d'un B-scan. La recombinaison des B-Scans produit une vue 3D de l'objet cherché

Ce sous-volume tronqué obéit à des conditions régissant la position du radar ainsi que la profondeur de sondage par rapport à la profondeur du volume de calcul tronqué et les conditions d'absorption aux limites sur les parois du volume de calcul.

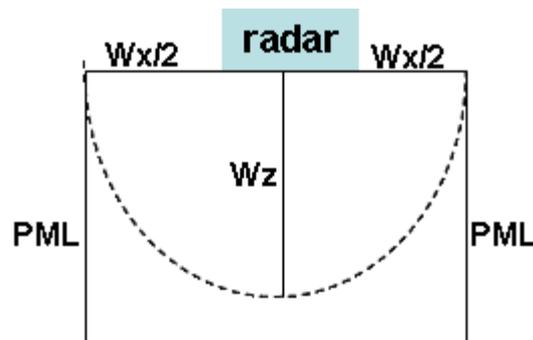


Figure IV-10. Vu simplifié d'un volume de calcul

Les paramètres qui permettent de fixer le volume de calcul sont w_x , w_y et w_z (Figure IV-10) et sont calculés en fonction de la vitesse de propagation et de la durée de la simulation.

$$\text{Il faut : } w_x = w_y = 2w_z \tag{IV-4}$$

$$\text{et : } T_s = 2 \frac{h}{c} + 2 * \frac{D}{v} + t_{\max}$$

où h est la hauteur séparant l'antenne du sol et qui vaut 50 cm, $v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}}$ est la vitesse de propagation dans le milieu considéré, D est la profondeur de sondage voulue. Généralement, on prend $D=w_z$ avec w_z définit la hauteur de volume de calcul. t_{\max} est la durée de l'impulsion.

Toutes les faces délimitant le volume de calcul ont été recouvertes par des couches PML afin de simuler l'espace libre ce qui permet d'absorber l'onde incidente et d'empêcher la réflexion parasite sur les parois du volume de calcul.

Cependant, afin de diminuer le temps de calcul des simulations, des conditions particulières concernant les parois du volume de calcul peuvent être appliquées. La paroi située en dessous du volume de calcul (sous le sol) et qui, dans notre cas, est bornée par des PML peut être remplacée par un mur électrique mais en respectant certaines conditions. En effet, si la profondeur sondée est égale à la profondeur du volume de calcul ($D \leq w_z$), la couche PML peut être remplacée par un mur électrique puisque le signal réfléchi par le mur électrique ne sera pas enregistré par le radar.

En contrepartie si la durée de simulation implique une profondeur de sondage plus grande que la hauteur du volume de calcul dans ce cas l'utilisation des couches PML ne sera pas dispensée.

Un autre avantage d'utilisation des couches PML est qu'il permet de tronquer le volume de calcul tout proche d'un objet si ce dernier est inclut dans la scène à simuler. En effet, dans le cas où on utilise un mur électrique, il faut garder une certaine marge entre l'objet et ce dernier pour empêcher que l'onde réfléchi par l'objet ne vienne interférer avec celle réfléchi par le mur électrique à cause de l'étalement du signal.

IV.4.2. Obtention des acquisitions

Afin d'appliquer l'algorithme de troncature au déplacement du radar, nous avons simulé une scène (Figure IV-11).

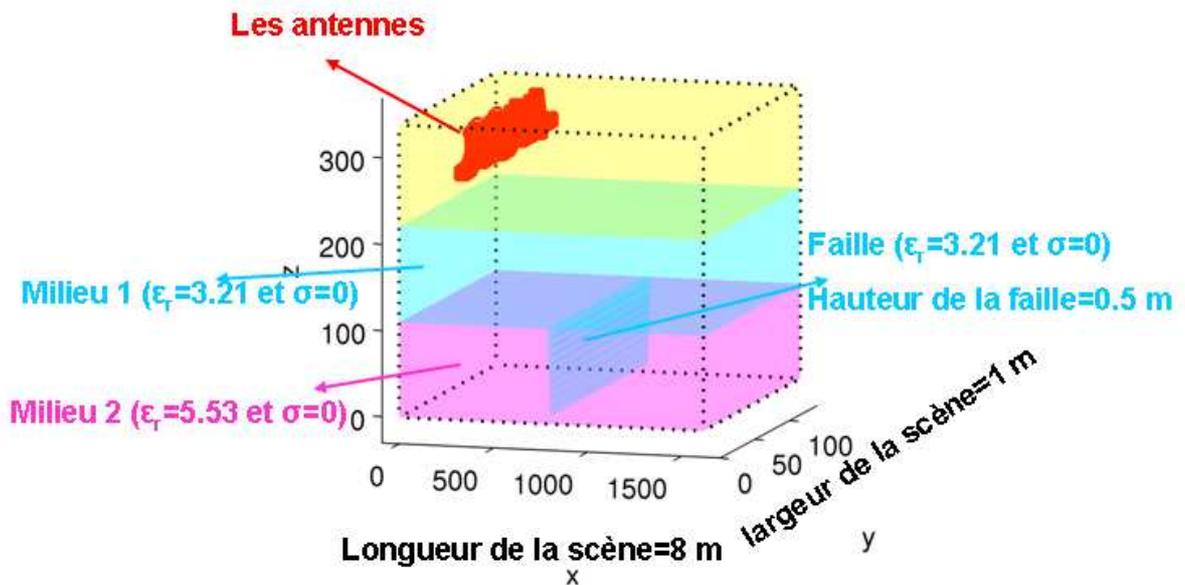


Figure IV-11. Scène globale à imager contenant la faille

Cette scène contient une faille de permittivité diélectrique $\epsilon_r=3.21$ et de conductivité nulle. La scène fait 8 m suivant la direction x prise comme la direction du déplacement du radar, 1 m suivant l'axe y et 1.69 m suivant l'axe z. la profondeur de sondage vaut 1.1 m. la hauteur de la faille est 0.5 m. Le radar est placé à 50 cm par rapport au sol (distance du point d'excitation jusqu'à l'interface air-sol). Le pas de déplacement du radar vaut 9.5 cm. Cette scène est simulée en appliquant l'algorithme expliquée ci-dessus. Elle a été divisée en 52 sous-volume de calcul suivant x. Ce sous-volume a nécessité une boîte de calcul de dimension 647*140*339 cellules dont la cellule élémentaire fait 5 mm.

La première position du radar mobile est à 1.62 m du début de la scène globale, succédé de 52 déplacements d'un pas de 9.5 cm. On obtient donc 52 signaux correspondant aux différentes positions du radar.

Pour chaque volume de calcul une simulation est effectuée. Une onde est émise depuis les antennes d'émission puis enregistrée par les antennes de réception après propagation dans le milieu. Cependant, afin de supprimer le couplage direct entre les antennes, on peut procéder de deux manières. Soit on coupe les premiers nanosecondes des simulations ce qui permet d'enregistrer le signal réfléchi par le sol. Soit on fait la simulation d'une scène ne contenant pas la faille, ensuite on fait la soustraction entre les courants résultants des sous-scènes (Figure IV-12.A gauche) et le courant résultant de la scène qui ne contient pas la faille (Figure IV-12.A droite), ce qui permet d'enregistrer le courant réfléchi uniquement par la faille (Figure IV-13).

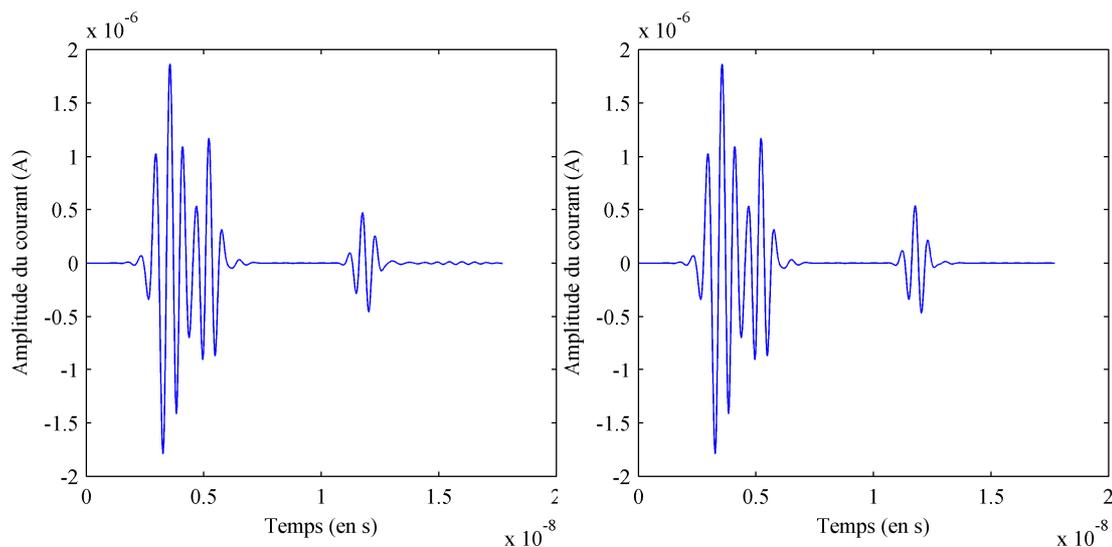


Figure IV-12. *A gauche : le courant résultant d’une scène qui contient le milieu de propagation avec la faille. A droite : le courant résultant d’une scène ne contenant pas la faille*

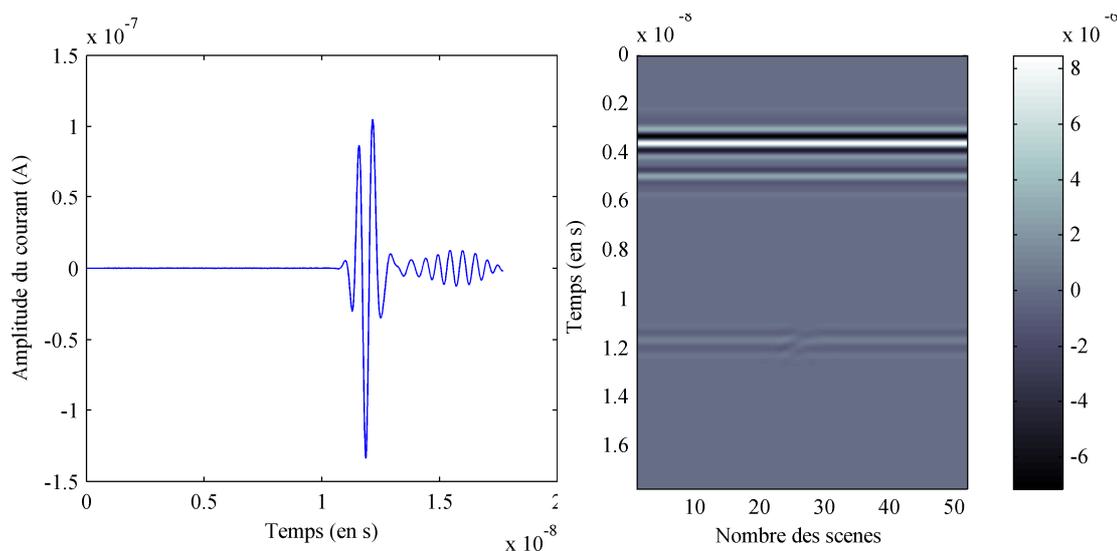


Figure IV-13. *A gauche : signal dû uniquement à la faille. A droite : radargramme pour une scène montrant le couplage directe entre les antennes*

IV.4.3. Reconstruction d’une image 2D

Une fois que le courant est mesuré sur l’ensemble des antennes de réception, et après soustraction du courant correspondant au couplage, on applique la méthode détaillée dans le paragraphe (III.7) pour calculer le courant dans les cas des Co-polar et Cross-polar.

Les résultats correspondant aux simulations précédentes sont présentés dans les figures suivantes :

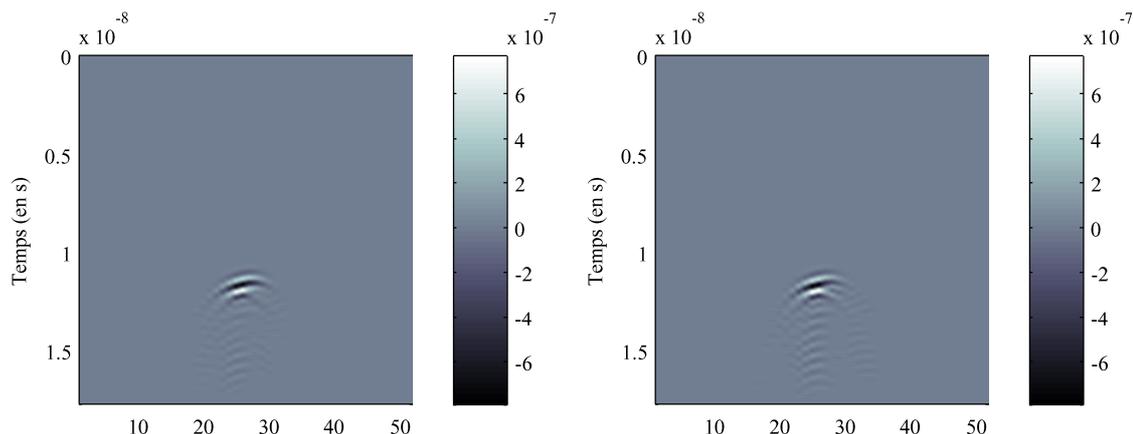


Figure IV-14. *A gauche : B-scan en polar HH. A droite : B-scan en polar VV*

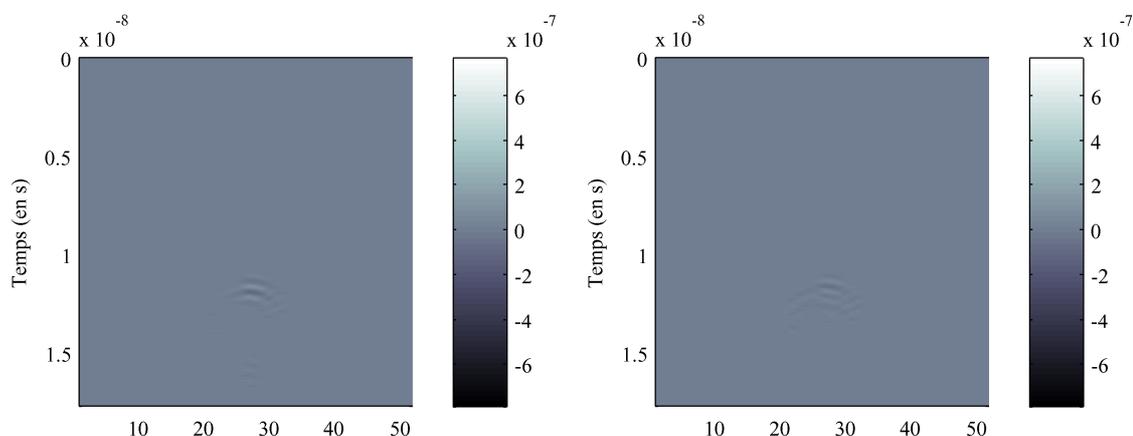


Figure IV-15. *A gauche : B-scan en polar HV. A droite : B-scan en polar VH*

Les réponses en HH et VV ont des amplitudes assez proches et en général supérieures à celles obtenues en HV et VH. Par conséquent, nous constatons que l'onde incidente se réfléchit en grande partie sur la Co-polar et induit une quantité faible sur la Cross-polar. La faille enregistrée sur la Cross-polar est à peine visible. Cette différence de niveau peut être expliquée par le fait que l'interface air-sol est lisse et ne modifie pas la polarisation de l'onde incidente.

Cependant, nous allons voir l'effet d'introduire une faible rugosité sur l'interface air-sol et voir comment le courant reçu sur les Co- et Cross polar va réagir avec la rugosité. L'interface air-sol est maintenant rugueuse avec un $H_{rms}=2.5$ cm et $L_C=7$ cm.

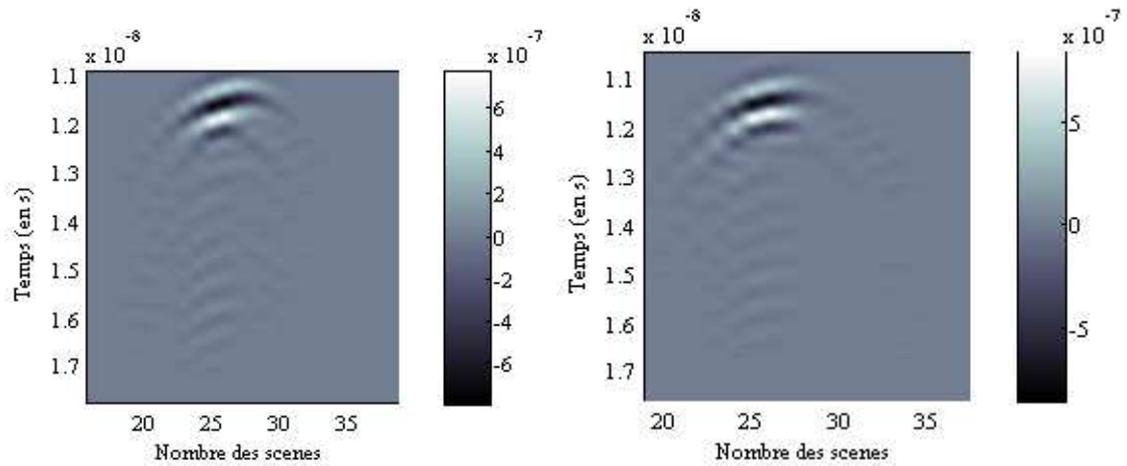


Figure IV-16. A gauche : B-Scan en polar HH dans le cas sol lisse. A droite : B-Scan en polar HH dans le cas sol rugueux

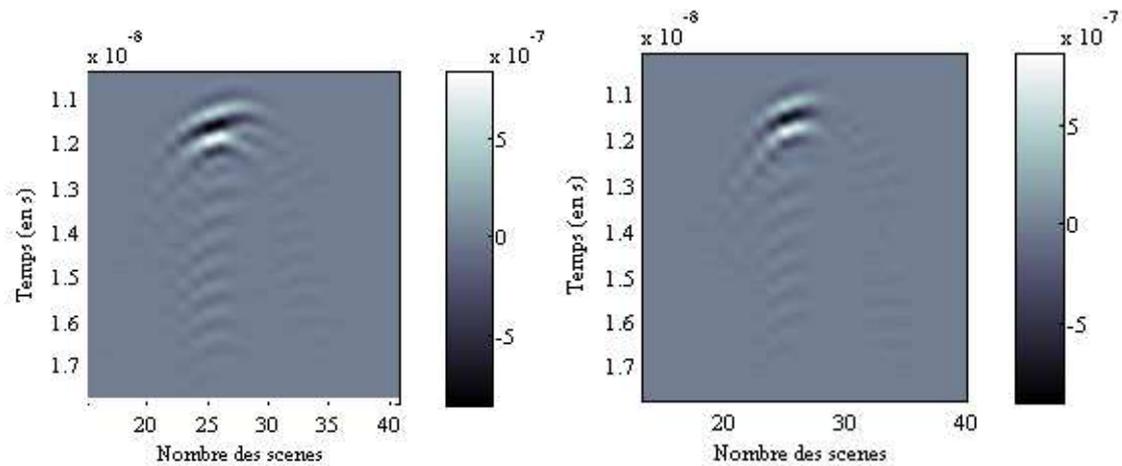


Figure IV-17. A gauche : B-Scan en polar VV dans le cas sol lisse. A droite : B-Scan en polar VV dans le cas sol rugueux

On remarque que lorsque le sol devient un peu rugueux la Co-polar HH est un peu dégradée par rapport au cas sol lisse (Figure IV-16). Cependant on remarque pas de modification sur le comportement de la polar VV (Figure IV-17).

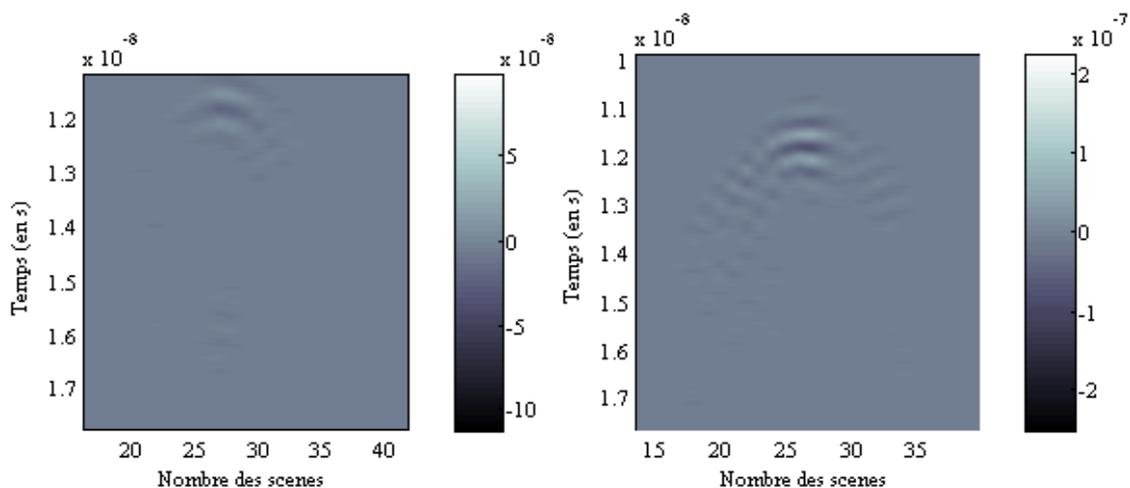


Figure IV-18. *A gauche : B-Scan en polar HV dans le cas sol lisse. A droite : B-Scan en polar HV dans le cas sol rugueux*

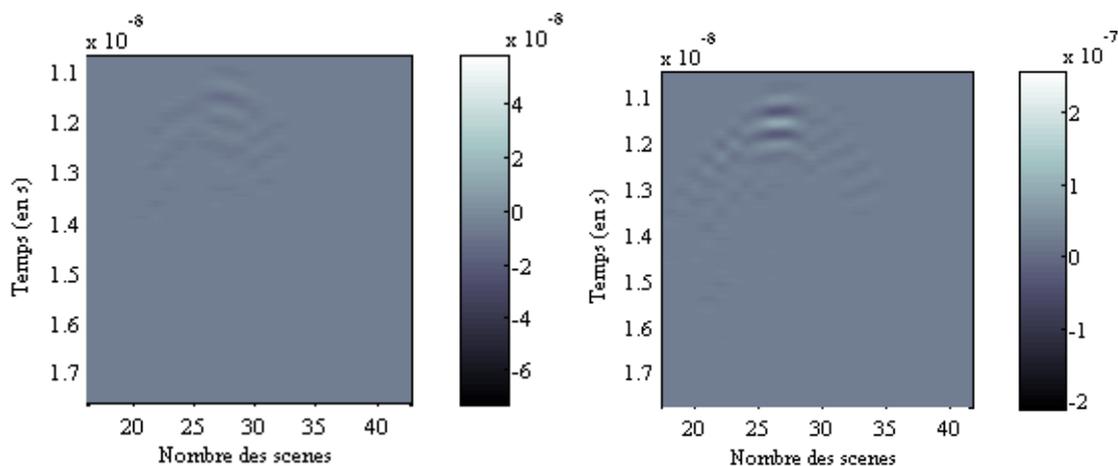


Figure IV-19. *A gauche : B-Scan en polar VH dans le cas sol lisse. A droite : B-Scan en polar VH dans le cas sol rugueux*

Dans le cas de la Cross-polar HV et VH, on constate une légère augmentation de niveau du courant par rapport au cas où le sol est lisse vu que la rugosité modifie la polarisation de l'onde incidente.

IV.5. Méthode développée pour caractériser une surface rugueuse

Il est nécessaire de connaître les caractéristiques de la rugosité pour les exploiter dans les calculs des différents paramètres tels que la permittivité d'un sol rugueux. Cependant, les techniques de mesure de surfaces rugueuses s'avèrent complexes, il est alors plus aisé de générer les surfaces numériquement que de recourir à un procédé mécanique pour obtenir leur représentation. Dans notre étude, on génère des surfaces rugueuses gaussiennes.

Tout d'abord, il s'agit de quantifier ou caractériser un profil rugueux puis utiliser un modèle permettant de calculer la permittivité du sol dans le cas où le sol est lisse puis dans un cas plus réaliste où la surface du sol est rugueuse.

Or pour caractériser un profil rugueux deux méthodes ont été développées et testées l'une est basée sur une approche temporelle et la seconde sur une approche fréquentielle. Ces deux méthodes seront étudiées et comparées afin d'adopter celle qui a donné les résultats les plus satisfaisants pour être exploités dans le calcul de la permittivité.

IV.5.1. Première approche : régime impulsionnel

IV.5.1.1. Principe de la méthode

Pour le calcul de H_{rms} et de L_C , il paraît indispensable de développer une méthode permettant de générer un profil rugueux pour être analysé. Le principe de l'algorithme consiste à construire un profil 1D, allant de la première position du radar jusqu'à la dernière position (Figure IV-20). Il s'agit de déplacer le radar suivant une direction donnée (dans notre cas suivant x), et de mesurer le courant reçu dans les deux cas de polarisation Co-polar (HH et VV) et Cross-polar (HV et VH) en appliquant la méthode déjà définie dans le paragraphe (III.7). On obtient donc le courant en temporel $I(t)$ pour les N acquisitions. Afin de déterminer le temps d'arrivée des échos enregistrés, nous avons relevé les temps de propagation correspondant à ces maxima et ceci pour les polarisations Co- et Cross-polar. La distance d parcourue par l'onde se déduit aisément du temps d'arrivée de l'écho au moyen de la formule (IV-5). On divise la distance par un facteur 2 puisque le temps mesuré correspond au trajet complet (antenne d'émission \rightarrow sol \rightarrow antenne de réception). Finalement puisque l'angle d'incidence $\theta = 7^\circ$, il est nécessaire de projeter la distance suivant cet angle.

$$d = v \cdot t / 2 \quad (IV-5)$$

$$h = d \cdot \cos(\theta) \quad (IV-6)$$

On extrait par la suite le signal réfléchi correspondant au point réflecteur. On enregistre dans un vecteur cette valeur à la position correspondant au point calculé. L'application de ces calculs sur l'ensemble des points du profil balayé va nous donner le profil mesuré.

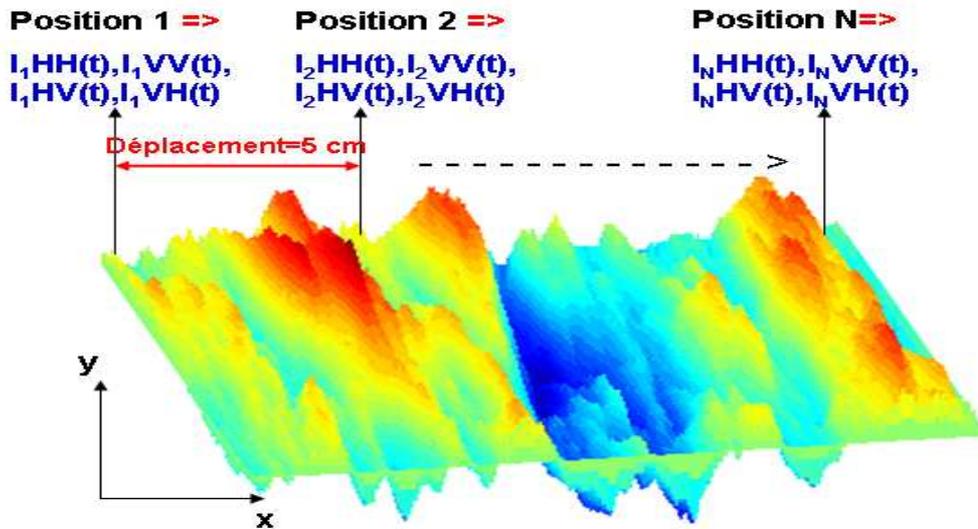


Figure IV-20. Schéma représentatif de la méthode de caractérisation d'un profil rugueux

IV.5.1.2. Présentation des résultats

Les caractéristiques de la scène simulée sont : la scène a une longueur de 5.12 m suivant x et 80 cm suivant y, le déplacement du radar est de 5 cm et la taille des cellules est de 5 mm. En appliquant l'algorithme qui permet de simuler le déplacement du radar expliqué dans le paragraphe IV.4, la scène est divisée en 60 sous- scènes et la taille des sous-scènes est de 425 cellules. Le radar est placé au milieu de chaque sous-volume.

Les résultats de l'application de cet algorithme sur les cas de simulations sont présentés dans les figures après.

Les caractéristiques théoriques de la surface rugueuse sont $H_{rms}=0.1$ m et $L_c=0.33$ m (Figure IV-21). Pour comparer les résultats réels à ceux trouvés par la mesure, nous avons moyenné la hauteur d'un ensemble de profils constituant la surface rugueuse. Ensuite, en utilisant les courants calculés en Co- et Cross-polar, et après élimination du couplage direct entre les antennes, et en appliquant la méthode temporelle expliquée dans le paragraphe III.6, le profil correspondant à la surface rugueuse a été construit.

Le diagramme de rayonnement de l'antenne est large, il éclaire la surface mesurée suivant une certaine surface proportionnelle qui dépend de la largeur de son diagramme. Par conséquent, le profil mesuré sera la moyenne des profils constituant la surface éclairée, et sera comparé à la moyenne des profils constituant la surface rugueuse. Deux des simulations

effectuées seront présentées dans cette section (Figure IV-21 et Figure III-19) et comparées aux profils réels.

Concernant la Figure IV-21 où on a pris un cas du sol faiblement rugueux, on constate que le profil résultant de la Co-polar (HH et VV) se rapprochent du profil réel. En outre on constate une concordance entre les deux polarisations HH et VV. Cependant pour ce même cas on constate que les profils correspondant à la Cross-polar sont loin d'être comparables au profil réel. Ce comportement de la Cross-polar qui est attendu, peut être expliqué par le fait que lorsque le sol est faiblement rugueux, comme dans ce cas où on a $H_{rms}=0.01$ m et $L_c=0.33$ m, le phénomène de dépolarisation par le sol du signal émis est faible et par conséquent le signal capté par la Cross-polar est aussi faible.

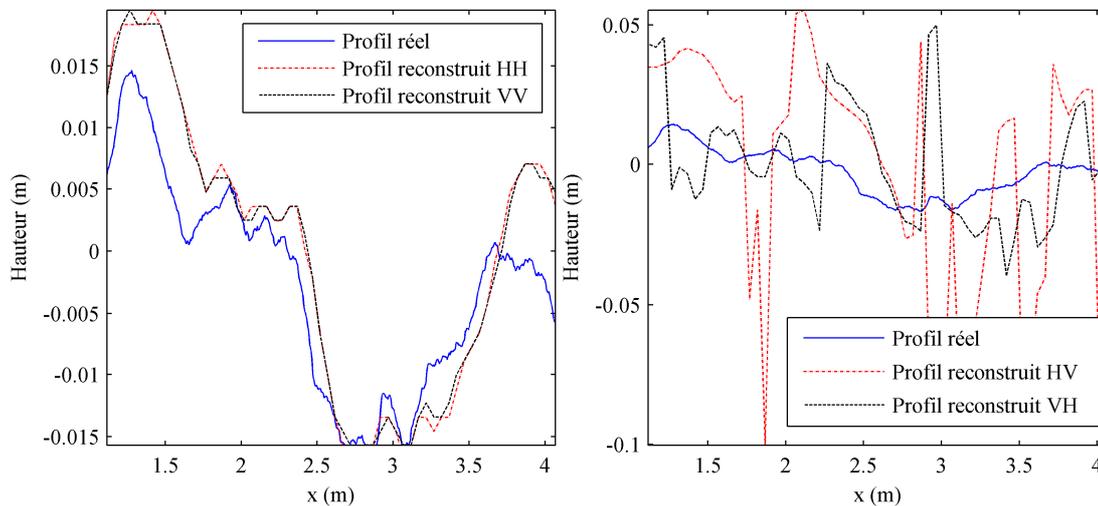


Figure IV-21. Profil réel et reconstruit par la méthode temporelle en Co-polar (à gauche) et en Cross-polar (à droite) pour $H_{rms}=0.01$ m et $L_c=0.33$ m

Maintenant, on va voir l'évolution comportementale des Co- et Cross polar lorsque la rugosité du sol s'accroît. On prend le cas où $H_{rms}=0.05$ m et $L_c=0.33$ m. Dans cette situation (Figure IV-22), pour le cas de la Co-polar on constate toujours que les profils mesurés se rapprochent du profil réel mais la concordance est moins favorable que celle du cas précédent où le sol était moins rugueux. Quand à la Cross-polar, on remarque une amélioration significative par rapport au cas du sol faiblement rugueux. En effet, la rugosité du sol régit le phénomène de diffusion. Décrivons brièvement les effets de la rugosité. Lorsque la valeur de la hauteur quadratique moyenne H_{rms} de la surface augmente, on observe une diminution de la réflectivité spéculaire (c'est-à-dire dans la direction donnée par les lois de Snell-Descartes) et une augmentation de la lumière diffusée [68]. Le signal réfléchi par le sol se dépolarise et les

ondes se réfléchissent dans toutes les directions de l'espace. En conséquence, on perd une quantité du signal capté par la Co-polar et c'est en faveur de la Cross-polar où on arrive à détecter du signal avec un niveau significatif. Ce phénomène s'accroît au fur et à mesure que la rugosité du sol augmente.

D'autres simulations avec un niveau de rugosité variable ont été effectuées, elles ne sont pas présentées dans le rapport. Cependant, les résultats de H_{rms} et de L_c calculés en s'appuyant sur les profils mesurés sont résumés dans le tableau 2.

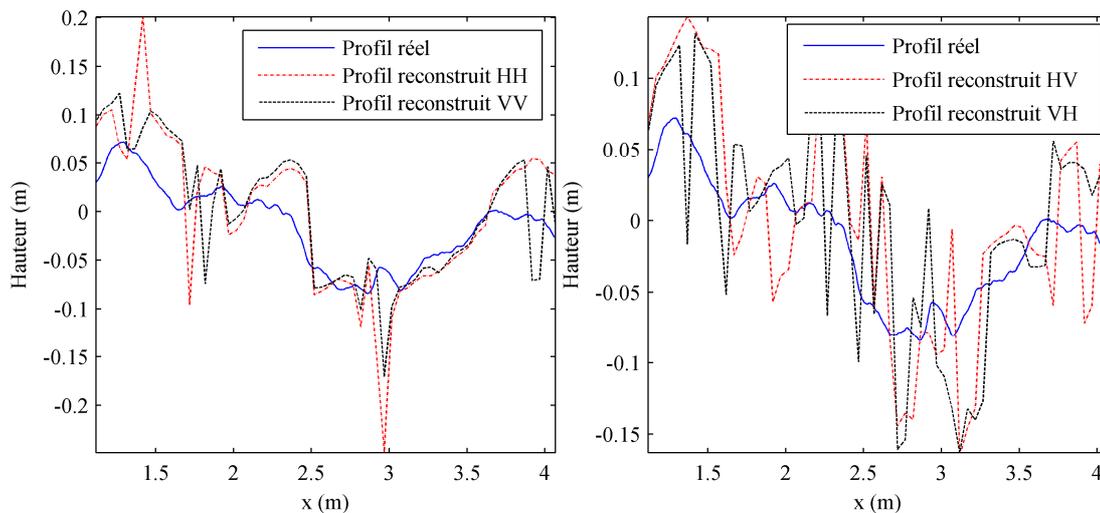


Figure IV-22. Profil réel et reconstruit par la méthode temporel en Co-polar (à gauche) et en Cross-polar (à droite) pour $H_{rms}=0.05$ m et $L_c=0.33$ m

IV.5.1.3. Calcul de H_{rms} et de L_c

Après avoir reconstruit le profil rugueux, nous appliquons l'équation (IV-1) pour le calcul de H_{rms} et l'équation (IV-2.a) pour le calcul de L_c .

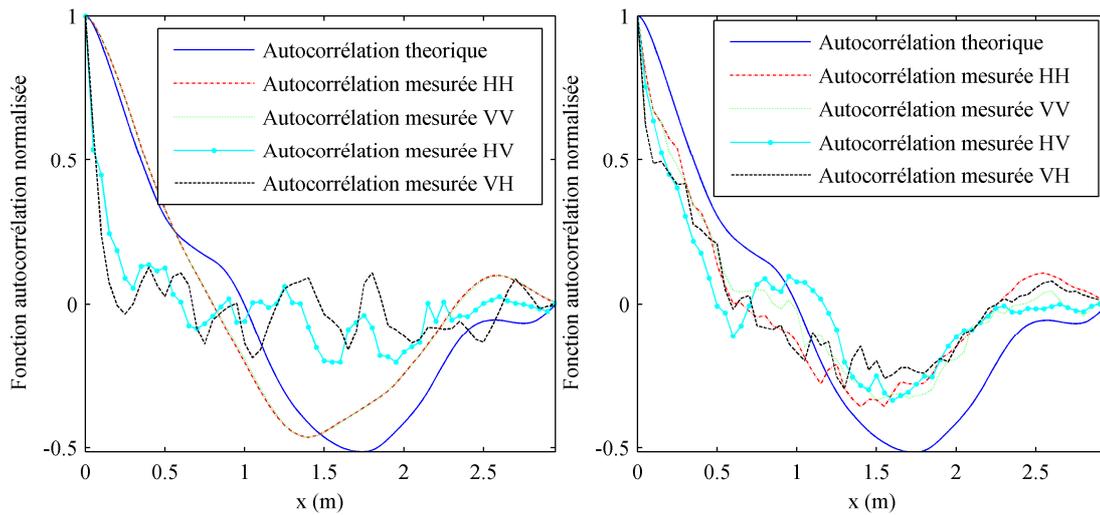


Figure IV-23. Fonctions d'autocorrélation théorique et mesurées (dans le cas du Co- et Cross polar) et dans les deux cas où $H_{rms}=0.01\text{ m}$ et $L_c=0.33\text{ m}$ (à gauche) et $H_{rms}=0.05\text{ m}$ et $L_c=0.33\text{ m}$ (à droite)

Dans le cas où $H_{rms}=0.01\text{ m}$ et $L_c=0.33\text{ m}$ (Figure IV-23. A gauche), on constate une concordance entre la fonction d'autocorrélation théorique et ceux résultant de la Co-polar HH et VV. Tandis que dans le cas de la Cross-polar, les fonctions d'autocorrélation HV et VH sont loin d'être comparables avec la fonction théorique.

Cependant, lorsque la rugosité du sol augmente (cas où $H_{rms}=0.05\text{ m}$ et $L_c=0.33\text{ m}$), on remarque que la concordance entre la longueur de la corrélation théorique et celle mesurée par la Co-polar se dégrade et c'est en faveur de la Cross-polar qui commence à être comparable à la valeur théorique.

On va présenter dans un tableau les valeurs de H_{rms} et de L_c obtenus en appliquant la méthode temporelle sur plusieurs surfaces de rugosité croissante :

	$H_{rms}=0.01\text{ m}$	$L_c=0.3297\text{ m}$		$H_{rms}=0.025\text{ m}$	$L_c=0.6079\text{ m}$
Polar HH	0.0113	0.5215	Polar HH	0.0308	0.5572
Polar VV	0.0111	0.5181	Polar VV	0.0301	0.5493
Polar HV	0.0421	0.1695	Polar HV	0.045	0.147
Polar VH	0.0215	0.133	Polar VH	0.0457	0.4668

	Hrms=0.025 m	Lc=0.4947 m		Hrms=0.025 m	Lc=0.3337 m
Polar HH	0.0305	0.5279	Polar HH	0.03	0.4884
Polar VV	0.0298	0.5194	Polar VV	0.0341	0.4005
Polar HV	0.0440	0.1901	Polar HV	0.055	0.2112
Polar VH	0.0440	0.4223	Polar VH	0.0461	0.3422

	Hrms=0.05 m	Lc=0.609 m		Hrms=0.05 m	Lc=0.4958 m
Polar HH	0.0652	0.5379	Polar HH	0.0654	0.4957
Polar VV	0.0648	0.5535	Polar VV	0.0624	0.5013
Polar HV	0.0677	0.3759	Polar HV	0.0687	0.3937
Polar VH	0.0712	0.4973	Polar VH	0.071	0.4448

	Hrms=0.05 m	Lc=0.3344 m
Polar HH	0.0771	0.3834
Polar VV	0.0668	0.3863
Polar HV	0.0783	0.3176
Polar VH	0.0765	0.3676

Tableau 2 : les valeurs de H_{rms} et de L_C obtenues par la méthode temporelle

On remarque que dans le cas où la rugosité du sol est faible, les valeurs de H_{rms} et de L_C obtenus par la Co-polar sont du même ordre de grandeur que celles des valeurs obtenues directement sur la surface rugueuse mais souvent légèrement différentes. Cependant, les valeurs obtenues par la Cross-polar sont loin des valeurs théoriques.

En contrepartie, lorsque la rugosité du sol augmente, on remarque une amélioration notable de la Cross-polar.

Dans le but d'améliorer les résultats trouvés, on a développé une autre méthode fréquentielle dont on va expliquer et présenter les résultats dans la suite.

IV.5.2. Deuxième approche fréquentielle

IV.5.2.1. Principe de la méthode

Pour une fréquence, une polarisation et un angle d'incidence donné, la phase du courant diffracté dépend de la variation des hauteurs de la surface. En se basant sur ce principe, une méthode basée sur une configuration multistatique a été proposée. La méthode proposée consiste à balayer le radar suivant une direction donnée (dans notre cas suivant x, et à mesurer le courant reçu dans les deux cas de polarisation Co-polar et Cross-polar. On obtient donc le courant en temporel $In(t)$ pour les N acquisitions. Ce courant $In(t)$ contient le courant diffracté par la surface considérée et le courant qui vient du couplage direct. Il est donc nécessaire de soustraire le courant qui vient du couplage. Pour ce faire, on place les antennes d'émission et de réception en espace libre et on mesure les courants reçus. Ensuite on fait la soustraction en temporel entre $In(t)$ et le courant dû au couplage direct. Enfin, on effectue une transformé de fourrier discrète.

La distribution des hauteurs de la surface rugueuse est donnée par :

$$h_{n=1:N,i} = c \frac{\Delta(\varphi_{i,n} - \varphi_{i,0})}{4\pi f_i} * \cos \theta \quad (IV-7)$$

Avec $f \in [0.5-3]$ GHz, $c=3.10^8$ m/s correspond à la vitesse de la lumière dans le vide, $\theta=7^\circ$ l'angle que fait l'antenne avec le nadir (l'angle d'incidence), i est un entier utilisé pour indexer la fréquence et n est un entier utilisé pour indexer les acquisitions. $\varphi_{i,n}$ désigne la phase à une fréquence donnée du courant reçu ($I(f)$) et pour une acquisition et une polarisation donnée, $\varphi_{i,0}$ est la phase du courant à une fréquence donnée mesurée en considérant un plan de référence qui est un métal placé à la même hauteur que celui du sol.

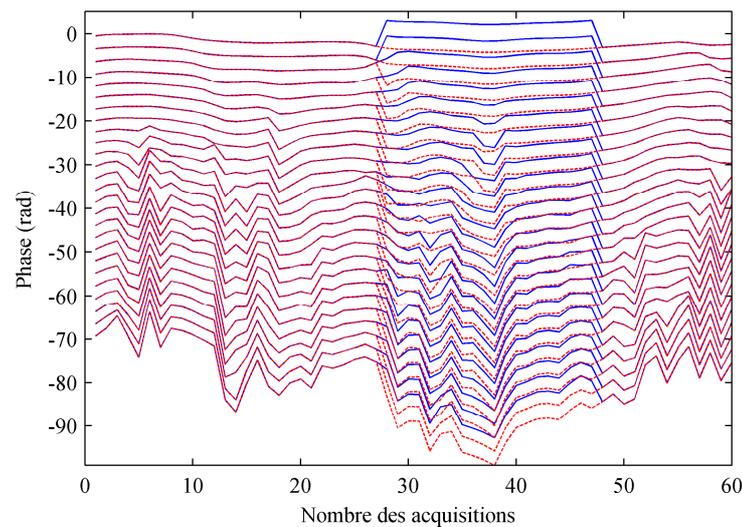


Figure IV-24. Phase en fonction du numéro de scènes visualisée à plusieurs fréquences (phase avant correction en bleu et après correction en rouge)

Cependant, une visualisation de phase en fonction du déplacement du radar et affiché pour plusieurs fréquences (Figure IV-24), montre que celle-ci présente un saut de phase sur l'ensemble des fréquences, d'où la nécessité de corriger ce saut de phase pour ne pas fausser l'information.

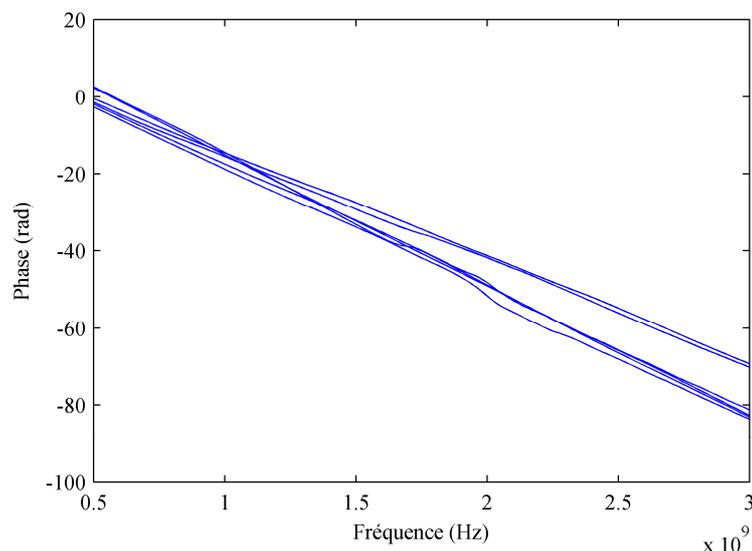


Figure IV-25. Phase en fonction de la fréquence pour différentes positions du radar

D'autre part, si on affiche la phase en fonction de la fréquence pour différentes positions du radar (Figure IV-25), on s'aperçoit que la phase varie linéairement. De ce fait, on conclut que, pour corriger le comportement de la Figure IV-24, on corrige la phase à la fréquence $f=0.5$ GHz, ensuite cette correction sera appliquée sur toutes les autres fréquences.

Une fois la matrice des hauteurs obtenues $h_{n=1:N,i}$, on peut calculer $H_{rms}(f)$ (H_{rms} en fonction de la fréquence) et $L_c(f)$ (longueur de corrélation en fonction de la fréquence) pour la surface considérée en utilisant successivement les équations (IV-1) et (IV-2.a).

IV.5.2.2. Comparer un profil calculé à un profil réel

Les figures ci-dessous présentent la comparaison entre les profils déduits directement des surfaces rugueuses générées et les résultats de la méthode fréquentielle dans le cas où $H_{rms}=0.01$ m et $L_c=0.33$ m (Figure IV-26 et Figure IV-27) et pour $H_{rms}=0.05$ m et $L_c=0.33$ m (Figure IV-28 et Figure IV-29) et c'est dans les cas de la Co-polar et Cross-polar et notamment pour les fréquences extrêmes de la bande de fréquence ($f=0.5$ GHz et $f=3$ GHz).

Concernant le cas où la rugosité est faible ($H_{rms}=0.01$ m et $L_c=0.33$ m), on remarque, à basse fréquence (Figure IV-26), une concordance entre le profil théorique et ceux obtenus par la Co-polar. En contrepartie, les profils obtenus par la Cross-polar sont difficiles à comparer avec le profil réel. Et si on compare le comportement des Co- et Cross polars à basse et à haute fréquence (Figure IV-26 et Figure IV-27), on remarque que pour un sol faiblement rugueux les résultats sont meilleurs à basse fréquence vu que la fréquence haute favorise le phénomène de dépolarisation.

Maintenant, pour étudier l'effet de rugosité sur les Co- et Cross-polar, on considère le cas où $H_{rms}=0.05$ m et $L_c=0.33$ m et on trace les profils théoriques et mesurés pour $f=0.5$ GHz et $f=3$ GHz. D'après ces deux cas de rugosités on peut tirer plusieurs remarques.

Dans un premier temps, si on compare le comportement Co-polar en fonction de la rugosité et à basse fréquence (Figure IV-26 et Figure IV-28), on remarque une légère dégradation dans le cas de rugosité importante. Et si on compare le Co-polar à haute fréquence on remarque aussi une faible dégradation dans le cas de forte rugosité (Figure IV-27 et Figure IV-29).

En deuxième temps, si on compare le comportement Cross-polar à basse fréquence (Figure IV-26 et Figure IV-28), on remarque une amélioration du comportement. On constate le même phénomène pour le comportement Cross-polar à haute fréquence en comparant la Figure IV-27 avec la Figure IV-29.

Comme conclusion sur le comportement du Co- et Cross-polar en fonction de la rugosité, on observe que les deux polars se comportent de manière inverse. En d'autre terme,

on peut dire que plus la rugosité de la surface augmente plus le comportement Co-polar se dégrade et c'est en faveur de la Cross-polar. En effet, lorsque la rugosité augmente le phénomène de réflexion diffuse s'accroît. En conséquence, des ondes réfléchies par la surface rugueuse et qui contiennent l'information permettant de prédire la rugosité de la surface, seront renvoyées sur la Cross-polar.

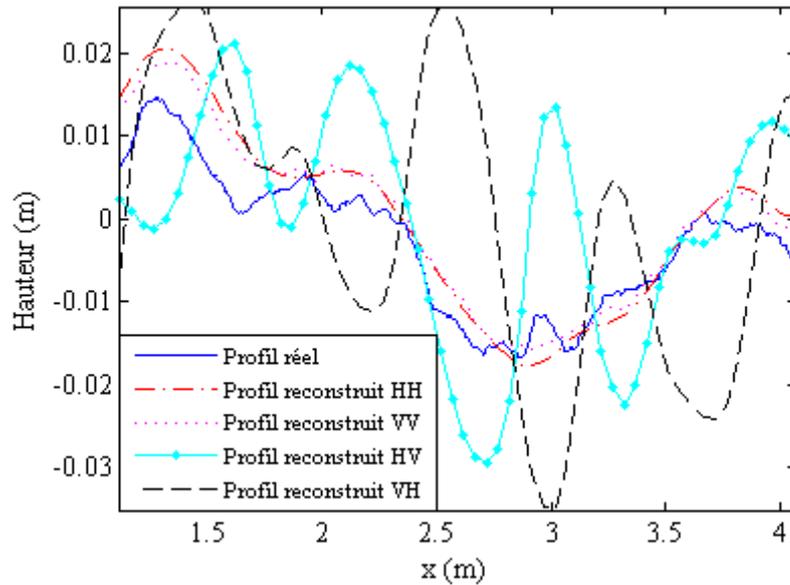


Figure IV-26. Profil réel et reconstruit par la méthode fréquentielle en Co- et Cross-polar pour $H_{rms}=0.01$ m, $L_c=0.33$ m et pour $f=0.5$ GHz

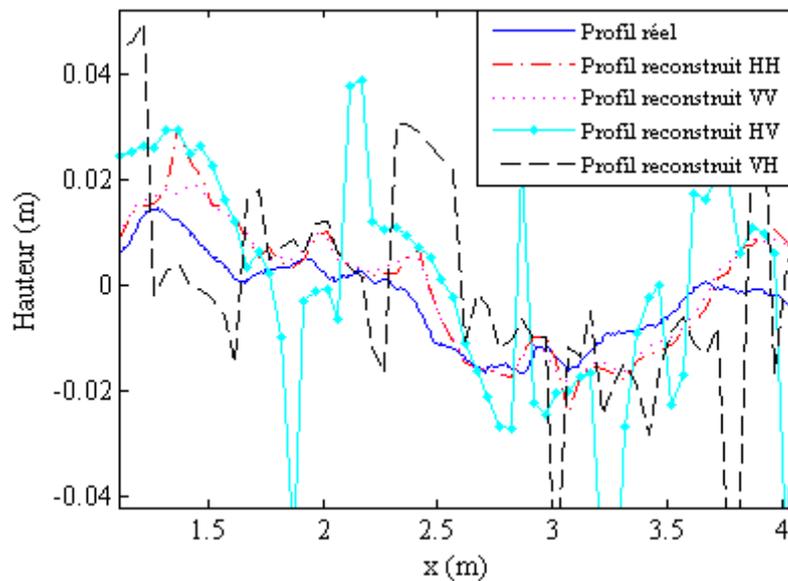


Figure IV-27. Profil réel et reconstruit par la méthode fréquentielle en Co- et Cross-polar pour $H_{rms}=0.01$ m, $L_c=0.33$ m et pour $f=3$ GHz

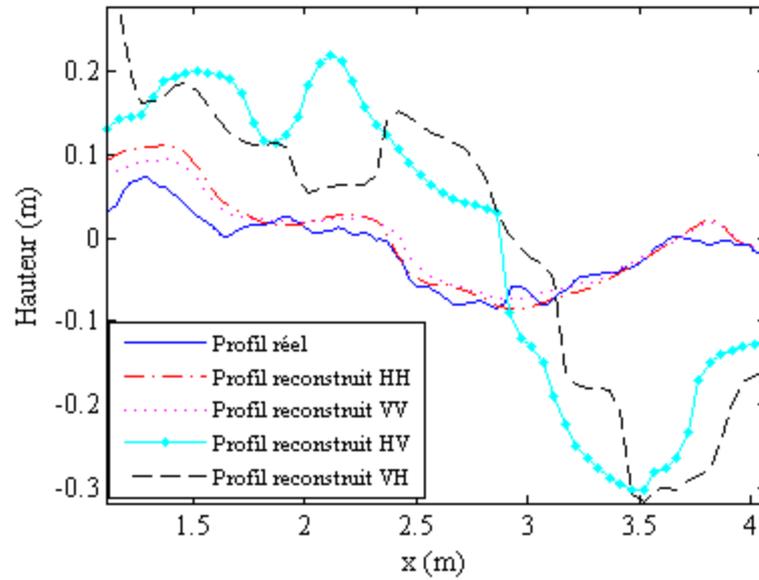


Figure IV-28. Profil réel et reconstruit par la méthode fréquentielle en Co- et Cross-polar pour $H_{rms}=0.05$ m, $L_c=0.33$ m et pour $f=0.5$ GHz

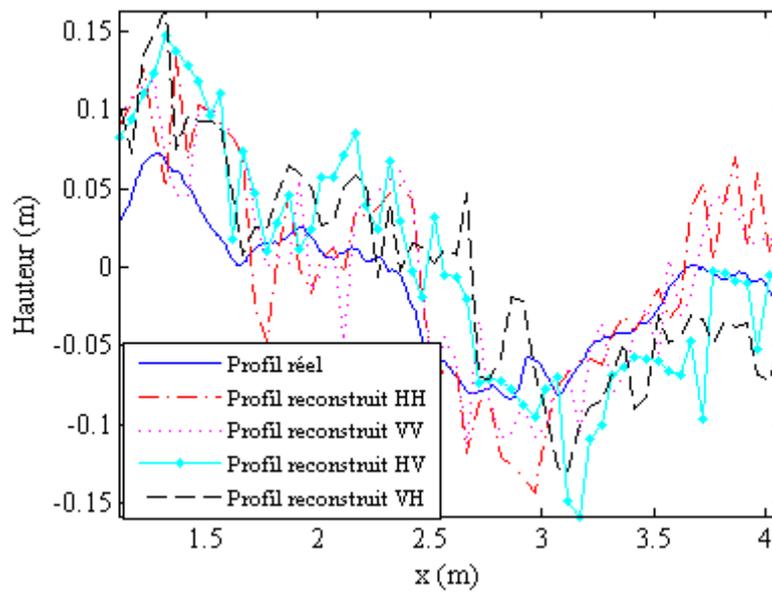


Figure IV-29. Profil réel et reconstruit par la méthode fréquentielle en Co- et Cross-polar pour $H_{rms}=0.05$ m, $L_c=0.33$ m et pour $f=3$ GHz

IV.5.2.3. Calcul de H_{rms} et de L_c

Une fois qu'on reconstruit le profil rugueux, on applique l'équation (IV-1) pour le calcul de H_{rms} et l'équation (IV-2.a) pour le calcul de L_c .

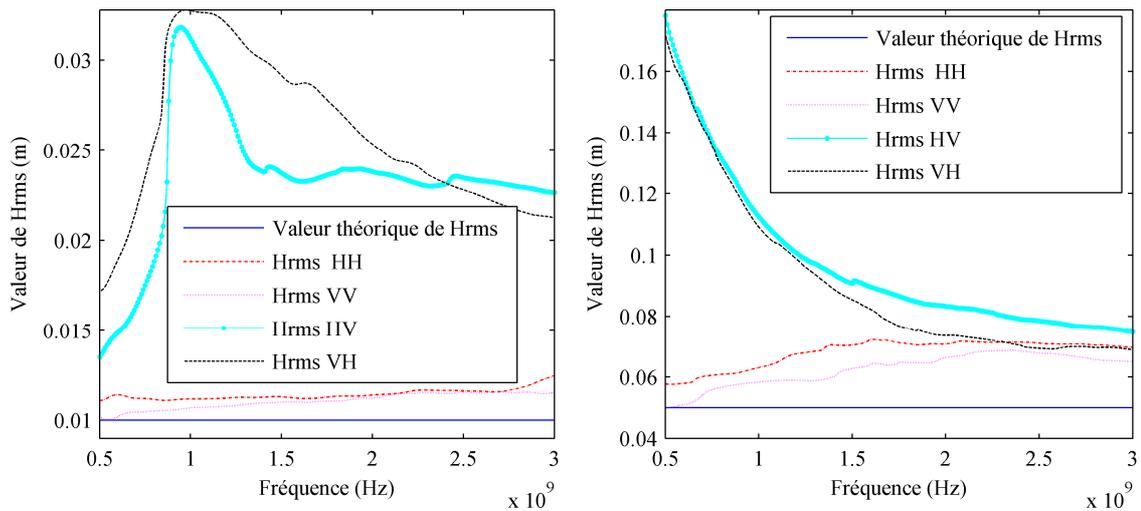


Figure IV-30. H_{rms} en fonction de la fréquence (Co- et Cross-polar) pour les deux cas $H_{rms}=0.01$ m et $L_c=0.33$ m (à gauche) et $H_{rms}=0.05$ m et $L_c=0.33$ m (à droite)

Pour le cas $H_{rms}=0.01$ m et $L_c=0.33$ m (Figure IV-30. A gauche), on remarque que dans le cas de la Co-polar (HH et VV), on retrouve la valeur théorique à basse fréquence et que la valeur de H_{rms} ne varie pas beaucoup en fonction de la fréquence. Cependant, dans le cas de la Cross-polar (HV et VH), on trouve qu'à basse fréquence, les valeurs mesurées ne sont pas loin de la valeur théorique.

Cependant, lorsqu'on augmente la rugosité du sol (Figure IV-30. A droite), concernant la Co-polar, les meilleurs résultats trouvés sont à basse fréquence et plus la fréquence augmente plus les valeurs mesurées s'éloignent des valeurs théoriques. Toutefois, ce comportement est tout à fait inversé dans le cas de la Cross-polar. En effet à basse fréquence les valeurs mesurées sont loin des valeurs théoriques et plus la fréquence augmente plus les valeurs mesurées se rapprochent de la valeur théorique. Et ce phénomène s'accroît au fur et à mesure que la rugosité du sol augmente. Ce résultat était attendu puisque dans le cas du sol lisse, le signal réfléchi par le sol ne change pas de polarisation c'est-à-dire que le signal reçu sur la Cross-polar devrait être théoriquement nul. Au fur et à mesure que le sol devient rugueux le phénomène de dépolarisation commence à apparaître et la Co-polar se défavorise en dépit de la Cross-polar.

Dans ce qui suit on va présenter les résultats de H_{rms} et de L_c correspondant aux quatre cas de polarisation et dans le cas de plusieurs degrés de rugosité. Les résultats présentés dans le cas de la Co-polar sont obtenus à la fréquence 0.5 GHz (la fréquence la plus basse de la

bande utilisée). En contrepartie, concernant la Cross-polar, on introduira les résultats pour $f=3$ GHz.

	Hrms=0.01 m	Lc=0.3297 m		Hrms= 0.025 m	Lc=0.6079 m
Polar HH	0.0111	0.5342	Polar HH	0.0305	0.583
Polar VV	0.0102	0.5336	Polar VV	0.0274	0.5887
Polar HV	0.0226	0.1956	Polar HV	0.0316	0.387
Polar VH	0.0213	0.1269	Polar VH	0.0435	0.5251

	Hrms=0.025 m	Lc=0.4947 m		Hrms= 0.025 m	Lc=0.3337 m
Polar HH	0.0301	0.5624	Polar HH	0.0284	0.5204
Polar VV	0.0268	0.5652	Polar VV	0.025	0.5263
Polar HV	0.0328	0.4066	Polar HV	0.0374	0.3293
Polar VH	0.0411	0.5095	Polar VH	0.0381	0.4361

	Hrms=0.05 m	Lc=0.609 m		Hrms=0.05 m	Lc=0.4958 m
Polar HH	0.0598	0.5827	Polar HH	0.0596	0.5566
Polar VV	0.0526	0.5896	Polar VV	0.052	0.5642
Polar HV	0.0587	0.4927	Polar HV	0.0579	0.49
Polar VH	0.0755	0.6417	Polar VH	0.0758	0.5793

	Hrms=0.05 m	Lc=0.3344 m
Polar HH	0.0578	0.5018
Polar VV	0.0496	0.5082
Polar HV	0.0749	0.5513
Polar VH	0.069	0.5437

Tableau 3 : les valeurs de H_{rms} et de L_C obtenues par la méthode fréquentielle

D'après les résultats annoncés dans le tableau 3, on trouve que la Co-polar est plus adaptée à la mesure de H_{rms} et de L_c que la Cross-polar lorsque la rugosité du sol est faible. En

revanche, dès que la rugosité du sol devient importante, on commence à obtenir des bons résultats pour les fréquences hautes de la bande de fréquence sur la Cross-polar.

Conclusion: le recours à cette méthode de caractérisation de surface rugueuse exige une antenne dont le diagramme de rayonnement est étroit pour être efficace. Bien que cette méthode n'ait pas été appliquée dans des conditions de rayonnement optimal, elle a fourni des résultats satisfaisants. Testée sur des surfaces rugueuses elle a donné des résultats cohérents. D'autre part, la méthode fréquentielle est plus adaptée à la mesure des paramètres de rugosité que la méthode temporelle.

IV.6. Méthode pour mesurer la permittivité du sol

L'évaluation d'un paramètre physique du sol à partir des données radar impose de prendre en compte l'ensemble des propriétés du sol (diélectriques et géométriques). En effet, lorsque les paramètres du radar sont fixes et si la distance radar-sol ne change pas, l'équation du radar montre que la puissance reçue après rétrodiffusion dépend uniquement de la nature de la cible qui est le sol. Plus clairement, de nombreux paramètres interviennent dans le phénomène de rétrodiffusion. Ces paramètres peuvent être séparés en deux grandes catégories : les paramètres géométriques comme la forme ou l'état de surface et les paramètres diélectriques liés à la nature du sol comme la permittivité diélectrique ou la conductivité. D'où la nécessité de caractériser le sol c'est-à-dire connaître la rugosité de l'interface air-sol et de caractériser le milieu de propagation c'est-à-dire de connaître ses caractéristiques diélectriques.

Beaucoup d'auteurs se sont penchés sur les méthodes permettant de caractériser les sols d'un point de vue électrique à l'aide d'un GPR [69]-[75].

On présentera brièvement les méthodes les plus couramment utilisées pour connaître la permittivité du milieu :

- Calcul de la permittivité à partir d'une source ponctuelle ou calibration sur objet test :

Cette méthode permet de connaître les paramètres du sol. Cette procédure consiste à placer un objet test à une profondeur connue (elle peut varier entre 5 et 10 cm). On déplace le radar suivant une direction donnée et on enregistre le B-Scan qui montre une hyperbole.

Connaissant les valeurs des paramètres (x_0, z_0) qui sont fixes par rapport à un point de référence choisi au départ, il est facile d'en déduire la vitesse de l'onde électromagnétique et

par conséquent la permittivité du milieu par le calcul du signal réfléchi par le point ponctuel en utilisant cette équation :

$$v = \frac{2\sqrt{(x-x_0)^2 + z_0^2}}{t(x)} \quad (\text{IV-8})$$

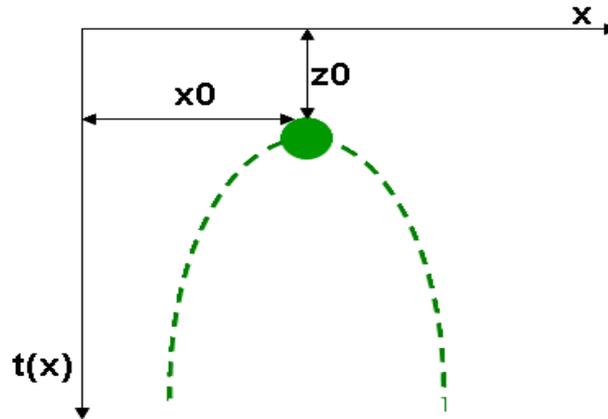


Figure IV-31. Calcul de la permittivité du sol à partir de la signature d'un point ponctuel qui est hyperbole

Où (x_0, z_0) désigne la position du point ponctuel, x la position du radar et $t(x)$ le temps d'arrivé de l'écho. Cette méthode implique l'utilisation d'un GPR fonctionnant en mode bi-statique pouvant acquérir des données en mode CMP ou WARR (voir paragraphe I.4.5.1).

Cependant, on peut procéder de faire le même calibrage par un choix plus simple qui consiste à placer une plaque métallique à une profondeur donné (z_0). Dans ce cas, on a plus besoin de déplacer le radar. Connaissant la hauteur et le temps d'arrivé de l'écho réfléchi par la plaque métallique la vitesse dans le milieu de propagation sera simplement :

$$v = \frac{2z_0}{t} \quad (\text{IV-9})$$

- Calcul de la permittivité à partir de l'onde de sol

Lorsque le radar est en contact avec le sol, une partie de l'énergie est transmise directement de l'émetteur vers le récepteur sous l'interface air-sol. Connaissant la distance (d) entre l'émetteur et le récepteur et le temps d'arrivé de l'écho (τ) de cette onde, on calcule la vitesse de l'onde dans le milieu de propagation et par conséquent on en déduit la permittivité diélectrique :

- $$v = \frac{d}{\tau} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \epsilon_r \mu_0}}$$

(IV-10)

Cependant, cette méthode exige d'utiliser un radar fonctionnant en mode bistatique.

Dans la suite, le problème de détermination de la permittivité diélectrique est abordé selon deux situations : milieu homogène avec une interface air-sol lisse et milieu homogène avec interface air-sol rugueuse.

IV.6.1. Méthodologie proposée pour mesurer la permittivité

IV.6.1.1. Cas sol lisse

a. Approche temporelle

Cette partie consiste à effectuer des calculs en réflexion sur le sol. Nous avons construit une structure géologique simple constituée de deux milieux homogènes (air et un sol homogène) que nous avons éclairé à l'aide du réseau d'antenne (modèle des fils obliques chargés). Une mesure en réflexion permet de remonter à la permittivité relative du milieu.

Dans un premier temps on considère deux milieux homogènes (l'air et le sol), séparés par une interface lisse.

Pour une onde qui se propage dans l'espace libre vers un milieu homogène et sans perte, un courant est réfléchi par une interface plane infinie et donné par :

$$I_{sol} = E_{inc} \cdot \frac{R_{sol}}{2r} \quad (IV-11)$$

Avec E_{inc} le champ incident vers le sol, R_{sol} le coefficient de réflexion du sol et $2r$ la distance parcourue de l'émetteur vers le récepteur.

Maintenant on suppose qu'un plan de masse parfaitement conducteur est placé à la même hauteur que celui du milieu homogène, le courant réfléchi par le plan de masse est donné par :

$$I_{metal} = E_{inc} \frac{R_{metal}}{2r} \quad (IV-12)$$

Avec I_{metal} le courant reçu et réfléchi par un plan de masse ou un métal et $R_{metal}=-1$ le coefficient de réflexion du métal.

Maintenant, en faisant le rapport entre les équations (IV-11) et (IV-12) , on obtient pour un sol lisse :

$$R_{sol} = \frac{I_{sol} \cdot R_{metal}}{I_{metal}} \quad (IV-13)$$

dont la seule inconnue est R_{sol} puisque I_{sol} et I_{metal} peuvent être obtenu par simulation.

La méthode proposée consiste à mesurer le courant reçu dans le cas de la Co-polar uniquement. Nous obtenons donc le courant en temporel $I_{sol}(t)$. Dans le cas de la Cross-polar l'équation (IV-13) n'a pas de sens car dans le cas de métal, le courant correspondant à la Cross-polar est théoriquement égal à zéro. Ce courant $I_{sol}(t)$ contient le courant diffracté par la surface considérée et le courant qui vient du couplage direct. Il est donc nécessaire de retirer le courant qui provient du couplage. Une fois le courant obtenu en fonction du temps, on cherche la valeur du courant max I_{sol} parmi les N itérations. Ensuite, un métal est placé à la même hauteur que celui du sol lisse, $I_{metal}(t)$ est mesuré et I_{metal} sera le maximum du courant $I_{metal}(t)$.

Dans cette configuration de mesure, le coefficient de réflexion est donné par (IV-13).

Une fois obtenu le coefficient de réflexion du sol lisse, la permittivité est donnée par les lois de Snell-Descartes appliquées aux équations de Maxwell. Nous appliquons l'équation (I-31) pour le calcul de la permittivité, nous obtenons:

$$\epsilon_r = \left(\frac{1 - R_{sol} \cos \theta}{1 + R_{sol}} \right)^2 + \sin^2 \theta \quad (IV-14)$$

Avec θ l'angle d'incidence de l'onde émise de l'antenne vers le sol, il est calculé suivant la configuration suivante :

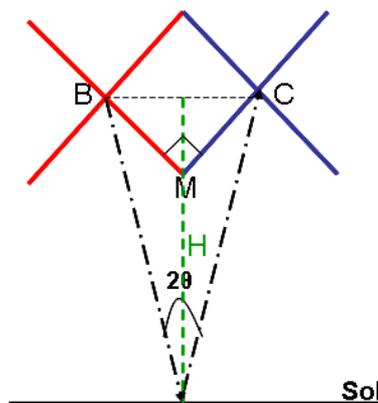


Figure IV-32. Calcul de l'angle d'incidence θ

On a : $BC^2 = MB^2 + MC^2$ et $tg(\theta) = \frac{BC/2}{H}$

avec : $MB=MC=0.2 \text{ m} \Rightarrow \theta \sim 15^\circ$

Le tableau 4 fait la synthèse des résultats de la méthode temporelle réalisée sur plusieurs scènes constituées d'une couche homogène de sol avec une interface air-sol lisse dont la valeur de la permittivité varie d'un cas à un autre:

Valeur théorique de la permittivité ϵ_r du sol	Permittivité mesurée ϵ_{HH}	Permittivité mesurée ϵ_{VV}
3	3.0524	2.9681
4	4.0419	3.9165
5	5.008	4.8437
6	5.9516	5.7503

Tableau 4 : Valeurs de la permittivité dans le cas Co-polar pour une interface air-sol lisse et obtenues par la méthode temporelle

Ces simulations sont effectuées en considérant un angle d'incidence de 15° avec un sol homogène et une interface air-sol lisse, cela signifie que le radar détecte la composante spéculaire du signal rétrodiffusé.

D'après les résultats du tableau 4, on remarque qu'en appliquant la méthode temporelle, la polarisation HH est mieux adaptée au calcul de la permittivité que la polarisation VV et ce dans le cas d'une interface air-sol lisse.

b. Approche fréquentielle

Comme pour l'approche temporelle, on mesure le courant dans le cas de la Co-polar uniquement. Nous obtenons le courant en temporel $I_{sol}(t)$. Ensuite nous soustrayons le courant qui provient du couplage direct, on effectue une transformé de fourrier discrète, nous déduisons $I_{sol}(f)$. La même démarche est appliquée pour le calcul de $I_{metal}(f)$. Ensuite, nous appliquons les équations (IV-11), (IV-12), (IV-13) et (IV-14).

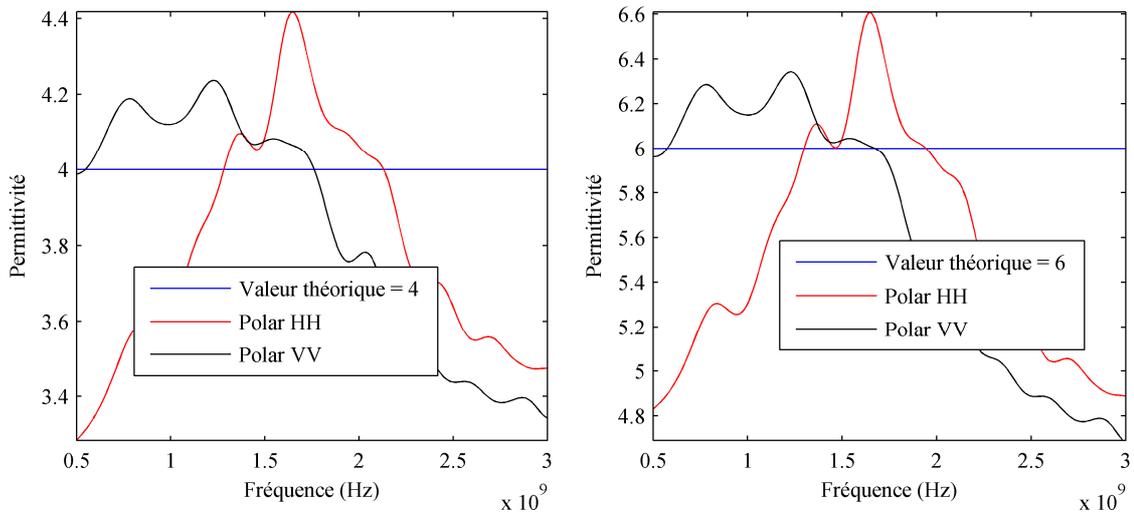


Figure IV-33. Valeur de la permittivité en fonction de la fréquence pour le cas où le sol a une permittivité relative $\epsilon_r=4$ (A gauche) et $\epsilon_r=6$ (A droite)

Dans le cas où nous appliquons la méthode fréquentielle pour le calcul de la permittivité diélectrique, plusieurs remarques sont à noter. Tout d'abord, on remarque que la réponse fréquentielle fluctue en fonction de la fréquence contrairement au cas théorique pour lequel la permittivité diélectrique devrait être constante en fonction de la fréquence. On estime que la fluctuation peut être due à des petites réflexions parasites aux niveaux des couches absorbantes PML où l'angle d'incidence atteignant les PML peut être proche du cas de l'incidence rasante. En effet, comme cela a été observé par exemple dans [76], l'efficacité du modèle PML est dégradée dans les zones où l'incidence du champ est rasante. Ce problème de réflexions parasites est inhérent aux modèles PML discrétisés. Ensuite, nous remarquons qu'à basse fréquence les valeurs des permittivités calculées se rapprochent beaucoup des valeurs théoriques ($\epsilon_r=3.98$ (Figure IV-33. A gauche) et $\epsilon_r=4.97$ (Figure IV-33. A droite)). Cependant, plus la fréquence augmente plus la valeur mesurée de la permittivité s'éloigne de la valeur théorique. Cet effet peut être expliqué par le fait que la dispersion numérique engendrée par le calcul FDTD augmente linéairement en fonction de la distance parcourue par l'onde par rapport à sa longueur d'onde. En d'autres termes, plus la fréquence augmente plus la longueur d'onde diminue plus la distance parcourue par rapport à sa longueur d'onde augmente (distance parcourue = n fois longueur d'onde).

En dernier lieu, on remarque que la polar VV est plus adaptée au calcul de la permittivité diélectrique que la polar HH.

Conclusion relative au cas où l'interface air-sol est lisse : Avec les deux méthodes temporelles et fréquentielles nous avons obtenu des résultats satisfaisants. Dans le cas de la méthode temporelle, les meilleurs résultats trouvés était dans le cas de la polar HH. En revanche, dans le cas de la méthode fréquentielle les meilleurs résultats trouvés était dans le cas de la polar VV et pour la fréquence basse de la bande de fréquence utilisée.

IV.6.1.2. Cas sol rugueux

Nous abordons maintenant le cas d'une interface air-sol rugueuse, plus représentative du cas réel. Comme que dans le cas du sol lisse, deux méthodes de calcul de la permittivité sont définies: une dans le domaine temporel et une autre dans le domaine fréquentiel.

a. Approche temporelle

Dans le cas où le sol est rugueux, la méthode proposée pour mesurer la permittivité diélectrique consiste à balayer le radar suivant une direction donnée (dans notre cas suivant x , et à mesurer le courant reçu dans le cas de Co-polar (polar HH et VV). Nous obtenons donc le courant en temporel $I_{sol}(t)$ pour les N acquisitions. Une fois que nous avons le courant en fonction du temps, nous soustrayons le couplage direct qui vient des antennes d'émissions et on cherche le maximum du courant pour toutes les acquisitions. Comme dans le cas du sol lisse nous utilisons toujours les équations (IV-12) et (IV-14) pour le calcul de I_{metal} et la permittivité successivement. Dans le cas du sol rugueux un paramètre supplémentaire est pris en compte il s'agit de la hauteur quadratique moyenne H_{rms} . Ce paramètre est introduit dans le calcul de R_{sol} .

Dans ce qui suit, nous allons expliquer comment nous pouvons reformuler l'équation du courant réfléchi par une interface air-sol rugueuse de façon à prendre en compte la rugosité de l'interface.

Nous considérons le schéma représentatif de la trajectoire de l'onde (Figure IV-34). L'idée c'est de pouvoir calculer le courant réfléchi par le sol rugueux en prenant le cas de référence de l'onde émetteur-plaque-récepteur.

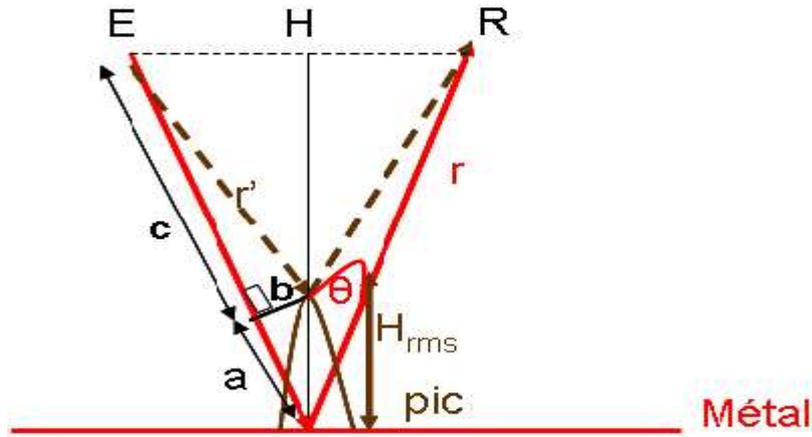


Figure IV-34. Calcul du courant réfléchi par un pic situé sur la surface rugueuse

Nous avons toujours I_{metal} donné par :

$$I_{metal} = E_{inc} \frac{R_{metal}}{2r} \quad (IV-15)$$

Le courant réfléchi par l'interface air-pic vaut :

$$I_{sol} = \frac{E_{inc} R_{sol}}{2r'} \quad (IV-16)$$

avec $2r'$ la distance émetteur-pic-récepteur.

D'après la Figure IV-34, on a :

$$a = H_{rms} \cos(\theta) \quad (IV-17)$$

$$b = a \tan g \theta \quad (IV-18)$$

$$r' = \sqrt{c^2 + b^2} = \sqrt{(r-a)^2 + b^2} = \sqrt{(r - H_{rms} \cos \theta)^2 + (H_{rms} \sin \theta)^2} \quad (IV-19)$$

En incluant r' dans (IV-16) et en faisant le rapport entre (IV-15) et (IV-16), on calcul le coefficient de réflexion dans le cas où l'interface air-sol est rugueuse :

$$R_{sol} = \frac{\langle I_{sol,i=1:N} \rangle R_{metal}}{I_{metal}} \frac{\sqrt{(r - H_{rms} \cos \theta)^2 + (H_{rms} \sin \theta)^2}}{r} \quad (IV-20)$$

avec $r = \frac{H}{\cos \theta}$ où $H=0.5$ m (la distance qui sépare les antennes du sol).

$I_{sol,i=1:N}$ est un vecteur qui contient le maximum des courants pour les N acquisitions et $\langle I_{sol,i=1:N} \rangle$ est la valeur moyenne des maximums des courants.

Ce nouveau coefficient de réflexion corrige l'effet de la rugosité. Cependant, avant de calculer la permittivité dans le cas d'une interface air-sol rugueuse, une mesure préliminaire pour caractériser l'interface rugueuse devrait être effectuée. On peut appliquer la méthode expliquée dans le paragraphe (IV.5) pour mesurer H_{rms} . Ensuite, on intègre cette valeur dans l'équation (IV-20) puis on applique l'équation (IV-14) pour le calcul de la permittivité.

Toutefois, on sait que si l'interface air-sol est rugueuse, la valeur de la permittivité mesurée sera moins bien estimée. Cependant, pour corriger la perte due à la rugosité la valeur de H_{rms} incluse dans l'équation (IV-20) est négative ce qui favorise la permittivité mesurée.

On va présenter dans le tableau ci-dessous les résultats de la méthode temporelle et dans le cas où l'interface air-sol est rugueux.

H_{rms} (m)	L_c (m)	$\epsilon_{rthéorique}$	ϵ_{rHH}	ϵ_{rVV}
0.01	0.33	4	4.58	4.50
0.01	0.33	5	5.82	5.73
0.01	0.33	6	7.05	6.95
0.025	0.33	4	4.12	4.05
0.025	0.33	5	5.13	5.03
0.025	0.33	6	6.12	6.00

Tableau 5 : Valeurs de la permittivité dans le cas Co-polar pour une interface air-sol rugueuse et obtenues par la méthode temporelle

Conclusion: Le niveau le plus élevé est obtenue pour la rugosité la plus faible, c'est-à-dire lorsque la composante cohérente du signal rétrodiffusé (émise dans la direction spéculaire à incidence faiblement normale puisque l'angle d'incidence est faible) est maximale. Lorsque la rugosité croit, la composante diffuse du signal rétrodiffusé augmente au détriment de la composante cohérente, ce que traduit la décroissance du signal détectée par le radar. Une autre remarque est que les valeurs obtenus par la polar VV sont plus proches des valeurs théoriques.

b. Approche fréquentielle

Comme dans le cas de la méthode temporelle, on déplace le radar suivant une direction donnée (dans notre cas suivant x, et à mesurer le courant reçu dans le cas de la Co-polar. On obtient donc le courant en temporel $I_{sol}(t)$ pour les N acquisitions. Après avoir retiré le

couplage direct, nous effectuons une transformée de fourrier discrète et nous obtenons donc $I_{sol}(f)$ (amplitude et phase). Ensuite, les équations (IV-21) et (IV-22) sont appliquées.

$$R_{sol,j=1:w} = \frac{\langle I_{sol,i=1:N,j} \rangle R_{metal}}{I_{metal,j}} \frac{\sqrt{(r - H_{rms} \cos \theta)^2 + (H_{rms} \sin \theta)^2}}{r} \quad (IV-21)$$

avec j , un entier utilisé pour indexer la fréquence ($f \in [0.5-3]$ GHz.), i celui pour indexer les acquisitions, N le nombre d'acquisitions, w le nombre des fréquences, $\langle I_{sol,i=1:N,j} \rangle$ la valeur moyenne du courant pour toutes les acquisitions et à une fréquence donnée.

Ensuite, la permittivité diélectrique est calculée pour chaque fréquence.

$$\epsilon_{r,j=1:w} = \left(\frac{1 - R_{sol,j}}{1 + R_{sol,j}} \cos \theta \right)^2 + \sin^2 \theta \quad (IV-22)$$

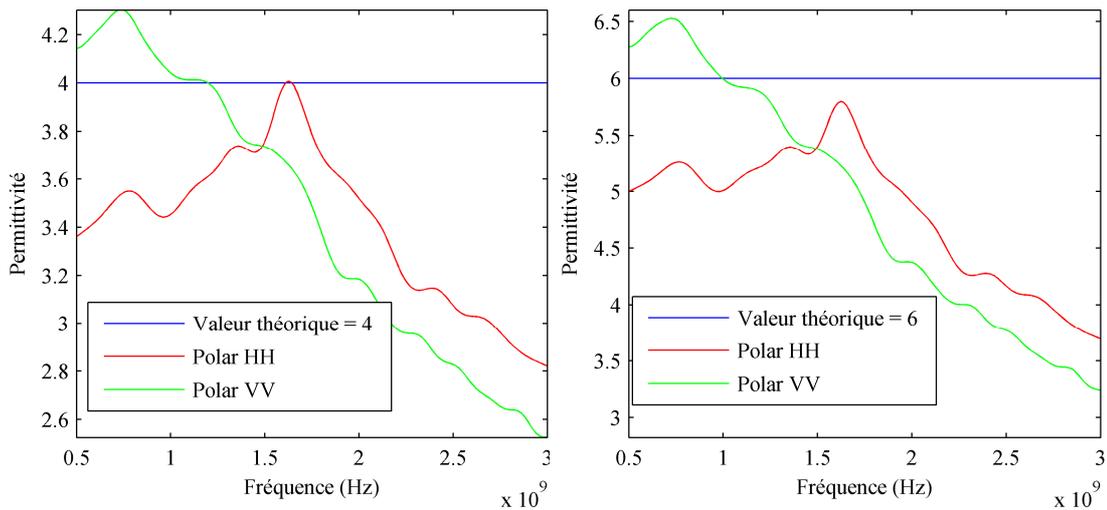


Figure IV-35. Valeur de la permittivité en fonction de la fréquence dans le cas où $\epsilon_r=4$ (A gauche) et $\epsilon_r=6$

La Figure IV-35 montre les permittivités mesurées en fonction de la fréquence dans le cas où $H_{rms}=0.01$ m et $L_C=0.33$ m.

Nous présentons dans le tableau ci-dessous, les résultats de la méthode fréquentielle dans le cas de l'interface air-sol rugueux. Nous incluons dans le tableau 6 les résultats correspondant à la fréquence la plus basse ($f=0.5$ GHz) puisque les meilleurs résultats obtenus étaient pour la fréquence basse.

H_{rms} (m)	LCD (m)	$\epsilon_{rthéorique}$	ϵ_{rHH}	ϵ_{rVV}
0.01	0.33	4	3.36	4.14
0.01	0.33	5	3.36	5.19
0.01	0.33	6	4.99	6.27
0.025	0.33	4	3.24	4.04
0.025	0.33	5	3.83	4.80
0.025	0.33	6	4.73	6.07

Tableau 6 : Valeurs de la permittivité dans le cas Co-polar pour une interface air-sol rugueuse et obtenues par la méthode fréquentielle

D'après la Figure IV-35, nous remarquons que plus la fréquence augmente plus la permittivité mesurée diminue et c'est pour les deux polars HH et VV. Ce comportement peut être expliqué par le fait que lorsque la fréquence augmente la longueur d'onde diminue et la surface vue par l'onde paraît plus rugueuse, par conséquent la diffusion augmente et le courant captée par l'antenne sera plus petit. D'autre part, les valeurs mesurées par le polar VV sont mieux que ceux données par le polar HH. Ce comportement est similaire à celui observé dans le cas de la méthode temporelle. On peut conclure que la basse fréquence est mieux adapté à la mesure de la permittivité surtout lorsque le sol est rugueux.

Conclusion sur les deux méthodes temporelle et fréquentielle : Comme conclusion générale sur les méthodes permettant de mesurer la permittivité, nous pouvons déduire que la méthode fréquentielle est mieux adaptée vu que de meilleurs résultats sont obtenus avec celle-ci. En effet, lorsque les mesures s'effectuent en temporel, on prend la valeur maximum du pic du signal temporel (signal sino-gaussienne envoyée) qui contient toutes les fréquences. On ne garantit pas que le signal après réflexion gardera sa forme initiale. Par ailleurs, une autre remarque c'est que la fréquence basse est plus adaptée à la mesure de la permittivité.

IV.7. Conclusion

L'objectif des travaux présentés dans ce chapitre est la mise en œuvre d'une méthode de caractérisation d'une surface rugueuse. Deux méthodes ont été développées : la première dans le domaine temporel et la seconde dans le domaine fréquentiel. Afin d'exploiter ces méthodes, il est nécessaire de passer par une modélisation qui permet de simuler le fonctionnement d'un radar GPR. Cette méthode permet de composer une scène en plusieurs sous-scènes ; la

simulation successive des sous-scènes permet de minimiser le temps de calcul. Et dans le but d'être dans les situations les plus réalistes possibles, nous avons présenté deux méthodes permettant de modéliser une surface rugueuse et qui sont la méthode fractale et la méthode spectrale qui a été adoptée.

Ensuite, dans le but de mesurer la permittivité diélectrique de la première couche du sous-sol, deux méthodes temporelles et fréquentielles ont été développées. Ces deux méthodes ont été testées dans un cas idéal où on suppose que l'interface air-sol est lisse puis dans un cas plus réaliste où l'interface air-sol est rugueuse. Ces deux méthodes ont été comparées pour différentes variations de la permittivité du milieu de propagation et plusieurs niveaux de rugosité.

Conclusions et perspectives

Cette étude a permis de dresser un état de l'art de l'intérêt et de différents domaines d'applications du GPR dans l'exploration de sous-sols. Le GPR est utilisé pour diverses applications telles que le génie civil, la géologie, l'archéologie... c'est un outil adapté à l'étude du sous-sol planétaire répondant aux contraintes de poids et de puissance. Actuellement, Mars est devenu un objectif privilégié des programmes planétaires internationaux et le recours aux méthodes de sondage GPR constitue une étape primordiale dans l'étude de l'évolution de la planète dans le but de rechercher d'éventuelles traces de vie.

Notre travail a été effectué en collaboration avec LATMOS (Laboratoire Atmosphères, Milieux, Observations Spatiales). Ce travail consiste à prédire le comportement de l'instrument WISDOM (Water Ice Subsurface Deposits Observation On Mars) dont l'objectif est de sonder le sous-sol de Mars jusqu'à quelques mètres de profondeur et d'étudier les structures géologiques. Cependant, pour atteindre ces buts, il était indispensable de modéliser le fonctionnement du GPR WISDOM. Une étape préliminaire a permis d'évaluer le comportement du système antenne et son interaction avec le Rover. Cela a nécessité la modélisation de ces deux structures dans le même volume de calcul. Se posait alors un problème d'échelle entre ces deux éléments ; c'est dans ce contexte qu'une étape préliminaire de modélisation des antennes du GPR a été effectuée. C'est ainsi qu'un modèle de rayonnement basé sur des sources dipolaires a été appliqué. Dans ce contexte, une méthode permettant de reproduire un modèle de rayonnement large bande à partir des données fréquentielles a été mise en œuvre. Il a été utilisé pour voir l'influence du rover et du sol sur le rayonnement de l'antenne. Etant donné qu'il s'agit d'un modèle de rayonnement, il ne permet pas de traduire le comportement du radar en réception, ainsi le recours à un autre modèle a été indispensable. Un modèle d'antenne filaire basé sur le formalisme des fils obliques et pouvant fonctionner aussi bien en émission qu'en réception a été mis en œuvre. Afin d'augmenter la bande passante du modèle filaire, nous avons inséré des charges résistives avec une distribution conforme à celle proposée par Wu et King. Ce modèle a servi pour développer une méthode permettant de calculer les Co- et Cross-Polar et pour l'étude du comportement d'un radar polarimétrique. Les résultats obtenus ouvrent la voie à un travail futur qui consisterait à mieux exploiter les données polarimétriques afin d'aboutir à une amélioration de la résolution des données. Par ailleurs, on pourra toujours améliorer le rendement du modèle d'antenne filaire en optimisant la répartition des résistances et limiter ainsi les pertes.

Une technique de détection de failles par un radar polarimétrique a été présentée. Pour ce faire une étape de modélisation du fonctionnement du radar s'est avérée indispensable. Une méthode permettant d'obtenir, avec un temps de calcul minimum, le B-scan d'une scène pouvant comporter différents objets a été présentée. La rapidité relative des simulations fait de cette méthode de modélisation un outil efficace pour obtenir des acquisitions GPR.

Cette approche a été appliquée pour caractériser une surface rugueuse. L'acquisition des données a consisté à effectuer un profilage radar en surface, en développant deux techniques temporelle et fréquentielle qui estiment les temps de propagation correspondant aux maximums des courants reçus. Une validation par une approche expérimentale doit être envisagée pour finaliser l'étude.

Finalement, pour calculer la permittivité de la première couche du sous-sol, le coefficient de réflexion doit être connu. Il est possible de l'extraire des enregistrements radar en calculant le rapport entre un signal mesuré réfléchi sur un interface air-sol lisse puis dans un cas plus réaliste où l'interface air-sol est rugueuse, et un signal de référence. L'avantage de cette approche est qu'elle permet de s'affranchir du signal source. C'est ainsi que deux méthodes de calcul de permittivité en temporel et en fréquentiel ont été développées et testées. La simulation numérique de mesures de la permittivité avec ces méthodes et réalisée sur un sol homogène a donné des résultats satisfaisants. L'étude a été conduite sur des sols homogènes et non magnétiques, elle pourra être étendue à une plus grande variété d'environnements. En effet, la prise en compte des propriétés magnétiques est indispensable dans le contexte de l'exploration martienne. On peut aussi poursuivre ce travail pour essayer de remonter à la permittivité de plusieurs couches et reconstruire la structure du sous-sol martien. Parallèlement, la validation expérimentale des approches proposées doit aussi constituer une priorité dans le futur.

Bibliographie

- [1] F. Costard, "La planète Mars", Paris : PUF, "Que sais-je?" , no 3568, 2000.
- [2] P. Labrot, "Site internet: www.nirgal.net".
- [3] J. Vago, B. Gardini, G. Kminek, P. Baglioni, G. Gianfiglio, A. Santovincenzo, S. Bayon, M. Van Winnendael, "Exomars: Searching for Life on the Red Planet", E.S.A bulletin ISSN 0376-4265, ESA Publication Division, no. 126, pp. 16-23, 2006.
- [4] "Digging Deep for Martian Life", interview with ESA's Jorge Vago (ExoMars Project Scientist), Astrobiology Magazine, July 23, 2007.
- [5] V. Ciarletti, J.J. Berthelier, P. Edenhofer, S.E Hamran, A. Herique, W. Kofman, D. Plettemeier, H. Svedhem, "the Ground Penetrating Radar of the Wisdom experiment (Exomars Pasteur instrument payload)," Geophysical Research Abstracts, vol. 6, 07486, 2004, SRef-ID: 16077962/gra/EGU04-A-07486, European Geosciences Union 2004.
- [6] J.J. Berthelier, S.E. Hamran, R. Ney, the Wisdom Team, CETP/IPSL, "The Wisdom Experiment on the Exomars ESA Mission", Workshop on Radar Investigations (2005).
- [7] V. Ciarletti, C. Corbel, F. Cais, D. Plettemeier, S.E. Hamran, M. Øyan, and the Wisdom team, CETP/IPSL, "Performances of the Wisdom GPR Designed for the Shallow Sounding of Mars", 40th Lunar and Planetary Science Conference (2009).
- [8] C. Corbel, S. Hamran, R. Ney, D. Plettemeier, F. Dolon, A. Jeangeot, V. Ciarletti, J. Berthelier, "Wisdom: an UHF GPR on the Exomars Mission", in American Geophysical Union, 2006.
- [9] S. Lambot, E. Slob, M. Vanclooster, J.A. Huisman, H. Vereecken, "Hydrogeophysical Techniques for Site Characterization and Monitoring: Recent advances in Ground Penetrating Radar", Springer Netherlands, book: Soil Chemical Pollution, Risk Assessment, Remediation and Security, pp. 183-202.
- [10] S. Lambot, "Ground Penetrating Radar in Hydrogeophysics", Vadose Zone Journal, vol. 7, no. 1, pp. 137-139, February 2008.
- [11] Gu, Zh. W., "The Application of Ground Penetrating Radar to Geological Investigation on Ground in Cold Regions", Journal of Glaciology and Geocryology, vol. 16, no. 3, pp. 283-289, 1994.
- [12] F. J. Navarro, J. J. Lapazarán, F. Machio, C. Martín, J. Otero, "On the Use of GPR Energetic Reflection coefficients in Glaciological Applications", Geophysical Research, vol. 11 EGU2009-9804, EGU General Assembly 2009.
- [13] J. Woodward, M. J. Burke, "Applications of Ground-Penetrating Radar to Glacial and Frozen Materials", Journal of environmental and engineering geophysics, vol. 12, pp. 69-85, March 2007.
- [14] A. Novo, M. Grasmueck, D. A. Dave, H. Lorenzo, "3D GPR In Archaeology: What can be gained from Dense Data Acquisition and Processing", 13th International Conference on Ground Penetrating Radar, June 16-19 2008, Birmingham, UK.
- [15] A. Novo, H. Lorenzo, F. I. Rial, M. Pereira, M. Solla, "Ultra Dense Grid Strategies for 3D GPR in Archaeology", , 13th International Conference on Ground Penetrating Radar, June 16-19 2008, Birmingham, UK.
- [16] P. M. Barone, E. Pettinelli, E. Mattei, A. De Santis, E. De Minicis, "GPR Investigations in the Archaeological Area of Ferento (Viterbo, Lazio, Italy)", 41 special theme 7th International Conference Archaeological Prospection, Nitra 2007, 101-103.

- [17] A. M. Zoubir, L. J. Chant, L. C. Brown, B. Barkat, C. Abeynayake, "Signal Processing Techniques for LandMine Detection Using Impulse Ground Penetrating Radar", IEEE sensors journal, vol.2, no. 1, pp. 41-51, 2002.
- [18] D. P. Gader, M. Mystkowski, Z. Yunxin, " LandMine Detection with Ground Penetrating Radar using Hidden Markov Models", IEEE transactions on geoscience and remote sensing, vol. 39, no. 6, pp. 1231-1244, 2001.
- [19] T. Scullion, C. L. Lau, T. Saarenketo, "Performance specifications of Ground Penetrating Radar Proceeding", 6th International Conference on Ground-Penetrating Radar, pp. 341-346, Septembre 1996
- [20] D. Noon, G. Stickley, D. Longsta, "A frequency-independent characterisation of GPR penetration and resolution performance", Journal of Applied Geophysics, pp. 127- 137, 1998
- [21] D. Noon, G. Stickley, D. Longsta, "A frequency-independent characterisation of GPR penetration and resolution performance", 7th International Conference on Ground Penetrating Radar, pp. 27-30, 27-28 May 1998
- [22] R. Plumb, D. Noon, G. Stickley and D. Longsta, "A waveform range performance diagram for Ground Penetrating Radar" , Journal of applied Geophysics, pp. 117-126, 1998
- [23] J. M. Reynolds "An introduction to Applied and Environmental Geophysics", 1997
- [24] J. Daniels, "Fundamentals of Ground Penetrating Radar", The Institution of Electrical Engineers, 1990
- [25] J. Daniels, "Surface Penetrating Radar", IEEE Radar, Sonar, Navigation and Avionics Series 6, 1996
- [26] B.A. Campbell, "Radar Remote Sensing of Planetary Surfaces", Cambridge Ed.
- [27] P. J. W. Debye. "Polar Molecules", Dover Publ. Inc., 1945.
- [28] K. S. Cole, R. H. Cole, "Dispersion and absorption in dielectrics", J. Chem. Phys., vol. 9, pp. 341-351, 1941.
- [29] D. W. Davidson, R. H. Cole, "Dielectric relaxation in glycerol, propylene glycol, and n-propanol", J. Chem. Phys, vol. 29, pp. 1484-1490, 1951.
- [30] A.S Turk, "Ultra-wideband TEM horn design for ground-penetrating impulse radar systems", Microwave and Optical Technology Letters vol. 41, no. 5, p.333-336, Apr. 2004.
- [31] I. J. Chant, A. R. Rye, "Overview of current radar land mine detection research at the defence science and technology organisation, salisbury, south Australia". In Proceedings of The detection of abandoned land mines, EUREL International Conference, pp. 138–142, Edinburgh, Scotland, 1996.
- [32] X. Qing, Z. N. Chen, M. Y. W. Chia, "UWB characteristics of disc cone antenna", IEEE international Workshop on antenna technology, pp. 91-100, March 2005.
- [33] T. T. Wu and R.W.P. King, "The cylindrical antenna with nonreflecting resistive loading", IEEE transactions on antennas and propagation, Vol. 13, pp. 369-373, May 1965.
- [34] J. G. Maloney, G.G Smith, "A study of transient radiation from the Wu-King resistive monopole-FDTD analysis and experimental measurement", IEEE transactions on antennas and propagation, Vol. 41, No. 5, pp. 668-676, May 1993.
- [35] A. S. Turk, "ultra-wideband Vivaldi antenna design for multisensor adaptive ground-penetrating impulse radar", Microwave and optical technology letters, Vol. 48, No. 5, May 2006.

- [36] J. Shin and D. H. Schaubert, "Toward a better understanding of wideband Vivaldi notch antenna arrays", in Proc. Antenna Application Symp., Allerton Park/Monticello, IL, sept.20-22, 1995.
- [37] J. D Dyson, "The equiangular spiral antennas", IRE on antennas and propagation, pp. 181-187, 1959.
- [38] K.M. Ho, C.T. Chan, and C. M. Soukoulis, Physical Review Letters 65, 3152, 1990.
- [39] J. C. Vardaxoglou, "Frequency Selective Surfaces: Analysis and design", Research Studies Press, Taunton, UK, 1997.
- [40] H.Richard Gallager, "Introduction aux elements finis", Pluralis, 1976.
- [41] J. B. Keller, "A geometrical theory of diffraction", Proceedings of Symposia in Applied Mathematics, vol.1.8, Calculus of Variation and its Application, pp.27-52, New York (1958).
- [42] R. G. Kouyoumjian and P. H. Pathak, "A Uniform Geometrical Theory of Diffraction for an Edge in a Perfectly Conducting Surface, Proceedings of the IEEE, vol. 62(11), pp. 1448-1461, Novembre 1974.
- [43] D. A. McNamara, C. W. I. Pistorius, J. A. G. Malherbe, "Introduction to the Uniform Geometrical Theory of Diffraction", 1990.
- [44] K .S. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media", IEEE Trans. Antennas Propagation, vol. 14, No. 3, pp. 302-307, 1966.
- [45] A. Taflove and M. E. Brodwin, "Numerical solution of steady state electromagnetic scattering problems using the time dependent Maxwell's equations" IEEE Transactions on Microwave theory and Technique, vol. 23, pp. 623-630, August 1975.
- [46] A. Taflove and M. E. Brodwin, "Computation of the electromagnetic fields and induced temperatures within a model of the microwave-irradiated human eye" IEEE Transactions on Microwave theory and Technique, vol. 23, No. 11, pp. 886-986, November 1975.
- [47] A. Taflove, S. C. Hagness, « Computational electrodynamics, the finite difference time domain method », Artech House, 3rd edition 2005.
- [48] R. Holland, J. Williams, "Total-field versus scattered-field finite difference", IEEE Trans. Nuclear Sciences, vol. 30, pp. 4583-4587, 1993.
- [49] J. P. Bérenger, "A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves", J. computational physics, vol. 114, pp. 185-200, 1994.
- [50] D. Plettemeier, V. Ciarlett, "Full polarimetric GPR antenna system aboard the Exomars Rover ", IEEE Radar Conference, 2009.
- [51] S. Linke, C. Corbel, V. Ciarletti, "Ultra light-weight antenna System for full polarimetric GPR applications", dans: Eurocon, international IEEE conference devoted to the 150-Anniversary of Alexandre S Popov, 2009.
- [52] C. Guiffaut A. Reineix, "Cartesian shift wire formalism in the FDTD method with multiwire junction", IEEE Trans. Ant. and Prop., accepted for Publication, Jan. 2010.
- [53] C. guiffaut, A. Reineix, B. Pecqueux, " Nouveau formalisme des fils obliques pour la méthode FDTD avec jonctions multifils ", 15ème colloque international et exposition sur la compatibilité électromagnétique", Limoges Avril 2010.
- [54] R. Holland, "Finite difference analysis of EMP coupling to thin struts and wires", IEEE trans. On Electromagnetic Compatibility, vol. 23, No. 2, pp. 88-97, Mai 1981.

- [55] C. Giraudon, "Contribution à la simulation électromagnétique dans le domaine temporel, Approches électromagnétiques et informatiques », thèse de doctorat d'université, Limoges : université de Limoges, 2002.
- [56] F. Edelvick, "A new technique for accurate and stable modeling of arbitrarily oriented thin wires in the FDTD method", IEEE trans. Electroma. Comp., vol.45, No. 2, pp. 416-423, May 2003.
- [57] P. Breuilh, B. Pecqueux, "Modélisation locale dans les code FDTD", 9ème colloque international de compatibilité électromagnétique", Brest 1998.
- [58] Wu and King, "The Cylindrical Antenna with Nonreflecting Resistive Loading", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. AP-13, pp. 369-373, May 1965.
- [59] Wu and Shen, "Cylindrical antenna with tapered resistive loading", Radio Science, vol. 2, pp. 191-201, 1967.
- [60] S.M, "A model for the hydrologic and climatic behavior of water on Mars", Journal. Geophys. Res., 98, pp. 10973-11016, 1993.
- [61] E. Heggy, P. Paillou, F. Costard, N. Mangold, G. Ruffie, F. Demontoux, G. Grandjean, J.M Malezieux., "Local geoelectrical models of the Martian subsurface for shallow groundwater detection using sounding radars", J.G.R., 2003, vol 108, no E4,10.1029/2002JE1871.
- [62] E. Heggy, P. Paillou, F. Costard, N. Mangold, G. Ruffie, F. Demontoux, J. Grandjean, J.M. Malezieux, "Models of the Martian subsurface for radar detection of shallow ground water", J.G.R., 2002.
- [63] F. Costard, J. Berthelier, G. Grandjean, E. Heggy, N. Mangold, R. Ney, Ph. Paillou, "Proposed model of the Martian subsurface for the GPR experiment on NetLander", Conf. on the Geophysical Detection of Subsurface Water on Mars, Houston, USA, august 2001.
- [64] B. Mandelbrot, "Fractal geometry of nature", 1982.
- [65] B. Mandelbrot, "Les objets fractals", 1984.
- [66] J. F. Gouyet, "Physique et structures fractales", ISBN : 2-225-82777-X, 1992.
- [67] B. Sapoval, "Universalités et fractales", ISBN : 2-08-211207-1, 1997.
- [68] J. A. Ogilvy, "Theory of Wave Scattering from Random Rough Surfaces", London, IOP Publishing, 1991.
- [69] A. Martinez, A. P. Byrnes, "Modeling dielectric-constant values of geologic materials: an aid to ground penetrating radar collection and interpretation", Current research in Earth Sciences, vol. 247, no 1, pp. 1-16, 2001.
- [70] D. A. boyarskii, V. V. Tikhonov, N. Y. Komarova, "Model of dielectric constant of bound water in soil for applications of microwave remote sensing", Progress in electromagnetic research, vol. 35, pp. 251-269, 2002.
- [71] S. Lambot, E. C. Slob, I. Van Den Bosh, B. Stockbroeckx, M. Vanclooster, "Modeling of ground penetrating radar for accurate characterisation of subsurface electric properties, IEEE on Geoscience and Remote Sensing, vol. 42, no 11, pp. 2555-2568, 2004.
- [72] S. Lambot, I. Van Den Bosh, B. Stockbroeckx, P. Druyts, M. Vanclooster, E. C. Slob, "Frequency dependance of the soil electromagnetic properties derived from ground penetrating radar signal inversion", Subsurface sensing technologies and applications, vol. 6, no 1, pp. 73-87, 2005.

- [73] R. A. Van Overmeeren, S. V. Sariowan, J. C. Gehrels, "Ground penetrating radar for determining volumetric soil water content, results of comparative measurements at two sites", *Journal of Hydrology*, vol. 197, no 1, pp. 316-338, 1997.
- [74] J. A. Huisman, S. S. Hubbard, J. D. Redman, A. P. Annan, "Measuring soil water content with ground penetrating radar : A review, *Vadose Zone Journal*, vol. 2, pp. 476-491, 2003.
- [75] J. A. Huisman, J. J. Snepvangers, W. Bouten, G. B. Heuvelink, "Monitoring temporal development of spatial soil water content variation: comparison of ground penetrating radar and time domain reflectometry", *Vadose Zone Journal*, vol. 2, pp.519-529, 2003.
- [76] F. Collino, P.B. Monk, "Optimizing the perfectly matched layer", *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol. 164, no 1, pp. 157-171, 1998.