

UNIVERSITE DE LIMOGES

ECOLE DOCTORALE Science – Technologie – Santé

FACULTE des Sciences et Techniques
XLIM- Département OSA

Thèse N° 2-2009

Thèse
pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Limoges

Discipline : Electroniques des Hautes fréquences, Optoélectronique
Spécialité : Télécommunications

Présentée et soutenue par

Mathieu NEYRAT

Le 23 janvier 2009

**Contribution à l'étude de G.P.R. (Ground Penetrating Radar)
multicapteurs. Méthodes directes et inverses en temporel**

Thèse dirigée par Alain REINEIX

JURY :

Président :

Mr François REYNAUD

Professeur

Université de Limoges, XLIM, Dépt. « Photonique », Limoges

Rapporteurs :

Mme Valérie CIARLETTI

Professeur

*Centre d'Etude Terrestre et Planétaires / IPSL, Vélizy
Villacoublay*

Mme Valérie VIGNERAS-LEFEBVRE

Professeur

*Université de Bordeaux 1, Laboratoire de l'Intégration du
Matériau au Système, Dépt. MCM, Pessac*

Examineurs :

Mr Xavier DEROBERT

Ingénieur (H.D.R.)

*Laboratoire Central des Ponts et Chaussées , section RMS1,
Bouguenais*

Mr Christophe GUIFFAUT

Chargé de Recherche C.N.R.S.

Université de Limoges, XLIM, Dépt. « O.S.A. », Limoges

Mr Alain REINEIX

Directeur de Recherche C.N.R.S.

Université de Limoges, XLIM, Dépt. « O.S.A. », Limoges

Remerciements

Ce travail de recherche a été effectué à la Faculté des Sciences et Techniques de l'Université de Limoges au sein du laboratoire Xlim.

Je tiens à remercier tout d'abord Monsieur Alain REINEIX, Directeur de recherche au CNRS, qui a bien voulu assurer la direction de cette thèse, pour son accueil, sa gentillesse, son soutien et ses précieux conseils.

J'exprime ma sincère reconnaissance à Monsieur Christophe GUIFFAUT pour l'attention toute particulière qu'il a porté sur ces travaux, son aide au développement numérique et pour l'encadrement dont il m'a fait bénéficier durant ces trois années.

Je remercie Monsieur François REYNAUD, Professeur à l'Université de Limoges, de m'avoir fait l'honneur de présider le Jury de cette thèse.

Je remercie Madame Valérie CIARLETTI, Professeur au Centre d'Etude Terrestre et Planétaire de Paris, et Madame Valérie VIGNERAS-LEFEBVRE, Professeur de l'Université de Bordeaux, pour avoir accepté de juger ce travail et d'assurer la tâche de rapporteur.

J'associe également à ces remerciements Monsieur Xavier DEROBERT, Ingénieur au Laboratoire Central des Ponts et Chaussées de Nantes, de m'avoir fait l'honneur d'être membre du Jury.

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

Je remercie également tous mes collègues de thèse pour tous les bons moments passés : Ben, Tony, Gégé, Pierre, U ... ainsi que tous mes collègues de bureau qui se sont succédés Matthieu, Hicham, Eric, Mickael, Karima, Alia, Manu, Bruno...

Une petite pensée pour la grande équipe des "saucisses" Nico, Lolo, Gégé, Pierre, Alban... pour les nombreux titres de champions d'acad!

Un grand merci également à tous ceux qui ont marqué ces trois années et qui ont grandement contribué à la réussite de cette thèse, je parle de mes amis Hugo, Romain, Fabien ainsi que tous les membres du CCNHC sans oublier Oliv' avec qui j'ai passé de super moments au bord de l'eau. Je salue toutes celles et tous ceux qui m'ont aidé et qui me sont chers. A défaut de pouvoir être exhaustif aujourd'hui, je ne vous oublie pas.

Je terminerai par remercier mes parents et mes grands-parents, sans qui je n'aurais pu arriver à ce niveau d'études, pour tout le soutien qu'ils m'ont apporté.

Cette thèse a été financée par le conseil régional du Limousin.

Table des matières

1	Notions d'électromagnétisme appliquées au radar	11
1.1	Equations de diffusion et de propagation	11
1.2	Paramètres électromagnétiques de la matière	14
1.2.1	Comportement de la matière vis à vis du champ magnétique	14
1.2.2	Comportement de la matière vis à vis du champ électrique	15
1.2.2.1	La conductivité électrique	15
1.2.2.2	La permittivité électrique	16
1.2.2.3	Courant total et paramètres effectifs	18
1.3	Propriétés caractéristiques des sols	20
1.4	Modélisation des paramètres électromagnétiques	21
1.4.1	Modèle de Debye	21
1.4.2	modèle de Cole-Cole	22
1.4.3	Modèle semi-disperse	23
1.5	Phénomènes électromagnétiques aux interfaces planes	23
1.5.1	Lois de Snell-Descartes	24
1.5.2	Equations de Fresnel	25
1.5.3	Milieux diélectriques parfaits	25
1.5.3.1	Angle de Brewster	26
1.5.3.2	Angle critique	26
1.5.4	Milieux diélectriques à pertes	26
1.5.5	Paramètres de dépolarisation	26
1.5.5.1	Cas d'une interface plane	26
1.5.5.2	Cas de longs cylindres circulaires	27
1.6	Les radars de type GPR (Ground Penetrating Radar)	28
1.6.1	Historique	28
1.6.2	Principe du GPR	29
1.6.3	Les différents types de radar	30
1.6.3.1	Méthode impulsienne	30
1.6.3.2	Vobulation linéaire de fréquence (Frequency Modulated Continuous Wave)	31
1.6.3.3	Radars à sauts de fréquence (Step Frequency Ground Penetrating Radar)	32
1.6.3.4	Autres méthodes	33
1.6.3.5	Le radar Ramac	33
1.6.4	Les différents modes d'acquisitions	34
1.6.4.1	Les modes réflexion	34
1.6.4.2	Le mode transmission	37
1.6.5	Les enregistrements radar	37

1.6.5.1	A-scan	38
1.6.5.2	B-scan	39
1.6.5.3	C-scan	39
1.7	Performance du radar GPR	40
1.7.1	Bilan de liaison	40
1.7.2	Dynamique du système	42
1.7.3	Profondeur d'investigation maximale	42
1.7.4	Résolution en profondeur	43
1.8	Les antennes	44
1.8.1	Le diagramme de rayonnement	44
1.8.2	Directivité d'une antenne	47
1.8.3	Gain d'une antenne	47
1.8.4	Impédance d'entrée d'une antenne	48
1.8.5	Efficacités	48
1.8.6	Largeur de bande	49
1.8.6.1	Largeur de bande d'adaptation	49
1.8.6.2	Largeur de bande du signal reçu	49
1.8.7	Polarisation d'une antenne	50
1.9	Antennes classiquement utilisées en GPR	51
1.9.1	Les antennes papillons	51
1.9.2	Les antennes log-périodiques	52
1.9.3	Les antennes cornets	52
1.9.4	Les antennes Vivaldi	53
1.9.5	Autres types d'antennes	53
1.9.6	Antenne Wu-King	54
1.10	Conclusion	54
2	Méthode numérique pour la modélisation des radars GPR	57
2.1	Modélisation électromagnétique par F.D.T.D	57
2.1.1	Principe de la méthode	57
2.1.2	Equations de Maxwell	58
2.1.2.1	Equation de Maxwell-Ampère	58
2.1.2.2	Equation de Maxwell-Faraday	59
2.1.3	Discretisation des équations	59
2.1.4	Application au système de Maxwell	60
2.1.5	Conditions de stabilité et dispersion numérique	61
2.1.6	Conditions absorbantes à la frontière du volume de calcul	62
2.1.6.1	Principe des couches absorbantes	62
2.1.6.2	PML (Perfectly Matched Layer)	63
2.1.6.3	CPML (ConvolutionPerfectly Matched Layer) et ADE-PML (Auxiliary Differential Equation)	64
2.1.7	Equation de Maxwell pour les couches absorbantes basées sur les CPML avec une approche ADE-PML	64
2.1.8	Forme discrétisée	66
2.1.9	Evaluation de la conductivité σ_i dans les PML	67
2.2	Modélisation du milieu de propagation	68
2.2.1	Les différents types de fractales	68
2.2.1.1	Fractale autosimilaire	69

2.2.1.2	Fractale auto-affine	69
2.2.1.3	La courbe de Takagi	70
2.2.1.4	fractales physiques	71
2.2.2	Génération de surfaces rugueuses : méthodes basées sur les fractales .	71
2.2.2.1	Fractales définies par une fonction : Modèle de Weierstrass	71
2.2.2.2	Fonction Brownienne	72
2.2.2.3	Génération d'une surface : les cratères de la lune	72
2.2.2.4	La méthode Diamond-Square	73
2.2.3	Génération de volume par la méthode "Diamond-Square 4D"	75
2.2.3.1	principe de la méthode	75
2.2.3.2	Opération sur les surfaces et les volumes	76
2.2.4	Exemple de sol	77
2.2.5	Simulation d'un milieu hétérogène	79
2.3	Modélisation rapide d'une scène	80
2.3.1	Méthode pour la modélisation rapide d'une scène	80
2.3.2	Antenne Wu-King	83
2.3.2.1	Calcul des différents paramètres d'une antenne Wu-King .	83
2.3.2.2	Influence du nombre de résistances	85
2.3.2.3	Influence du rayon du fil	86
2.3.2.4	Dipôle chargé en présence d'un sol	87
2.3.3	Obtention d'un radargramme	90
2.3.3.1	Signal émis	90
2.3.3.2	Obtention d'un A-scan	92
2.3.3.3	Obtention d'un B-scan	93
2.3.3.4	Obtention d'un C-scan	93
2.4	Modélisation de radar multicapteurs	94
2.4.1	Le radar multicapteur	94
2.4.2	Méthode de recalage	95
2.5	Etude de différentes configurations	97
2.5.1	Configuration 1 : 1 émetteur et 4 récepteurs	99
2.5.2	Configuration 2 : 1 émetteur et 5 récepteurs	100
2.5.3	Configuration 3 : 1 émetteur et 10 récepteurs	101
2.5.4	Configuration 4 : 1 émetteur et 10 récepteurs	102
2.5.5	Configuration 5 : réseau "carré"	103
2.6	Comparaison des résultats	104
2.6.1	Comparaison d'une configuration multicapteur avec une configura- tion monostatique	104
2.6.2	Apport de la configuration multistatique par rapport au cas mono- statique	105
2.6.3	Rapport signal à bruit	107
2.7	Conclusion	108
3	Inversion de données provenant d'enregistrements de type GPR multi- capteur	111
3.1	Les Méthodes inverses	111
3.1.1	La migration f-k	111
3.1.2	La migration de Kirchoff	113
3.2	Le filtre adapté	114

3.3	Méthode de retournement temporel	117
3.3.1	Principe	117
3.3.2	FDTD pour le retournement temporel	117
3.3.3	CPML pour le retournement temporel	118
3.3.4	Algorithme de retournement temporel des ondes électromagnétiques	118
3.3.4.1	Enregistrement des courants à l'aide d'une surface de Huygens	119
3.3.4.2	Enregistrement des courants sur un seul côté d'une surface de Huygens	121
3.3.5	Application à un enregistrement radar	122
3.3.6	Produit de convolution	124
3.3.6.1	Principe	124
3.3.6.2	Application	126
3.3.6.3	Influence du nombre de capteurs	127
3.3.7	Application de la méthode de retournement temporel pour l'étude d'enregistrements radar	128
3.3.7.1	Principe	128
3.3.8	Etude de différentes configurations de scène	130
3.3.8.1	Scène 2D : 1 plaque	130
3.3.8.2	Scène 2D : 2 plaques	131
3.3.8.3	Scène 3D (1 tuyau) : radar statique	132
3.3.8.4	Scène 3D (2 tuyaux) : radar statique	133
3.3.8.5	Scène 3D (2 tuyaux) : radar mobile	133
3.3.8.6	Scène 3D (2 tuyaux proches) : radar mobile	134
3.3.8.7	Scène 3D (2 tuyaux superposés) : radar mobile	135
3.3.8.8	Scène 3D (scène complète) : radar mobile	136
3.4	Méthode de focalisation de phase	136
3.4.1	principe	136
3.4.2	Amélioration de la méthode	139
3.4.3	Application pour différentes scènes	139
3.4.4	application de la méthode de focalisation de phase en 3D	143
3.4.5	application aux mesures effectuées sur le site LCPC	144
3.5	Conclusion	147

Introduction

Le radar (Radio Detection And Ranging) joue un rôle grandissant pour la prospection non-destructive. Les premiers dispositifs permettant de localiser des cibles ont fait leur apparition au début du XX^{ième} siècle. Le géoradar est une méthode de prospection basée sur l'analyse de la propagation et la réflexion des ondes électromagnétiques (EM) hautes fréquences. La plupart des radars fonctionnent dans une gamme de fréquence de quelques dizaines de MHz à quelques GHz.

Les prospections radars s'effectuent généralement en émettant dans le sol des impulsions électromagnétiques au travers d'un dipôle résistif qui joue le rôle d'émetteur puis en enregistrant l'intensité des ondes réfléchies par les discontinuités du milieu sondé à l'aide d'un autre dipôle à la réception. Ces dipôles sont habituellement déplacés de manière régulière, en les maintenant l'un à côté de l'autre et perpendiculaires à la ligne d'acquisition. Les résultats sont présentés sous forme d'une coupe transversale où la profondeur relative est estimée en temps aller-retour des ondes.

Le but de cette thèse était d'améliorer les images acquises par radar géologique multicapteur ainsi que leur interprétation. Pour cela, notre travail s'est déroulé en trois phases. La première consiste à développer des méthodes et des outils permettant de simuler des scènes de différentes compositions avec des temps de calcul minimum. Dans un deuxième temps, les différents algorithmes mis en place ont permis de tester différentes configurations de radar multicapteur. La troisième phase de cette thèse a permis de développer deux méthodes d'inversion appliquées aux enregistrements radar multicapteur.

Dans le premier chapitre, les lois fondamentales de l'électromagnétisme ainsi que les propriétés caractérisant un sol seront présentées brièvement. Les différents éléments constituant un radar GPR ainsi que les différents modes d'acquisition seront exposés.

Dans le deuxième chapitre, une méthode numérique adaptée à la modélisation des radars GPR sera étudiée. Le principe de la FDTD (Finite Difference Time Domain) sera développé. Cette méthode sera la base de l'algorithme permettant la simulation de la propagation des ondes électromagnétique dans un milieu réaliste. Différentes configurations seront alors comparées grâce à la mesure de rapport signal à bruit réalisée sur les B-scan obtenus.

Le troisième chapitre permettra de proposer deux méthodes inverses dans le domaine temporel adaptées à la localisation d'objets à partir d'enregistrements provenant de radars multicapteurs. Les résultats obtenus avec la méthode de retournement temporel et la méthode de focalisation de phase seront présentés.

Chapitre 1

Notions d'électromagnétisme appliquées au radar

Le radar GPR (ground penetrating radar) est un système de prospection géophysique basée sur la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu. Les différentes réflexions de ces ondes sur des cibles de caractéristiques électriques différentes de celles du milieu environnant permet la localisation des différents objets enfouis dans le sol. Ce chapitre a pour but de rappeler succinctement la théorie de l'électromagnétisme permettant de comprendre les phénomènes mis en jeu. Dans un premier temps, les équations gouvernant la propagation et la réflexion des ondes électromagnétiques dans un milieu contenant des contrastes de propriétés diélectriques seront décrites. Ensuite, nous définirons l'ensemble des paramètres caractérisant le comportement électromagnétique d'un milieu. Le principe de fonctionnement ainsi que les différents éléments composant un radar GPR seront également présentés.

1.1 Equations de diffusion et de propagation

Les équations de diffusion et de propagation permettent de comprendre l'évolution d'une onde électromagnétique dans un milieu. Les équations de Maxwell permettent de décrire les relations entre les paramètres relatifs au champ électrique (\vec{E} , \vec{D} , ε , σ , ...) et ceux relatifs au champ magnétique (\vec{H} , \vec{B} , μ , ...) :

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.1)$$

$$\text{div } \vec{D} = \rho \quad (1.2)$$

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{j}_c + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (1.3)$$

$$\text{div } \vec{B} = 0 \quad (1.4)$$

avec :

- \vec{E} le champ électrique [V/m]
- \vec{H} le champ magnétique [A/m]
- \vec{D} l'induction électrique [C/m²]
- \vec{B} l'induction magnétique [T]

- ρ la densité de charges par unité de volume [C/m³]
- \vec{j}_c la densité de courant de conduction [A/m²] ($\vec{j}_c = \sigma \vec{E}$)

Les équations de Maxwell traduisent mathématiquement une réalité physique, l'onde électromagnétique, c'est à dire un champ électrique et un champ magnétique associés, se propage dans l'espace et varie dans le temps (Fig. 1.1).

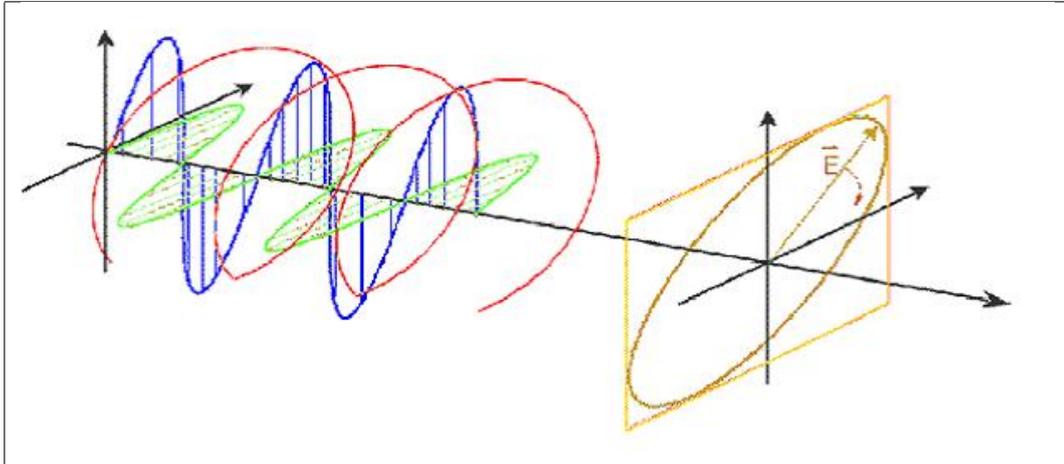


FIGURE 1.1 – Propagation d'une onde électromagnétique plane. La ligne tracée par la pointe du vecteur du champ électrique (en rouge) est la résultante de ses composantes horizontale (en vert) et verticale (en bleu). Le lieu tracé par la pointe du vecteur du champ électrique (en kaki) montre un cycle complet de l'onde dans le plan perpendiculaire à sa propagation.

La combinaison des équations de Maxwell et des relations constitutives qui seront présentées dans la section suivante (1.2) conduit au système :

$$\begin{cases} \operatorname{rot} \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \\ \operatorname{rot} \vec{B} = \mu \sigma \vec{E} + \mu \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{cases} \quad (1.5)$$

En calculant le rotationnel de ces deux équations, on obtient les équations de diffusion et de propagation (équation des ondes) :

$$\begin{cases} \Delta \vec{E} = \mu \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \\ \Delta \vec{H} = \mu \sigma \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} + \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \end{cases} \quad (1.6)$$

Ces deux relations mettent en évidence :

- un terme de diffusion : $(\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \frac{\partial \vec{H}}{\partial t})$
- un terme de propagation : $(\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}, \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2})$

Ces deux phénomènes de diffusion et de propagation sont relatifs respectivement aux courant de conduction et de déplacement. Il est possible de distinguer deux domaines :

- $\sigma \gg \omega\varepsilon$: la transmission d'énergie s'effectue alors essentiellement selon un mode de diffusion, par courants de conduction.

- $\sigma \ll \omega\varepsilon$: La transmission d'énergie s'effectue alors essentiellement selon un mode de propagation, par courants de déplacement. Les mesures réalisées en mode de propagation donnent accès aux contrastes de constante diélectrique dans le sous-sol (cas du radar GPR).

Dans le cas des ondes harmoniques, l'équation de diffusion-propagation relative au champ électrique s'écrit :

$$\Delta \vec{E} = j\omega\mu(\sigma + j\omega\varepsilon)\vec{E} \quad (1.7)$$

avec la convention : $\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{E}(x, y, z)e^{j\omega t}$

La définition du facteur de propagation des ondes électromagnétiques γ_e [rad/m²] tel que $\gamma_e = j\omega\mu(\sigma + j\omega\varepsilon)$ permet de réécrire l'équation de diffusion-propagation (équation de Helmholtz) :

$$\Delta \vec{E} - \gamma_e^2 \vec{E} = 0 \quad (1.8)$$

Dans le cas d'une onde plane progressive à une dimension, se propageant selon l'axe O_z et polarisée suivant l'axe O_x , la solution de l'équation de Helmholtz est :

$$\vec{E}(x, y, z, t) = E_0 e^{-\gamma_e z} e^{j\omega t} \vec{e}_x \quad (1.9)$$

avec :

- E_0 l'amplitude de l'onde à l'instant initial et en $z=0$
- \vec{e}_x le vecteur unitaire dirigé selon l'axe O_x

Le facteur de propagation peut être exprimé simplement en terme de nombre d'onde k , et décomposé en un terme d'atténuation α et un terme de phase β :

$$\gamma_e = jk = \alpha + j\beta \quad (1.10)$$

$$\alpha = \omega\sqrt{\mu\varepsilon'_e} \left\{ \frac{1}{2} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\varepsilon''_e}{\varepsilon'_e}\right)^2} - 1 \right] \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (1.11)$$

$$\beta = \omega\sqrt{\mu\varepsilon'_e} \left\{ \frac{1}{2} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\varepsilon''_e}{\varepsilon'_e}\right)^2} + 1 \right] \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (1.12)$$

Le facteur de propagation γ est lié à la vitesse de phase v [m/s] des ondes électromagnétiques :

$$v = \frac{\omega}{\beta} \quad (1.13)$$

Il est donc possible d'écrire :

$$\vec{E}(x, y, z, t) = E_0 e^{-\alpha z} e^{j\omega(t - \frac{z}{v})} \vec{e}_x \quad (1.14)$$

Ce formalisme conduit à la notion de profondeur de pénétration P , définie comme la distance de propagation théorique pour laquelle l'amplitude initiale du champ électrique est divisée par e . Cette profondeur est par conséquent égale à $\frac{1}{\alpha}$; elle est donc fonction de la fréquence de l'onde et des propriétés électriques du milieu. Il est à noter que l'étude relative à l'évolution de α en fonction de la fréquence nécessite la prise en compte de la dépendance fréquentielle de la permittivité ϵ .

A ce sujet plusieurs modèles ont été proposés : modèles de Cole-Cole (1941), Debye (1945), Cole-Davidson (1951) et la "réponse diélectrique universelle" (Jonscher, 1977). Il en résulte une diminution de α lorsque la fréquence diminue. Ces considérations s'avèrent être vérifiées dans la pratique lors de mesures de l'atténuation des ondes électromagnétiques au sein d'échantillons de roches effectuées en laboratoire (Hollender, 1999). Par conséquent la profondeur de pénétration est d'autant plus importante que la fréquence des ondes électromagnétiques est faible.

1.2 Paramètres électromagnétiques de la matière

Ces paramètres permettent de décrire le comportement macroscopique d'un milieu quelconque sous l'influence d'un champ électromagnétique

1.2.1 Comportement de la matière vis à vis du champ magnétique

La perméabilité magnétique permet de décrire le comportement électromagnétique de la matière soumise à un champ magnétique. Dans le vide, en l'absence de sources externes, la relation entre l'induction magnétique \vec{B} et le champ magnétique \vec{H} s'écrit :

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot \vec{H} \quad (1.15)$$

avec :

- μ_0 la perméabilité magnétique du vide [H/m] $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$
- \vec{H} le champ magnétique [A/m]

Dans un matériau isotrope, en l'absence de moment magnétique permanent, la perméabilité magnétique μ du matériau est définie de la manière suivante :

$$\vec{B} = \mu \cdot \vec{H} \quad (1.16)$$

La perméabilité correspond à l'énergie stockée ou perdue dans le milieu diélectrique suite aux phénomènes d'induction magnétique.

Cette relation se décompose en une contribution interne et externe :

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) \quad (1.17)$$

avec :

– \vec{M} l'aimantation [H/m]

Si l'on suppose par ailleurs l'aimantation proportionnelle au champ magnétique appliqué :

$$\vec{M} = \chi_m \cdot \vec{H} \quad (1.18)$$

avec :

– χ_m la susceptibilité magnétique [sans dimension]

On obtient alors :

$$\mu = \mu_0(1 + \chi_m) \quad (1.19)$$

Pour la plupart des milieux géologiques, la susceptibilité magnétique est très inférieure à l'unité et ne peut être utilisée comme un critère de différenciation des roches entre elles. Seuls quelques minéraux, tels que la magnétite ou l'hématite ont une susceptibilité magnétique non négligeable. Ces minéraux étant présent en quantité infime dans les milieux favorables à une utilisation radar, l'estimation $\mu = \mu_0$ est très souvent adoptée.

1.2.2 Comportement de la matière vis à vis du champ électrique

Sous l'influence d'un champ électrique \vec{E} un matériau est le siège de mouvements de charges libres (courant de conduction) et de charges liées (courant de déplacement) dépendant respectivement de la valeur de la conductivité électrique et de la permittivité diélectrique de ce matériau.

1.2.2.1 La conductivité électrique

La conductivité d'un matériau rend compte du mouvement de charges libres au sein de ce matériau sous l'influence d'un champ électrique selon la loi d'ohm :

$$\vec{j}_c = \sigma \cdot \vec{E} \quad (1.20)$$

avec :

– \vec{j}_c la densité de courant des charges libres [A/m²]

– σ la conductivité électrique [S/m]

– \vec{E} le champ électrique [V/m]

La conductivité peut être considérée comme une grandeur complexe (représentation harmonique) :

$$\sigma = \sigma' + j\sigma'' \quad (1.21)$$

avec :

- σ' partie réelle de la conductivité
- σ'' partie imaginaire de la conductivité

Cette notation met en évidence le fait que les charges libres ne répondent pas forcément au champ électrique de manière instantanée en raison notamment de la viscosité des fluides ou des collisions entre particules (conducteur non parfait).

Les phénomènes de conduction dans les roches sont liés essentiellement à la présence de fluides dans le réseau de pores et de fissures. Cette conduction, dite électrolytique, est donc d'autant plus forte que la quantité de fluides dans la roche est importante et que leur salinité est élevée. Ces phénomènes électrolytiques peuvent toutefois s'accompagner d'une conduction due à la présence de matériaux conducteurs comme les oxydes ou les sulfures. Dans les milieux géologiques, la conductivité est comprise entre 10^{-8} et 1 S/m.

1.2.2.2 La permittivité électrique

La permittivité électrique d'un matériau rend compte de sa capacité à être polarisé sous l'influence d'un champ électrique, ce dernier provoquant le déplacement relatif de charges liées positives et négatives. Ce phénomène de polarisation électrique est décrit par la relation :

$$\operatorname{div} \vec{P}_e = \rho_p \quad (1.22)$$

avec :

- \vec{P}_e la polarisation électrique [C/m²]
- ρ_p la densité volumique de charges de polarisation [C/m³]

Les mécanismes de polarisation sont différents selon les matériaux et les fréquences d'oscillations du champ électrique.

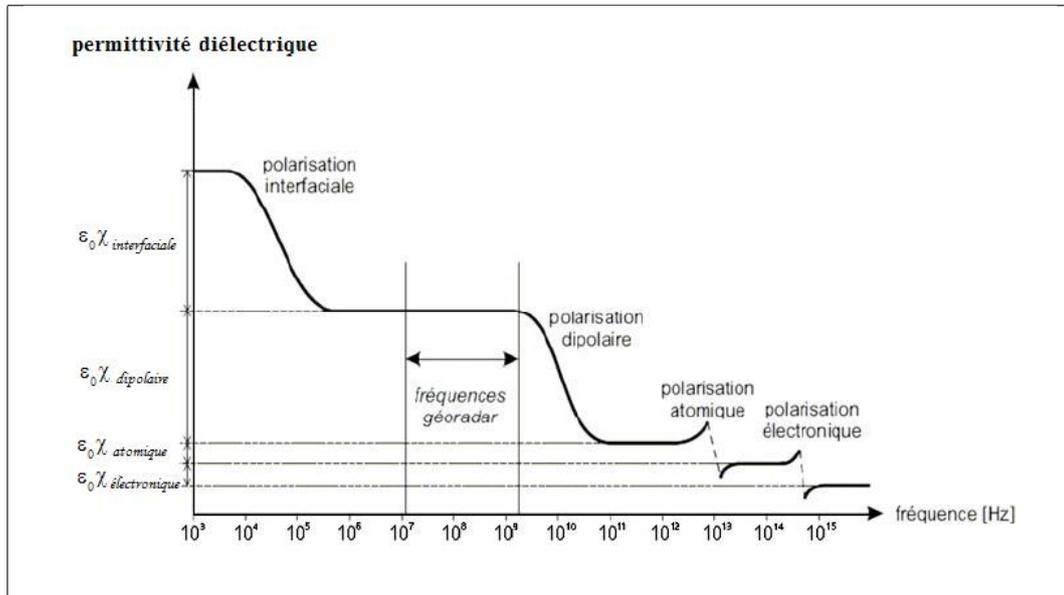


FIGURE 1.2 – Type de polarisation en fonction de la fréquence [1]

Dans la bande fréquentielle utilisée par les dispositifs de prospection radar (de quelques dizaines de MHz à quelques GHz), la polarisation de type atomique prédomine dans les milieux cristallins. Par contre, dans les milieux contenant des molécules dissymétriques libres de moment dipolaire non nul, la polarisation de type dipolaire est prédominante et s'ajoute à la polarisation atomique. Ainsi, dans des milieux géologiques, la présence d'eau, dont la molécule présente un aspect dissymétrique important, pourra considérablement modifier les propriétés électriques.

L'induction électrique \vec{D} [C/m²], représentant la superposition des contributions internes et induites par l'application d'un champ électrique \vec{E} [V/m], s'exprime de la manière suivante :

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}_e \quad (1.23)$$

avec :

- \vec{D} l'induction électrique [C/m²]
- ϵ la permittivité électrique du milieu [F/m]
- ϵ_0 permittivité électrique du vide [F/m], $\epsilon_0 = \frac{1}{36\pi 10^9} \text{F/m}$

Dans le cas de diélectriques linéaires et isotropes :

$$\vec{P}_e = \epsilon_0 \chi_e \vec{E} \quad (1.24)$$

avec :

- χ_e la susceptibilité électrique [sans dimension]

On peut donc en déduire :

$$\epsilon = \epsilon_0 (1 + \chi_e) \quad (1.25)$$

La relation (1.25) introduit la notion de permittivité relative :

$$\epsilon_r = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} = 1 + \chi_e \quad (1.26)$$

La valeur de la permittivité relative ϵ_r (également appelée constante diélectrique) est généralement comprise entre 1 (air) et 81 (eau). Pour la plupart des matériaux géologiques, cette quantité, fonction de la teneur en eau, varie approximativement entre 3 et 40. Elle constitue un critère de différenciation des roches.

La loi de conservation des charges permet d'aboutir à la relation exprimant le courant de déplacement \vec{j}_d [A/m²] en fonction du champ électrique :

$$\vec{j}_d = \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (1.27)$$

De même que la conductivité, la permittivité peut être considérée comme complexe :

$$\epsilon = \epsilon' - j\epsilon'' \quad (1.28)$$

avec :

- ϵ' partie réelle de la permittivité
- ϵ'' partie imaginaire de la permittivité

Cette notation de permittivité en grandeur complexe permet de rendre compte des pertes diélectriques engendrées par les mécanismes de polarisation (diélectrique non parfait).

1.2.2.3 Courant total et paramètres effectifs

La somme de la densité de courant de conduction et de la densité de courant de déplacement définit la densité de courant totale \vec{j} [A/m²] :

$$\vec{j} = \vec{j}_c + \vec{j}_d = \sigma \vec{E} + \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (1.29)$$

L'onde électromagnétique est harmonique et peut s'écrire sous la forme :

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{E}(x, y, z) e^{j\omega t} \quad (1.30)$$

avec :

- ω pulsation [rad/s]

En remplaçant l'expression de \vec{E} dans (1.29), on obtient :

$$\vec{j} = \{(\sigma' + \omega\epsilon'') + j(\sigma'' + \omega\epsilon')\} \vec{E} \quad (1.31)$$

$$\vec{j} = \left\{ \left(\epsilon' + \frac{\sigma''}{\omega} \right) - j \left(\epsilon'' + \frac{\sigma'}{\omega} \right) \right\} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (1.32)$$

Cette représentation permet de montrer que la partie imaginaire de la conductivité joue le rôle d'une permittivité et que la partie imaginaire de la permittivité joue le rôle d'une conductivité. Il est également à noter que ces équations ne font plus explicitement la distinction entre courants de conduction et courants de déplacement. On définit alors une conductivité et une permittivité effectives (σ_e et ϵ_e) :

$$\vec{j} = \sigma_e \vec{E} = (\sigma'_e + j\sigma''_e) \vec{E} \quad (1.33)$$

$$\vec{j} = \epsilon_e \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = (\epsilon'_e - j\epsilon''_e) \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (1.34)$$

avec :

- σ_e la conductivité effective
- σ'_e la partie réelle de la conductivité effective
- σ''_e la partie imaginaire de la conductivité effective
- ϵ_e la permittivité effective
- ϵ'_e la partie réelle de la permittivité effective
- ϵ''_e la partie imaginaire de la permittivité effective

On définit alors σ_e et ϵ_e telles que :

$$\sigma'_e = \sigma' + \omega \epsilon'' \quad (1.35)$$

$$\sigma''_e = \sigma'' + \omega \epsilon' \quad (1.36)$$

$$\epsilon'_e = \epsilon' + \frac{\sigma''}{\omega} \quad (1.37)$$

$$\epsilon''_e = \epsilon'' + \frac{\sigma'}{\omega} \quad (1.38)$$

Il est impossible de différencier expérimentalement, pour une fréquence donnée, les contributions de σ' et de ϵ'' d'une part, et de σ'' et de ϵ' d'autre part. La relation existant entre \vec{j} et \vec{E} peut être décrite de manière géométrique dans le plan de Fresnel (Fig.1.3). On définit alors l'angle de pertes δ [rad] de la manière suivante :

$$\tan \delta = \frac{\epsilon''_e}{\epsilon'_e} = \frac{\sigma'_e}{\sigma''_e} = \frac{1}{Q} \quad (1.39)$$

La quantité $\tan \delta$ est égale à l'inverse du facteur de qualité Q [sans dimension] et représente le rapport de l'énergie dissipée par cycle sur l'énergie stockée. Lorsque cette valeur est

nulle (aucune perte énergétique), la densité de courant est en quadrature de phase avec le champ électrique. Dans le cas où $\sigma'' = 0$, l'expression précédente s'écrit :

$$\tan \delta = \frac{\sigma'}{\omega \epsilon'} + \frac{\epsilon''}{\epsilon'} \quad (1.40)$$

Le terme $\frac{\sigma'}{\omega \epsilon'}$ caractérise les pertes dues aux phénomènes de conduction tandis que le terme $\frac{\epsilon''}{\epsilon'}$ caractérise les pertes diélectriques. On constate que plus le milieu est conducteur, plus les pertes énergétiques sont importantes. Par conséquent, un milieu géologique conducteur, comme par exemple un milieu contenant un taux important d'argile, n'est pas favorable à la prospection à l'aide d'un radar géologique.

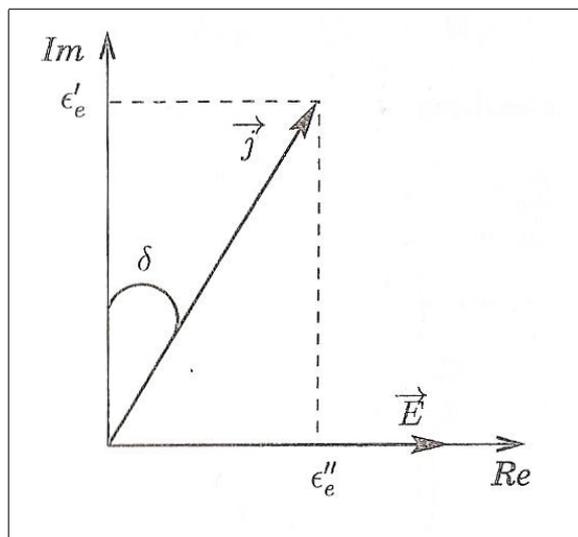


FIGURE 1.3 – Définition de l'angle de pertes dans le plan de Fresnel

1.3 Propriétés caractéristiques des sols

Le tableau suivant permet de donner un ordre de grandeur de la conductivité, de la permittivité relative et de l'atténuation d'une onde électromagnétique pour une fréquence de 100MHz, pour différents types de sols.

<i>Nature du sol</i>	<i>Conductivité σ [S/m]</i>	<i>Permittivité rel. ϵ_r</i>	<i>atténuation α [dB/m]</i>
<i>Granite sec</i>	10^{-8} - 10^{-6}	5	0.5 - 3
<i>Granite humide</i>	10^{-3} - 10^{-2}	7	2 - 5
<i>Sable sec</i>	10^{-7} - 10^{-3}	4 - 6	0.01 - 1
<i>Sable humide</i>	10^{-4} - 10^{-2}	10 - 30	0.03 - 0.3
<i>Argile Sèche</i>	10^{-3} - 10^{-1}	2 - 6	10 - 50
<i>Argile humide</i>	10^{-1} - 1	15 - 40	40 - 100
<i>Asphalte sec</i>	10^{-3} - 10^{-2}	2 - 4	2 - 15
<i>Asphalte humide</i>	10^{-2} - 10^{-1}	6 - 12	2 - 20
<i>Béton sec</i>	10^{-3} - 10^{-2}	4 - 10	2 - 12
<i>Béton humide</i>	10^{-2} - 10^{-1}	10 - 20	10 - 25
<i>Permafrost</i>	10^{-5} - 10^{-2}	4 - 8	0.1 - 5
<i>Eau douce (20°C)</i>	10^{-4} - 10^{-2}	80	0.1
<i>Eau de mer (20°C)</i>	4	81	1000
<i>Neige/glace</i>	10^{-6} - 10^{-3}	4 - 12	0.1 - 2

FIGURE 1.4 – ordre de grandeur de la conductivité, de la permittivité relative et de l'atténuation pour différents sols donnée pour une fréquence de 100 MHz

Les écarts importants de ces différents paramètres, pour un même sol, sont essentiellement dûs à son degré d'hygrométrie. Ces variations rendent très difficile la connaissance de la vitesse de propagation et donc la bonne utilisation des données provenant d'un enregistrement radar.

1.4 Modélisation des paramètres électromagnétiques

Afin de rendre compte du comportement diélectrique d'un milieu de propagation, plusieurs modèles ont été proposés et découlent des théories de Maxwell [3], Wagner [4], Debye [5] et Cole & Cole [6]. Ces différents auteurs ont mis en place au cours de la première moitié du XX^{ème} siècle des approches encore utilisées à ce jour qui permettent la modélisation des différents milieux rencontrés.

1.4.1 Modèle de Debye

Le modèle de Debye constitue la base des modèles utilisés actuellement. Il assimile la relaxation dipolaire à un système mécanique du premier ordre où les forces s'opposant à la réorientation des dipôles sont purement visqueuse, c'est à dire qu'il n'y a pas de force élastique de rappel. La variation de permittivité du matériau entre une valeur maximale ($\epsilon'_e(0)$) mesurée en statique et une valeur minimale ($\epsilon'_e(\infty)$) observée à une fréquence infinie est décrite par l'équation :

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon'_e(\infty) + \frac{\epsilon'_e(0) - \epsilon'_e(\infty)}{1 + j\omega\tau} \quad (1.41)$$

avec :

- $\epsilon'_e(\infty)$ la valeur de permittivité effective lorsque $f \rightarrow \infty$
- $\epsilon'_e(0)$ la valeur de permittivité effective lorsque $f \rightarrow 0$
- τ le temps de relaxation

Cette équation peut être séparée en ses parties réelle et imaginaire puis être tracée en fonction de la fréquence :

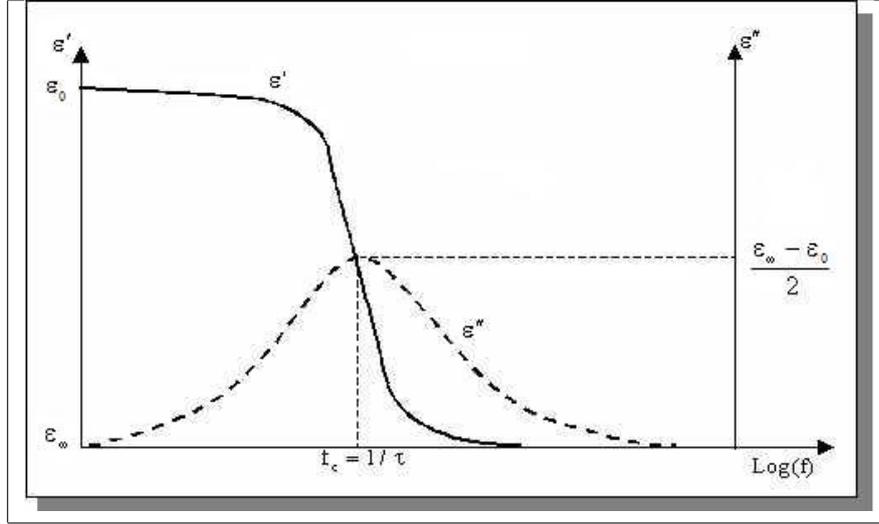


FIGURE 1.5 – Parties réelle et imaginaire de la permittivité

Le modèle de Debye a subi quelques améliorations. En effet, l'équation 1.41, ne prend pas en compte la conductivité statique σ_{DC} du milieu. Cette conductivité peut être ajoutée au modèle précédent :

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon'_e(\infty) + \frac{\varepsilon'_e(0) - \varepsilon'_e(\infty)}{1 + j\omega\tau} - j \frac{\sigma_{DC}}{\omega\varepsilon_0} \quad (1.42)$$

1.4.2 modèle de Cole-Cole

Une modification des équations de Debye, développé par Cole & Cole [6], introduit la notion de dispersion, au sens où les constantes de temps sont réparties suivant une distribution gaussienne autour d'une constante de temps moyenne τ_c . Lorsque la conductivité statique est prise en compte, l'équation de Cole-Cole est donnée par :

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon'_e(\infty) + \frac{\varepsilon'_e(0) - \varepsilon'_e(\infty)}{(1 + j\omega\tau_c)^{1-\alpha}} - j \frac{\sigma_{DC}}{\omega\varepsilon_0} \quad (1.43)$$

avec :

- $\varepsilon'_e(\infty)$ la valeur de permittivité effective lorsque $f \rightarrow \infty$
- $\varepsilon'_e(0)$ la valeur de permittivité effective lorsque $f \rightarrow 0$
- α exposant empirique $0 \leq \alpha \leq 1$
- σ_{DC} la conductivité du matériau lorsque $f \rightarrow 0$

Le paramètre α permet d'ajuster la largeur de la dispersion. Lorsque $\alpha = 0$, il n'y a pas de dispersion et on retrouve l'équation de Debye. Le tracé de la partie imaginaire de cette équation en fonction de sa partie réelle dans le plan complexe montre que cette nouvelle formulation permet de rendre compte de faits expérimentaux non retrouvés avec

le modèle de Debye. Le modèle de Cole-Cole permet de définir correctement la plupart des sols rencontrés.

1.4.3 Modèle semi-disperse

La modélisation consiste à représenter le milieu comme un ensemble de particules solides dispersées dans un second milieu appelé texture. Il s'applique aux milieux dilués. Si les permittivités apparentes de chaque milieu sont connues et si les proportions de chaque milieu sont connues, alors la permittivité du milieu résultant peut être donnée par l'équation de Hanai [2] :

$$\frac{\tilde{\varepsilon} - \tilde{\varepsilon}_d}{\tilde{\varepsilon}_m - \tilde{\varepsilon}_d} \sqrt{\frac{\tilde{\varepsilon}_m}{\tilde{\varepsilon}}} = 1 - \Phi \quad (1.44)$$

avec :

- $\tilde{\varepsilon}$ la permittivité apparente de l'ensemble
- $\tilde{\varepsilon}_d$ la permittivité apparente des particules
- $\tilde{\varepsilon}_m$ la permittivité apparente du mélange
- Φ la fraction de volume de particule dans le mélange

Cette modélisation permet de passer du microscopique au macroscopique. Cependant, sa résolution demeure complexe et fait appel à des méthodes numériques.

1.5 Phénomènes électromagnétiques aux interfaces planes

Soient deux milieux homogènes et isotropes caractérisés respectivement par les paramètres $\mu_1, \sigma_1, \varepsilon_1$ et $\mu_2, \sigma_2, \varepsilon_2$, séparés par une interface plane. Une onde électromagnétique plane incidente monochromatique sur cette discontinuité se divise en une onde plane réfléchie et une onde plane réfractée. Soient E^i, E^r, E^t , les amplitudes des champs respectivement incident, réfléchi et transmis (réfracté) ; Soient $\theta_i, \theta_r, \theta_t$, les angles définis par la normale à l'interface et la direction de propagation de l'onde respectivement incidente, réfléchie et transmise (1.7).

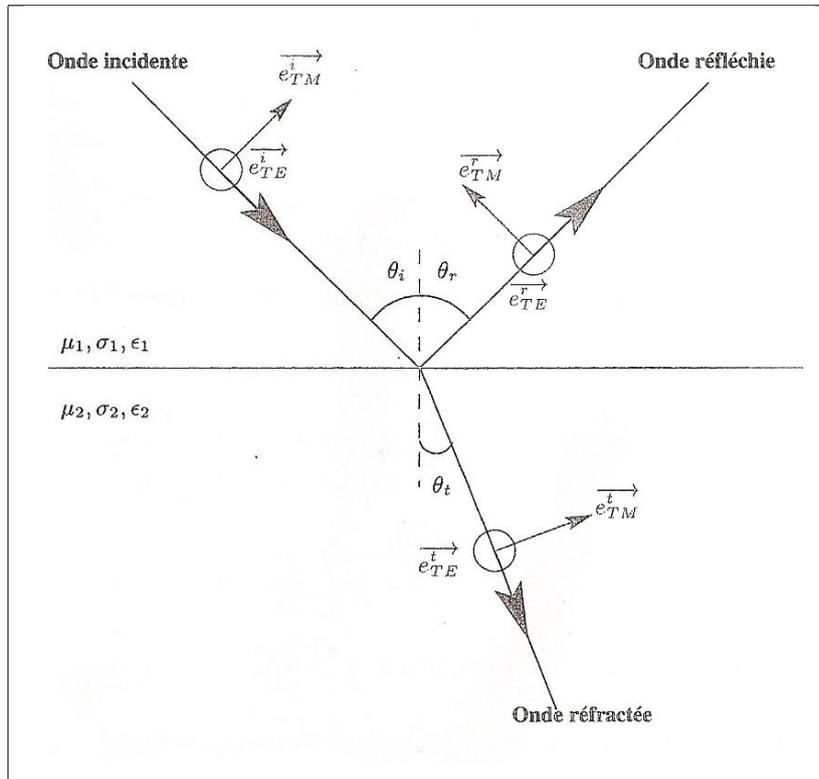


FIGURE 1.6 – Schéma décrivant le comportement d'une onde incidente sur un demi-espace homogène.

$\vec{e}_{TE}^i, \vec{e}_{TE}^r, \vec{e}_{TE}^t$: les vecteurs unitaires décrivant la direction des composantes des champs incident, réfléchi et réfracté, polarisées perpendiculairement au plan d'incidence.

$\vec{e}_{TM}^i, \vec{e}_{TM}^r, \vec{e}_{TM}^t$: les vecteurs unitaires décrivant la direction des composantes des champs incident, réfléchi et réfracté, polarisées parallèlement au plan d'incidence.

La continuité des différentes composantes des champs électrique \vec{E} et magnétique \vec{H} aux interfaces, induit les lois de Snell-Descartes et les équations de Fresnel.

1.5.1 Lois de Snell-Descartes

Les lois de Snell-Descartes permettent de décrire le comportement d'une onde électromagnétique à l'interface entre deux milieux.

$$\theta_i = \theta_r \quad (1.45)$$

$$k_{e1} \sin(\theta_i) = k_{e2} \sin(\theta_t) \quad (1.46)$$

avec :

- k_{e1} le nombre d'onde du milieu 1
- k_{e2} le nombre d'onde du milieu 2

1.5.2 Equations de Fresnel

Ces équations expriment les coefficients de réflexion R et de transmission T des ondes électromagnétiques aux interfaces pour les deux composantes du champ incident :

Mode TE : composante perpendiculaire au plan d'incidence

$$R_{TE} = \frac{E_{TE}^r}{E_{TE}^i} = \frac{\mu_2 k_{e1} \cos \theta_i - \mu_1 k_{e2} \cos \theta_t}{\mu_2 k_{e1} \cos \theta_i + \mu_1 k_{e2} \cos \theta_t} \quad (1.47)$$

$$T_{TE} = \frac{E_{TE}^t}{E_{TE}^i} = \frac{2\mu_2 k_{e1} \cos \theta_i}{\mu_2 k_{e1} \cos \theta_i + \mu_1 k_{e2} \cos \theta_t} \quad (1.48)$$

Mode TM : composante parallèle au plan d'incidence

$$R_{TM} = \frac{E_{TM}^r}{E_{TM}^i} = \frac{\mu_2 k_{e1} \cos \theta_t - \mu_1 k_{e2} \cos \theta_i}{\mu_2 k_{e1} \cos \theta_t + \mu_1 k_{e2} \cos \theta_i} \quad (1.49)$$

$$T_{TM} = \frac{E_{TM}^t}{E_{TM}^i} = \frac{2\mu_2 k_{e1} \cos \theta_i}{\mu_2 k_{e1} \cos \theta_t + \mu_1 k_{e2} \cos \theta_i} \quad (1.50)$$

1.5.3 Milieux diélectriques parfaits

Il est intéressant dans un premier temps d'étudier le cas d'une réflexion sur un demi-espace homogène, les deux demi-espaces étant supposés être des diélectriques parfaits. En supposant par ailleurs que $\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$, on obtient :

$$R_{TE} = \frac{\sqrt{\varepsilon'_{e1}} \cos \theta_i - \sqrt{\varepsilon'_{e2} - \varepsilon'_{e1} \sin^2 \theta_i}}{\sqrt{\varepsilon'_{e1}} \cos \theta_i + \sqrt{\varepsilon'_{e2} - \varepsilon'_{e1} \sin^2 \theta_i}} \quad (1.51)$$

$$T_{TE} = \frac{2\sqrt{\varepsilon'_{e1}} \cos \theta_i}{\sqrt{\varepsilon'_{e1}} \cos \theta_i + \sqrt{\varepsilon'_{e2} - \varepsilon'_{e1} \sin^2 \theta_i}} \quad (1.52)$$

$$R_{TM} = \frac{\sqrt{\varepsilon'_{e1}} \sqrt{\varepsilon'_{e2} - \varepsilon'_{e1} \sin^2 \theta_i} - \varepsilon'_{e2} \cos \theta_i}{\sqrt{\varepsilon'_{e1}} \sqrt{\varepsilon'_{e2} - \varepsilon'_{e1} \sin^2 \theta_i} + \varepsilon'_{e2} \cos \theta_i} \quad (1.53)$$

$$T_{TM} = \frac{2\sqrt{\varepsilon'_{e1} \varepsilon'_{e2}} \cos \theta_i}{\varepsilon'_{e2} \cos \theta_i + \sqrt{\varepsilon'_{e1}} \sqrt{\varepsilon'_{e2} - \varepsilon'_{e1} \sin^2 \theta_i}} \quad (1.54)$$

avec :

- $\varepsilon'_{e1} = \varepsilon'_1 = \varepsilon_1$ représente la partie réelle de la permittivité effective du milieu 1
- $\varepsilon'_{e2} = \varepsilon'_2 = \varepsilon_2$ représente la partie réelle de la permittivité effective du milieu 2.

1.5.3.1 Angle de Brewster

Le coefficient de réflexion de la composante TM s'annule pour une valeur particulière de l'angle d'incidence appelé angle de Brewster (θ_b). Pour cette valeur, la phase de R_{TM} subit également un saut de $\pm 180^\circ$. Cet angle est défini par :

$$\theta_b = \arctan \sqrt{\frac{\varepsilon_{e2}}{\varepsilon_{e1}}} \quad (1.55)$$

1.5.3.2 Angle critique

Dans le cas où $\varepsilon_{e1} > \varepsilon_{e2}$, le coefficient de réflexion est égal à 1 à partir d'une valeur particulière de l'angle d'incidence appelé angle critique (θ_c), et ce, pour les 2 composantes TE et TM. Le coefficient de transmission atteint son maximum lorsque l'angle d'incidence est égal à θ_c . La phase des coefficients de réflexion et de transmission varie de manière continue à partir de θ_c . Cet angle est défini par :

$$\theta_c = \arcsin \sqrt{\frac{\varepsilon_{e2}}{\varepsilon_{e1}}} \quad (1.56)$$

Dans le cas où $\varepsilon_{e1} < \varepsilon_{e2}$, le coefficient de réflexion est égale à l'unité uniquement pour un angle d'incidence de 90° . Concernant la composante TE, la phase de ce coefficient est de 180° quel que soit l'angle d'incidence ; concernant la composante TM, la phase est égale à 180° (respectivement nulle) pour des angles inférieurs (respectivement supérieurs) à θ_c .

1.5.4 Milieux diélectriques à pertes

Dans le cas de milieux diélectrique à pertes (conductivités non nulles), l'angle de Brewster ne correspond plus à l'annulation du coefficient de réflexion mais à un minimum d'amplitude et la phase de ce coefficient ne subit plus un saut brusque de 180° mais une variation de moindre amplitude qui dépend des paramètres géologiques. De même, l'angle critique ne correspond plus à une réflexion totale. L'introduction de conductivités non nulles modifie les courbes des coefficients de réflexion en fonction de l'angle d'incidence qui dépendent alors de la fréquence de l'onde incidente à cause de l'introduction du terme $\varepsilon'' = \frac{\sigma}{\omega}$.

1.5.5 Paramètres de dépolarisation

1.5.5.1 Cas d'une interface plane

Pour rendre compte de l'état de la polarisation du champ réfléchi par une interface plane, il est usuel de définir le facteur de perte de polarisation par diffusion, noté SPLF (Scattering Polarization Loss Factor).

$$SPLF = (\vec{e}_i \cdot \vec{e}_r)^2 = \frac{(R_{TE} \cos^2 \theta_p + R_{TM} \cos^2 \theta_i \sin^2 \theta_p - R_{TM} \sin^2 \theta_i \sin^2 \theta_p)^2}{R_{TE}^2 \cos^2 \theta_p + R_{TM}^2 \sin^2 \theta_p} \quad (1.57)$$

$$\vec{e}^i = e_{TE}^i \vec{e}_{TE} + e_{TM}^i \vec{e}_{TM} \quad (1.58)$$

$$\vec{e}^r = e_{TE}^r \vec{e}_{TE} + e_{TM}^r \vec{e}_{TM} \quad (1.59)$$

avec :

- \vec{e}^i et \vec{e}^r les polarisations respectivement de l'onde incidente et de l'onde réfléchie (vecteurs unitaires)
- θ_p l'angle entre \vec{e}^i et \vec{e}_{TE}^i
- θ_i l'angle d'incidence

Dans le cas d'une onde incidente polarisée selon la composante TE uniquement ($\theta_p = 0$), $SPLF_{TE} = 1$. Cela signifie que l'onde réfléchie est également polarisée selon la composante TE uniquement quel que soit l'angle d'incidence.

Dans le cas d'une onde incidente polarisée selon la composante TM uniquement ($\theta_p = 90^\circ$), $SPLF_{TE} = (1 - 2 \sin^2 \theta_i)^2$. Cela indique, pour $\theta_i \neq 0$, une polarisation de l'onde réfléchie différente de celle de l'onde incidente (composante TE et TM toutes deux non nulles) et dépendante de l'angle d'incidence.

Les coefficients de réflexion de la composante TE étant supérieurs à ceux de la composante TM quel que soit $\theta_i \neq 0$ (1.51 et 1.53), et la polarisation de la composante TE, contrairement à celle de la composante TM, n'étant pas modifiée après réflexion quel que soit $\theta_i \neq 0$ (1.57), la configuration d'antenne la plus favorable pour la détection d'interfaces planes est celle émettant une onde incidente polarisée selon la composante TE uniquement.

1.5.5.2 Cas de longs cylindres circulaires

Considérons une onde électromagnétique incidente sur un cylindre de rayon r , de permittivité ε_c , situé dans un milieu de permittivité ε_m . L'énergie diffusée par cette cible est dirigée selon de multiples directions. Notons φ_s (respectivement φ_i), l'angle entre l'axe du cylindre et le plan d'observation (respectivement le plan d'incidence). Le paramètre permettant d'étudier les propriétés de diffusion d'une telle cible est la longueur de diffusion notée SW (Scattering Width) :

$$SW = \lim_{r \rightarrow \infty} 2\pi r \left(\frac{E^s}{E^i} \right)^2 \quad (1.60)$$

La longueur de diffusion d'un cylindre dépend de la composante considérée, \vec{e}_{\parallel} (contenue dans le plan vertical du cylindre) ou \vec{e}_{\perp} (perpendiculaire à l'axe du cylindre), des angles φ_i , φ_s , θ_i , ainsi que de la composition et de la géométrie du cylindre. Dans le cas particulier où $\varphi_i = \varphi_s = 0$, on parle de longueur de diffusion de retour, notée BSW (Backscattering Width).

Lorsque $\theta_i = 0$, la comparaison de BSW relative à chacune des deux composantes parallèle et perpendiculaire à l'axe du cylindre (BSW_{\parallel} et BSW_{\perp}), et ce, pour différentes

composition et géométrie du cylindre, permet de déterminer laquelle de ces deux composantes est préférentiellement diffusée [7][8]. Les principaux cas sont présentés ci-après :

- Cylindres métalliques : si $r/\lambda < 0,1$ alors $BSW_{\parallel} > BSW_{\perp}$; si $r/\lambda > 0,1$ alors $BSW_{\parallel} \sim BSW_{\perp}$
- Cylindres remplis d'eau ($\varepsilon_c \gg \varepsilon_m$) : si $r/\lambda < 0,1$ alors $BSW_{\parallel} > BSW_{\perp}$; si $r/\lambda > 0,1$ alors $BSW_{\parallel} \sim BSW_{\perp}$
- Cylindres remplis d'air ($\varepsilon_c \ll \varepsilon_m$) : si $r/\lambda < 0,1$ alors $BSW_{\parallel} \sim BSW_{\perp}$; si $r/\lambda > 0,1$ alors $BSW_{\parallel} < BSW_{\perp}$
- Cylindres tels que $\varepsilon_c > \varepsilon_m$: si $r/\lambda < 0,1$ alors $BSW_{\parallel} \sim BSW_{\perp}$; si $r/\lambda > 0,1$ alors $BSW_{\parallel} > BSW_{\perp}$
- Cylindres tels que $\varepsilon_c < \varepsilon_m$: $BSW_{\parallel} \sim BSW_{\perp}$ quel que soit r

La polarisation de l'onde incidente la plus favorable à la détection de cylindres fins métalliques, fins et tels que $\varepsilon_c \gg \varepsilon_m$, larges et tels que $\varepsilon_c > \varepsilon_m$ est la polarisation parallèle à l'axe des cylindres car, le paramètre BSW relatif à la composante parallèle est supérieur à celui de la composante perpendiculaire. Par contre, dans le cas de cylindres larges et tels que $\varepsilon_c \ll \varepsilon_m$, la polarisation la plus favorable est la polarisation perpendiculaire à l'axe des cylindres. Dans le cas de cylindres de géométrie et composition autres, la polarisation de l'onde incidente n'aura que peu d'influence sur les images radar.

Les cylindres fins métalliques, fins et tels que $\varepsilon_c \gg \varepsilon_m$ et, larges et tels que $\varepsilon_c \ll \varepsilon_m$ ou $\varepsilon_c > \varepsilon_m$, sont des cibles pouvant provoquer un changement de la polarisation de l'onde incidente : si l'onde incidente est polarisée selon les deux composantes parallèle et perpendiculaire, les longueurs de diffusion BSW_{\parallel} et BSW_{\perp} étant non égales, l'onde réfléchie aura une polarisation différente de celle de l'onde incidente.

1.6 Les radars de type GPR (Ground Penetrating Radar)

1.6.1 Historique

Depuis le début du XX^{ème} siècle, les scientifiques se sont intéressés à la détection d'objets enfouis dans le sol par des méthodes non destructives. En effet, l'idée de voir clairement la composition d'un sol et les objets qui pourraient y être enfouis par une méthode simple, a motivé de nombreux chercheurs à étudier différentes méthodes d'exploration du sous-sol [9][10][11][12][13].

Ainsi, en 1910, les allemands Leimbach et Löwy sont les premiers à décrire une méthode électromagnétique capable de localiser des cibles enterrées. Cette technique consiste à enterrer des antennes dipolaires à proximité de puits de forage et de comparer l'amplitude des signaux reçus lorsqu'une antenne est utilisée en émission et l'autre en réception.

Ainsi, une image approximative de n'importe quelle partie de ce site peut être formée : les puits ayant une plus forte conductivité que le milieu environnant, ils absorbent préférentiellement les radiations. Les auteurs ont également décrit une méthode permettant de détecter une réflexion du signal due à une interface du sous-sol (comme de l'eau souterraine ou une couche de minerai) à l'aide d'antennes posées en surface.

Une extension de cette technique a permis d'avoir une indication de la profondeur d'une interface du sous-sol. Les principales caractéristiques de leurs travaux (c'est à dire un fonctionnement avec une onde continue, l'utilisation des diffractions dues aux propriétés du sous-sol et l'utilisation des variations de conductivité pour engendrer de la dispersion) sont présents dans bon nombre de dépôts de brevet.

En 1926, Hulsenbeck est le premier à utiliser la méthode impulsionnelle pour déterminer la structure d'un objet enfoui. Il a mis en évidence le fait que les variations diélectriques d'un sol peuvent avoir une influence sur les echos radars. La méthode impulsionnelle a un avantage par rapport à des méthodes sismiques car la réalisation de sources directionnelles est plus simple.

A partir des années 30, la méthode impulsionnelle s'est développée dans le but de sonder les sous-sols tels que la glace à de grandes profondeurs (Steenon en 1951 et Evans en 1963), les déserts et les formations rocheuses (Morey en 1974, Cook en 1974 et 1975). Diverses applications au génie civil ont été développées par Morey en 1974 et 1978. Nilson a fait un compte rendu de l'histoire du GPR et de son développement jusqu'au milieu des années 70.

A partir des années 80, les applications du radar GPR n'ont cessé de croître (avec l'apparition de nouveaux systèmes utilisant d'autres méthodes que l'impulsionnel) : sondage non destructif du béton, archéologie, recherches de personnes enfouies sous une avalanche, application minière ou pétrolière, détection de mines antipersonnelles, étude du sous-sol Marsien, détection de tuyaux et de câbles...

1.6.2 Principe du GPR

Le radar GPR est une méthode de prospection géophysique non destructive fondée sur l'analyse de la propagation et de la réflexion des ondes électromagnétiques hautes fréquences. Actuellement, les fréquences utilisées varient de 10 MHz à 1 GHz (correspondant à des longueurs d'ondes de 30 m à 30 cm). La vitesse de propagation des ondes électromagnétiques dépend de la nature du sous-sol rencontré. Ce type de radar est aujourd'hui largement utilisé pour l'étude de la subsurface, pour des profondeurs allant de quelques dizaines de centimètres à plusieurs dizaines de mètres selon la fréquence utilisée et le type de sol rencontré.

Il existe une grande variété de géoradars, dont certains sont au stade du développement ou conçus pour une application précise de recherche, d'autres, déjà largement éprouvés et commercialisés. Ils suivent cependant tous le même principe de fonctionnement. L'antenne d'émission (blindée ou non) du dispositif est en contact avec le sol et émet une onde électromagnétique en direction du sol. Cette onde électromagnétique émise se propage au sein d'un milieu de type diélectrique. Les différentes ondes réfléchies, dues aux différentes

réflexions au niveau des discontinuités du milieu, sont détectées par l'antenne de réception.

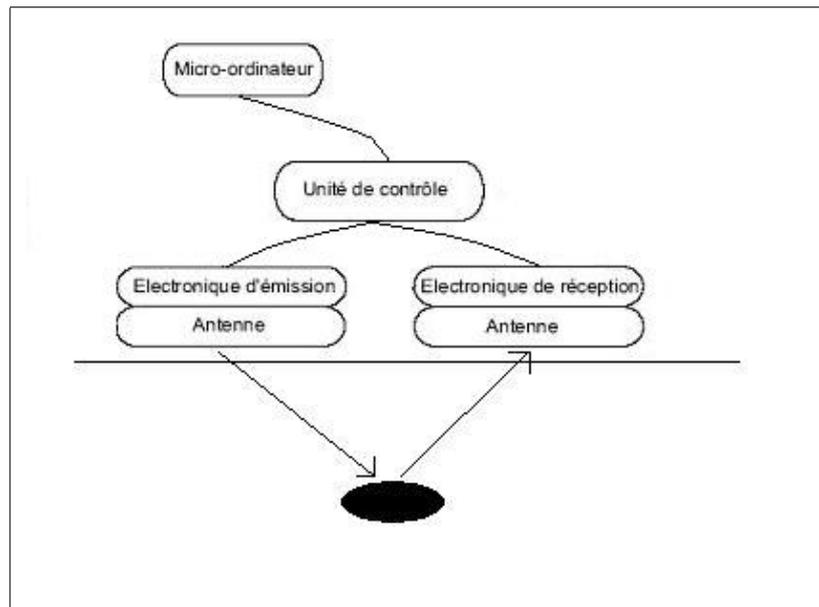


FIGURE 1.7 – principaux éléments composant les radars.

L'étage d'émission se compose lui-même d'un générateur de signaux et d'une antenne reliés par un balun. L'étage de réception comprend une antenne le plus souvent identique à l'antenne d'émission, un balun et un récepteur. Les connexions entre électronique d'émission (ou de réception) et l'unité de contrôle se font par fibres optiques ou par câbles coaxiaux. Pour la plupart des dispositifs existants, il existe plusieurs jeux d'antennes pouvant fonctionner avec les mêmes dispositifs d'émissions et de réception et la même unité de contrôle ce qui permet d'adapter la mesure en fonction de l'application radar recherchée.

1.6.3 Les différents types de radar

La forme du signal émis par le dispositif dépend de l'utilisation du radar et du type d'objet recherché. Chaque type de signal possède ses avantages et ses inconvénients. Il s'agit donc d'établir un compromis entre les performances, l'encombrement, la facilité d'utilisation, la modularité, le coût... Les modes d'émission les plus couramment employés sont :

- Le mode impulsionnel (également appelé modulation d'amplitude AMCW)
- La modulation de fréquence
- Les sauts de fréquence

1.6.3.1 Méthode impulsionnelle

Parmi les différentes méthodes de modulation utilisées en radar de surface, la méthode impulsionnelle est la plus répandue. Elle nécessite l'utilisation d'interrupteurs radiofréquences large bande et une forte puissance afin d'émettre des impulsions de courte durée (inférieurs à 1 nanoseconde). Les transistors à avalanche permettent de générer des impulsions inférieures à 600ps et plusieurs Watts de puissance moyenne. L'acquisition est le point le plus délicat puisqu'il faut généralement échantillonner à quelques GigaHertz. Ceci

est réalisé par des convertisseurs “Flash” pouvant numériser le signal jusqu’à $2 \cdot 10^9$ échantillons par seconde, mais uniquement sur 8 bits. Pour compenser la faible dynamique, un amplificateur à gain variable dans le temps est généralement introduit devant le système d’acquisition afin de compenser le faible niveau des échos lointains.

Le principal avantage de cette méthode est la simplicité de la structure des systèmes. De plus, elle mesure directement la réponse impulsionnelle sans traitement complémentaire. Enfin, ces systèmes sont rapides et très bien adaptés aux applications embarquées. Cependant, outre la complexité de l’étage amplificateur à gain variable lorsqu’on s’intéresse à des objets faiblement enterrés, le comportement des antennes à une impulsion de courte durée est la principale difficulté. En effet, on utilise une distribution de charge le long des antennes pour réduire les effets de “ringing”, mais au détriment du rendement. De plus, il n’est pas envisageable d’utiliser des antennes indépendantes de la fréquence dont on ne peut corriger, dans ce cas, les dispersions de phase. Enfin, comme la bande d’analyse est large, cette méthode est sensible au bruit.

1.6.3.2 Vobulation linéaire de fréquence (Frequency Modulated Continuous Wave)

La fréquence d’émission est vobulée linéairement sur une large bande de fréquence $\Delta f = F_{max} - F_{min}$ en un temps T (“chirp”).

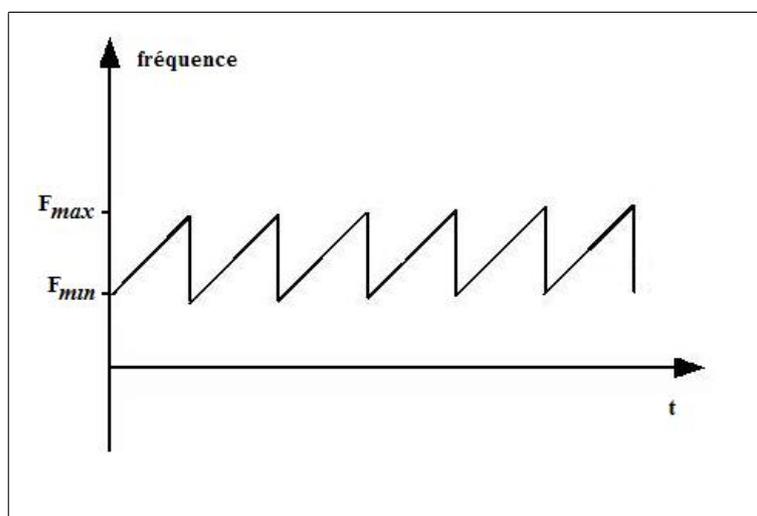


FIGURE 1.8 – Evolution de la fréquence émise en fonction du temps pour un radar fonctionnant en vobulation linéaire de fréquence.

Le spectre du produit du signal reçu avec le signal émis présente alors des raies dont la fréquence est proportionnelle à la distance radar-cible [14] et inversement proportionnelle au temps de balayage. La résolution de ce radar est inversement proportionnelle à Δf .

Les avantages de la compression d’impulsion sont nombreux :

- Le rapport signal à bruit est multiplié par le rapport de compression $T\Delta f$

- La puissance crête nécessaire est divisée par le rapport de compression $T\Delta f$
- Les systèmes peuvent être rapide [15]
- La possibilité de balayer une très large bande et d'obtenir ainsi une résolution importante

Cependant, comme ces radars reçoivent en même temps qu'ils émettent, la principale limitation provient du couplage entre antennes [16]. De plus, pour réduire la vitesse d'échantillonnage et limiter la bande de bruit, un filtre est généralement disposé en fin de réception. Ce filtrage limite alors la gamme des distances observables et fige le système. Enfin, l'électronique de ces radars est complexe [17]

1.6.3.3 Radars à sauts de fréquence (Step Frequency Ground Penetrating Radar)

La synthèse d'impulsion est une variante de la compression d'impulsion décrite précédemment [18]. Elle s'appuie aussi sur le balayage d'une large bande de fréquence. La différence intervient au niveau de la réception. En effet, une mesure de l'amplitude et de la phase du signal reçu est réalisée pour chaque fréquence du balayage. De cette façon, le spectre complexe du signal rétrodiffusé est mesuré, et on peut alors retrouver la réponse impulsionnelle par une transformée de Fourier inverse [19].

Comme pour les radars FMCW, la puissance émise est réduite et la réception est réalisée en bande étroite, ce qui réduit le bruit et la vitesse d'échantillonnage. Le radar balaye une large bande de fréquence et passe d'une fréquence à une autre par pas fréquentiel $\Delta f = f_n - f_{n-1}$ (fig.1.9). Le principal avantage du radar à sauts de fréquence est de pouvoir pondérer les mesures complexes pour chaque fréquence du balayage de manière à corriger des effets gênants comme l'atténuation du sol [19] ou encore les réponses des antennes [20].

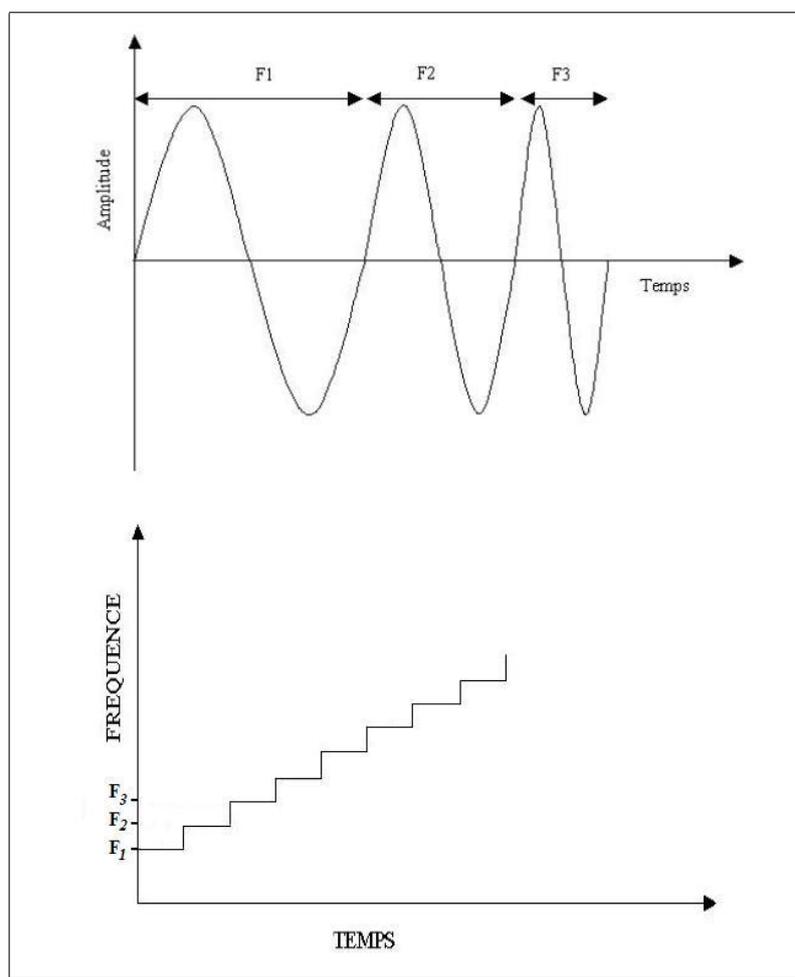


FIGURE 1.9 – Evolution de la fréquence pour un radar à sauts de fréquence.

Cependant, ces radars émettant et recevant simultanément, le couplage entre antennes entraîne alors des limitations de dynamique. De plus, comme une mesure est réalisée pour chaque fréquence du balayage, la durée de l'opération est plus importante. Cette méthode est donc plus lente et plus difficilement utilisable dans des applications embarquées sur véhicules ou aéroportées. Enfin, le système est complexe. Pourtant, le radar à sauts de fréquence connaît davantage de succès dans les applications GPR que le radar FMCW

1.6.3.4 Autres méthodes

De nombreuses autres techniques de modulation ou de traitement appliquées au GPR sont utilisées. On peut trouver, par exemple, l'utilisation de la modulation de phase par un code [21] ou encore la modulation par le bruit [22]. Enfin, il existe aussi des techniques monofréquentielles comme les radiomètres [23] ou des méthodes holographiques [24].

1.6.3.5 Le radar Ramac

Le radar GPR étant un produit non destiné au grand public, les différents modèles existants sont peu nombreux [25]. Parmi eux, le radar GPR RAMAC conçu et commercialisé par la société Abem est bien adapté à la détection de cibles enfouies. En 2003, le département Onde et Système Associés (OSA) du laboratoire Xlim a acquis un radar GPR RAMAC composé de différents éléments :

- Trois antennes blindées (250MHz, 500MHz, 800MHz)
- Une unité de contrôle CU2
- Un micro-ordinateur blindé
- Un chariot de transport
- Deux logiciel de traitement (Reflex et Groundvision)

En octobre 2003, la première campagne de mesure dans le cadre d'une application génie civil a eu lieu sur le site du Laboratoire Central des Pont et Chaussées (LCPC) de Nantes.

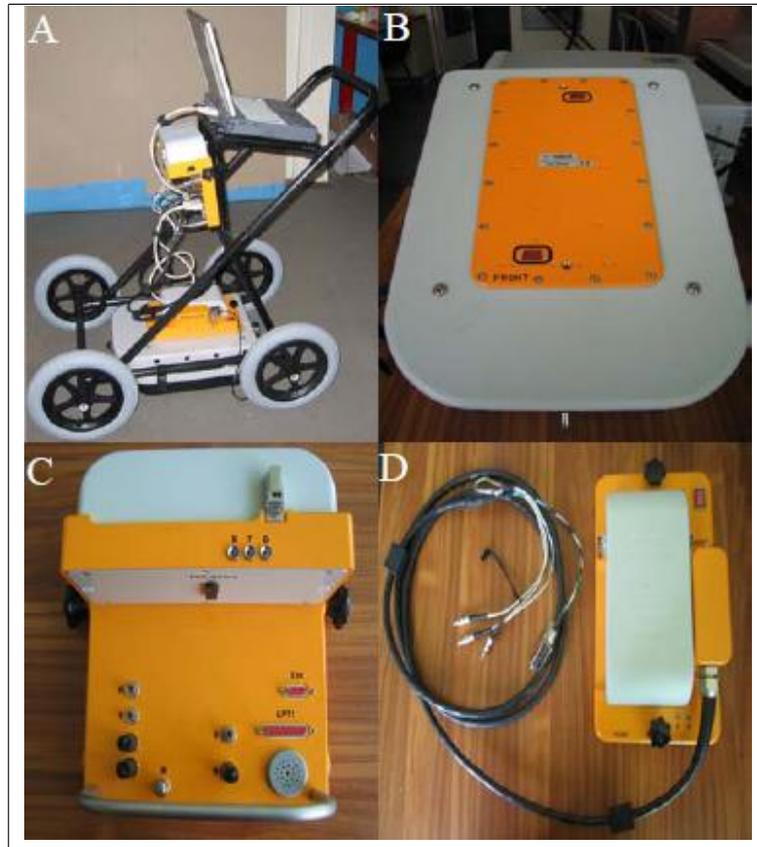


FIGURE 1.10 – Radar GPR RAMAC (photo A) muni d'une antenne blindée de 500MHz (photo B). La synchronisation des signaux est assurée par l'unité de contrôle CU2 (photo C). Toute les antennes sont alimentées par une batterie fournissant un courant continu (photo D)

1.6.4 Les différents modes d'acquisitions

Afin d'obtenir des radargrammes exploitables, différentes méthodes d'acquisition peuvent être mises en oeuvre. Ces méthodes sont présentées dans le cas d'un radar possédant une antenne d'émission et une antenne de réception.

1.6.4.1 Les modes réflexion

Dans la plupart des applications les radars sont mis en oeuvre en mode réflexion. Le radargramme est obtenu en juxtaposant les différents signaux (ou "traces") ainsi enregistré

(fig.1.11). Différentes ondes sont alors identifiables :

- l'onde directe aérienne
- l'onde directe souterraine
- les ondes réfléchies
- les ondes diffractées

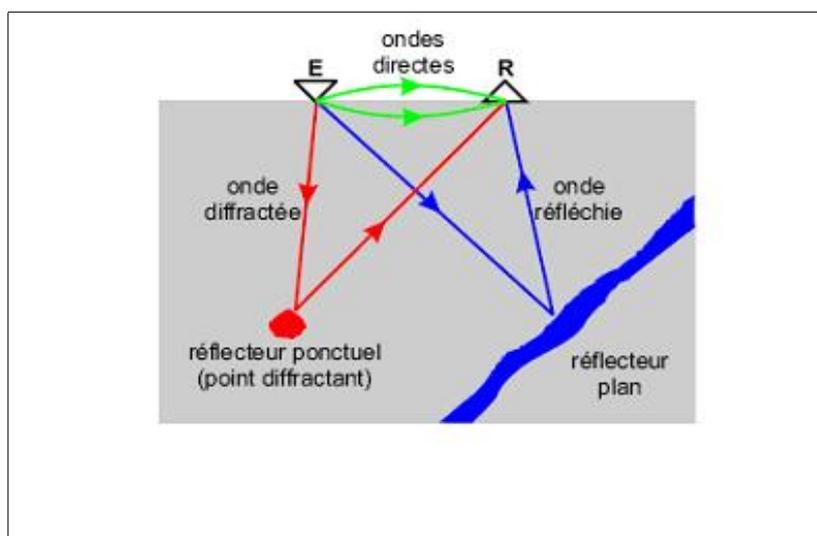


FIGURE 1.11 – Cas d'un radar GPR avec une antenne d'émission et une antenne de réception

L'analyse des temps d'arrivée des ondes réfléchies et diffractées permet l'interprétation de la structure des discontinuités du milieu.

Dans les modes de réflexion, on distingue les profils réflexion à offset constant, des profils réflexion à offset variable. Le terme "offset" désigne la distance entre l'antenne d'émission et l'antenne de réception.

* *offset constant*

Dans le cas de la détection à offset constant, les deux antennes, positionnées proches l'une de l'autre sont déplacées d'un même pas d'avancement sur la ligne de mesure. Cette configuration est la plus utilisée par les radars commercialisés. C'est également dans cette configuration que nous nous placerons dans la suite de ce travail.

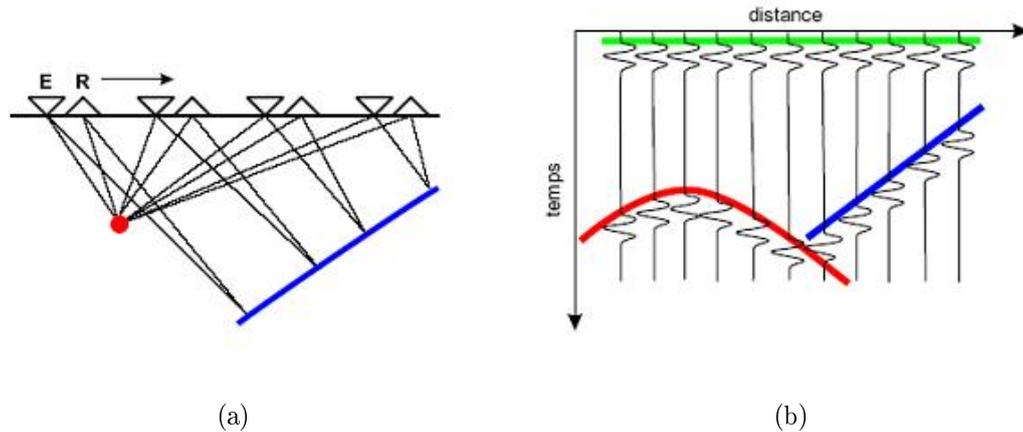


FIGURE 1.12 – (a) mise en oeuvre des radars en "mode réflexion à offset constant" (E : émetteur, R : récepteur). Les deux antennes positionnées l'une à coté de l'autre sont déplacées d'un même pas d'avancement sur la ligne de mesure. (b) Le radargramme est obtenu en juxtaposant les différents signaux ainsi enregistrés

** offset variable*

Dans le cas des profils à offset variable, la distance entre les antennes (l'offset) est progressivement augmentée, soit en laissant une antenne fixe, soit en éloignant symétriquement les deux antennes par rapport à un point central. On parle alors de profils CMP ("Common-Mid-Point"). La pente de l'onde directe souterraine permet d'obtenir la vitesse de propagation du milieu à proximité de la ligne de mesure.

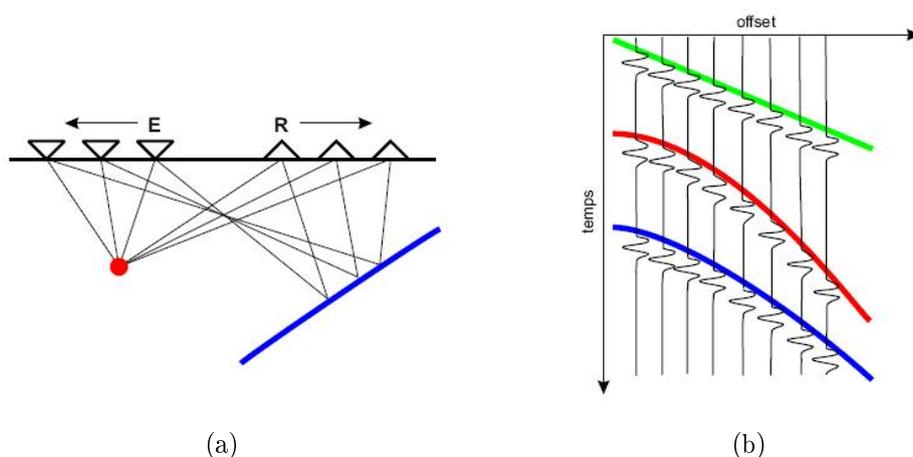


FIGURE 1.13 – (a) mise en oeuvre des radars en mode réflexion à offset variable (E : émetteur, R : récepteur). La distance entre les deux antennes est progressivement augmentée. (b) radargramme résultant de la mesure ; la pente (en vert) permet de connaître la vitesse de l'onde à proximité de la surface

Ce type d'acquisition est souvent associé à une acquisition réflexion à offset constant afin d'obtenir des informations sur les vitesses de propagation caractéristiques du milieu. La généralisation de l'acquisition de CMP permet de réaliser un traitement en couverture multiple afin d'augmenter le rapport signal à bruit, et donc la profondeur d'investigation. Si ce principe d'acquisition et de traitement s'est généralisé en sismique, peu de travaux de ce type ont été réalisés avec les géoradars.

1.6.4.2 Le mode transmission

Les profils en transmission ont pour objectif l'enregistrement d'ondes directes s'étant propagées dans un volume représentatif de roche. Ils peuvent par exemple être réalisés avec les dispositifs de surface lorsque la configuration de deux galeries souterraines le permet (fig.1.14). En utilisant des dispositifs de forage, ces acquisitions sont réalisées en positionnant les sondes dans deux puits différents. Il est alors possible d'interpréter le profil obtenu pour calculer une vitesse de propagation ou, plus généralement, pour évaluer l'effet de la propagation sur le signal.

L'enregistrement d'un profil transmission unique est rare dans le cadre d'une investigation géophysique. Par contre, l'acquisition d'un grand nombre de profils transmission autour d'un volume de roche donné peut permettre de réaliser des tomographies.

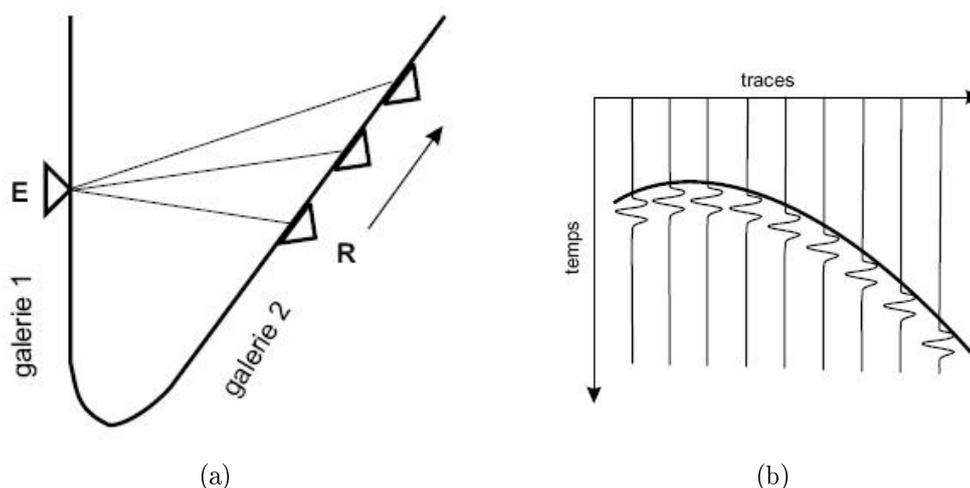


FIGURE 1.14 – mise en oeuvre des géoradars en mode transmission (E :émetteur, R :récepteur).

1.6.5 Les enregistrements radar

Le principe d'un enregistrement radar est d'émettre dans le sol une onde électromagnétique puis d'enregistrer les différentes réflexions de cette onde après qu'elle se soit propagée dans le milieu. Il est possible de distinguer 3 types de représentation de ces enregistrements : le A-scan (1D), le B-scan (2D) et le C-scan (3D)

1.6.5.1 A-scan

Pour réaliser une mesure, le radar est placé à la surface du sol (les mesures sont effectuées en $z=0$). Dans le cas d'un radar impulsif, une impulsion de très courte durée est émise puis l'écho du sol est enregistré au niveau de l'antenne de réception. Pour les antennes ayant un lobe large, les échos observés ne reflètent pas seulement la trace des inhomogénéités situées à l'aplomb du radar mais aussi des échos provenant de directions différentes. Le signal enregistré contient toutes ces réflexions qui apparaissent comme étant à la verticale de cette antenne. Cependant, à ce signal viennent s'ajouter des signaux parasites comme le couplage entre les antennes, l'écho de surface provenant de la réflexion à la surface du sol (fig.1.15).

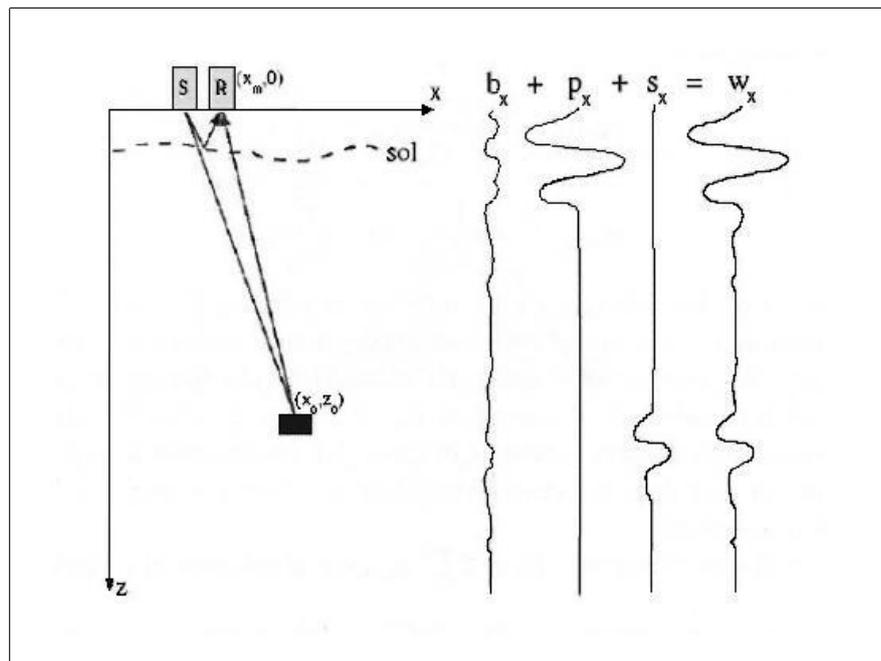


FIGURE 1.15 – Décomposition des signaux formant le A-scan

Le signal peut-être modélisé de la manière suivante :

- S_x le signal utile issu de l'objet à détecter
- P_x l'écho de surface
- b_x le bruit supposé gaussien et blanc
- w_x le A-scan formé de la somme des différentes contributions

Afin d'améliorer la qualité des enregistrements, il est souvent nécessaire d'éliminer l'écho de surface ainsi que le couplage direct entre les antennes et ainsi conserver uniquement le signal utile. En simulation, cette opération peut être réalisée de deux manières. Soit en effectuant une mesure avec une scène ne contenant aucun objet puis de soustraire cet enregistrement à celui obtenu avec une scène contenant des objets. Les différents couplages sont alors supprimés. Soit en ne visualisant pas les premiers instants de l'enregistrement.

Le A-scan est la représentation en 1 dimension, de l'amplitude du signal reçu pour une position x du radar en fonction du temps.

1.6.5.2 B-scan

Le A-scan ne permet pas de localiser la position d'un objet. Il indique uniquement le temps parcouru par l'onde entre les différents objets et l'antenne de réception. Il est alors nécessaire d'effectuer différentes mesures. Le radar est donc déplacé à la surface suivant une direction donnée. L'enregistrement se fait par pas régulier suivant cette direction x . Pour chaque position du radar, une mesure est réalisée. Tous ces A-scan sont ensuite mis bout à bout ce qui permet d'obtenir un B-scan (également appelé radargramme).

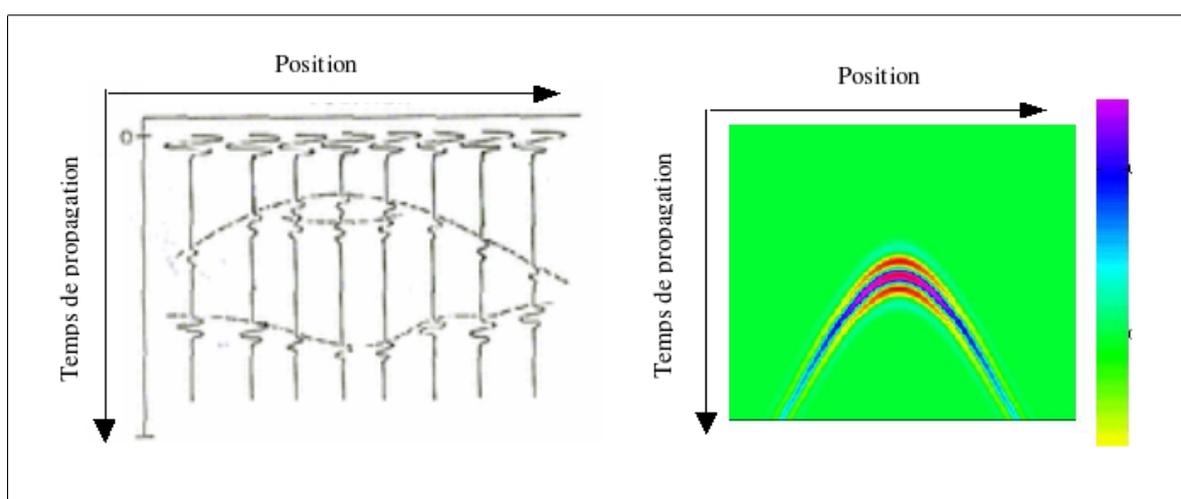


FIGURE 1.16 – Représentation d'un B-scan

Sur les enregistrements de type B-scan, les différents objets apparaissent sous la forme d'une hyperbole. Ces hyperboles caractéristiques sont dues à la juxtaposition des différents enregistrements effectués pour différentes positions à la surface du sol.

Le B-scan est la représentation en 2 dimensions, de l'amplitude du signal reçu en fonction de la position et du temps. Cette représentation est la plus utilisée pour visualiser un enregistrement radar. Elle donne une bonne représentation du sol et de la position des différents objets.

1.6.5.3 C-scan

Afin de réaliser la topographie d'un sol, plusieurs mesures sont effectuées en déplaçant le radar parallèlement à l'axe des x pour obtenir une série de B-scans représentant des coupes parallèles du milieu sondé. La juxtaposition de ces B-scans forme alors un C-scan.

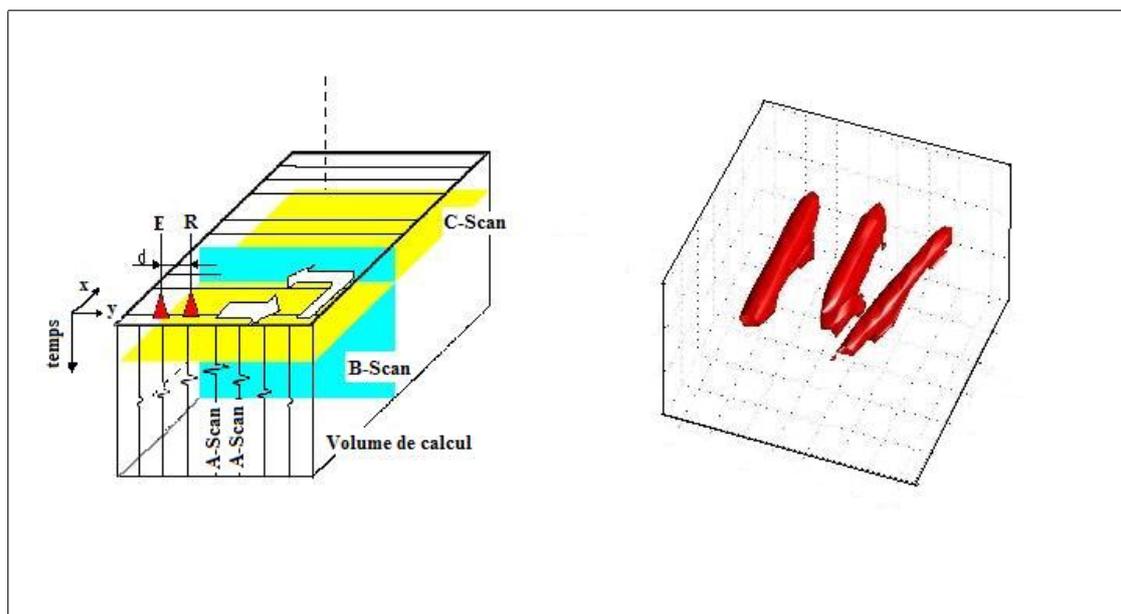


FIGURE 1.17 – Représentation d'un C-scan

Cette représentation en 3 dimensions permet une visualisation directe de la scène. Elle donne davantage de renseignement sur la forme, la taille et surtout l'orientation des différents objets contenus dans la scène.

1.7 Performance du radar GPR

Le radar GPR peut-être caractérisé par ses performances telles que sa profondeur maximale d'investigation et sa résolution. Ces paramètres techniques importants permettent à l'utilisateur de faire son choix en fonction de l'application désirée. Toutefois, les performances du radar peuvent être altérées en fonction du type de milieu diélectrique sondé. Selon l'application à laquelle le radar GPR sera destiné, l'utilisateur favorisera soit la profondeur maximale, soit une résolution optimale. De nombreuses études comparatives [40] ont été menées afin d'estimer les performances radar [41] [42] [43] de divers systèmes en fonction du type d'application et donc de guider le manipulateur dans le choix du système le plus approprié.

1.7.1 Bilan de liaison

La puissance rayonnée P_{r1} en direction de l'objet peut être exprimée de la manière suivante :

$$P_{r1} = e_{ot} \cdot G_t(\theta_t, \varphi_t) \cdot P_t \quad (1.61)$$

avec :

- e_{ot} l'efficacité totale de l'émetteur
- $G_t(\theta_t, \varphi_t)$ le gain de l'antenne émettrice dans la direction de la cible
- P_t la puissance fournie par l'émetteur

La densité de puissance W_1 [W/m²] atteignant la cible est alors égale à :

$$W_1 = P_{r1} \frac{e^{-2\alpha L_{tc}}}{4\pi L_{tc}^2} \quad (1.62)$$

avec :

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

Une partie de la puissance reçue par la cible est ré-émise en direction de l'antenne de réception. Par ailleurs, la cible est supposée isotrope. Cette puissance dépend de la surface efficace S de la cible :

$$P_{refl} = S.W_1 \quad (1.63)$$

avec :

- S la surface efficace radar de la cible

La densité de puissance W_2 au niveau de l'antenne de réception est alors :

$$W_2 = P_{refl} \cdot \frac{e^{-2\alpha L_{rc}}}{4\pi L_{rc}^2} \quad (1.64)$$

avec :

- α l'atténuation du milieu
- L_{rc} la distance entre l'antenne de réception et la cible

La puissance reçue P_r par le système de réception est :

$$P_r = p.G_r(\theta_r, \varphi_r) \cdot \frac{\lambda^2}{4\pi} \cdot W_2 \quad (1.65)$$

avec :

- $G_r(\theta_r, \varphi_r)$ le gain de l'antenne réceptrice dans la direction de la cible
- p le facteur de dépolarisation de l'antenne de réception par rapport à l'onde incidente (compris entre 0 et 1)
- λ la longueur d'onde dans le milieu

Il est maintenant possible d'établir l'équation du radar qui relie la puissance P_e émise par l'antenne d'émission et la puissance reçue P_r par l'antenne de réception :

$$\frac{P_r}{P_e} = e_{ot} \cdot e_{or} \cdot G_t(\theta_t, \varphi_t) \cdot G_r(\theta_r, \varphi_r) \cdot S \cdot p \cdot \frac{\lambda^2}{4\pi} \cdot \frac{e^{-2\alpha(L_{tc}+L_{rc})}}{(4\pi L_{tc} L_{rc})^2} \quad (1.66)$$

avec :

- e_{or} l'efficacité totale du récepteur

Il est possible de noter que dans l'expression 1.65, le terme $p \cdot G_r(\theta_r, \varphi_r) \cdot \frac{\lambda^2}{4\pi}$ représente l'aire effective de l'antenne de réception. En outre, l'expression de la surface efficace S de la cible dépend largement de sa géométrie :

- dans le cas d'une cible sphérique de diamètre a , $S = \|\Gamma\|^2 \pi a^2$
- dans le cas d'une interface plane lisse, $S = \|\Gamma\|^2 \pi R^2$
- dans le cas d'une interface plane rugueuse, $S = \|\Gamma\|^2 \pi \lambda R/2$

Dans ces expressions, Γ représente le coefficient de réflexion au niveau de la cible et R est la profondeur à laquelle la cible est enterrée.

1.7.2 Dynamique du système

La dynamique d'un système ou facteur de performance SP [dB] désigne le rapport entre la puissance maximale de l'émetteur P_{max} et le niveau de bruit en puissance du récepteur P_{min} :

$$SP = 10 \cdot \log_{10}\left(\frac{P_{max}}{P_{min}}\right) = 20 \cdot \log_{10}\left(\frac{\text{Tension maximale de l'émetteur}}{\text{Tension de bruit du récepteur}}\right) \quad (1.67)$$

La dynamique du système, qui tient compte de l'effet de l'addition cohérente en réception, demeure un paramètre important de la performance d'un radar GPR.

1.7.3 Profondeur d'investigation maximale

Le bilan de liaison et la dynamique du système permettent d'établir une relation entre la profondeur d'investigation maximale R_{max} d'un radar géologique et les caractéristiques de celui-ci et celles du milieu :

$$\frac{1}{e_{ot} \cdot e_{or} \cdot p \cdot G_t(\theta_t, \varphi_t) \cdot G_r(\theta_r, \varphi_r) \cdot SP} = S \cdot \lambda^2 \cdot \frac{e^{-4\alpha e^{R_{max}}}}{(4\pi)^3 R_{max}^4} \quad (1.68)$$

Il s'avère toutefois très difficile d'estimer R_{max} : les paramètres caractérisant les radars géologiques dont les valeurs dépendent de la puissance maximale réellement transmise au sous-sol et de l'impédance au point d'entrée des antennes sont difficile à évaluer pour un sol donné. Ces paramètres ne sont donc pas habituellement fournis par les constructeurs pour un sol de référence ; la profondeur maximale d'une application radar sur un site donné est d'autant plus difficile à estimer que le milieu diélectrique est inconnu.

Il est cependant possible d'effectuer une étude qualitative à partir de l'équation 1.68 . Afin d'atteindre une profondeur de sondage optimale importante, il est nécessaire que la dynamique du système réellement intéressante soit élevée et que les antennes du radar géologique soient de basses fréquences, bien adaptées et à faibles pertes ohmiques. Le sol prospecté doit également être propice. Cela signifie qu'il doit être composé d'un milieu de propagation de constante d'atténuation faible à la fréquence d'opération et de propriétés diélectriques différentes de celles de la structure à observer.

1.7.4 Résolution en profondeur

La résolution en profondeur r [m] est définie comme étant la distance minimale entre deux cibles pour que ces dernières apparaissent distinctes sur un radargramme.

$$r = \frac{v}{2B} \quad (1.69)$$

avec :

- v la vitesse de propagation dans le milieu
- B la largeur de bande à mi-hauteur du signal reçu
- f_c la fréquence d'utilisation

Dans la plupart des cas, les systèmes radars sont conçus tel que $B \sim f_c$:

$$r = \frac{3 \cdot 10^8}{\sqrt{\epsilon_r} 2 f_c} \quad (1.70)$$

Cette équation montre que la résolution est inversement proportionnelle à la fréquence d'utilisation.

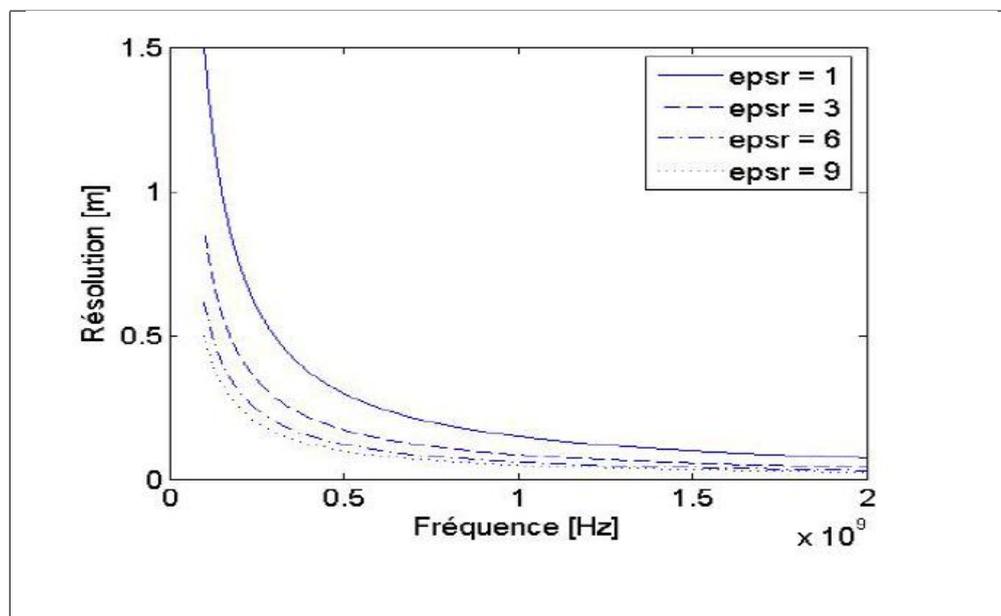


FIGURE 1.18 – Evolution de la résolution en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de la permittivité relative du milieu diélectrique.

La figure 1.18 montre clairement que plus la fréquence est élevée et plus la résolution est importante. Il en est de même lorsque la permittivité relative augmente, mais ce paramètre est incontrôlable par le manipulateur.

Suivant le type d'application recherchée, il est donc nécessaire d'effectuer un compromis entre la résolution et la fréquence d'utilisation. En effet, si cette dernière est trop élevée, l'atténuation augmente et l'écho radar devient noyé dans le bruit. En conséquence, l'augmentation de la fréquence d'utilisation permettra d'améliorer la résolution au détriment de la profondeur maximale d'investigation qui sera diminuée.

1.8 Les antennes

De manière générale le concept d'antenne peut être défini comme suit : "Une antenne d'émission est un dispositif assurant la transmission de l'énergie entre un émetteur et l'espace environnant où cette énergie se propagera sous forme d'ondes électromagnétiques. Réciproquement, une antenne de réception est un dispositif assurant la transmission de l'énergie d'une onde électromagnétique de l'espace environnant à un appareil de réception." [44]

L'antenne est un des principaux éléments composant le radar GPR. C'est donc elle qui établit la liaison entre le dispositif et le milieu sondé. Afin de correctement choisir l'antenne la plus adaptée à l'application désirée, il est nécessaire de connaître précisément ses différentes caractéristiques : son diagramme de rayonnement, sa directivité, son gain, ses efficacités de rayonnement et d'adaptation, sa largeur de bande et sa polarisation.

1.8.1 Le diagramme de rayonnement

En plus de transmettre ou de recevoir de l'énergie, une antenne nécessite habituellement d'optimiser l'énergie de rayonnement dans certaines directions et de la supprimer dans d'autres. Une antenne est donc un outil directif.

Le diagramme de rayonnement d'une antenne est défini comme une fonction mathématique ou une représentation graphique des propriétés de rayonnement de cette antenne dans l'espace. Les propriétés de rayonnement incluent la densité de puissance du rayonnement, l'intensité de rayonnement, l'amplitude du champ, sa phase ou encore la polarisation de l'antenne. Les deux premiers types de diagramme sont appelés "diagrammes de puissance", les trois derniers "diagrammes de champ". Ils sont habituellement définis en champ lointain (Fig. 1.19), région où les propriétés directives des champs sont indépendantes de la distance.

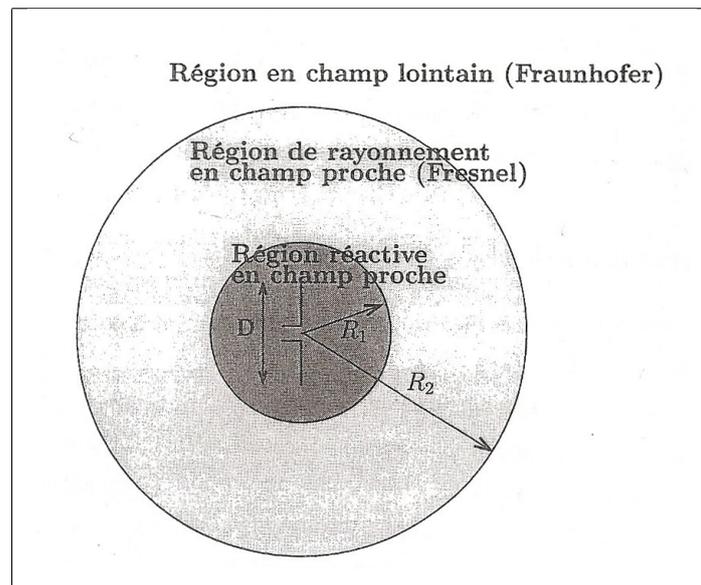


FIGURE 1.19 – Les différentes régions entourant une antenne

Les rayons des différentes régions entourant l'antenne (Fig. 1.19) peuvent être calculés de la manière suivante :

$$R_1 = 0,62\sqrt{(D^3/\lambda)} \quad (1.71)$$

$$R_2 = 2D^2/\lambda \quad (1.72)$$

avec :

- D la plus grande dimension de l'antenne
- λ longueur d'onde principale émise par l'antenne

Lorsque les diagrammes de rayonnements sont représentés en trois dimensions, le système de coordonnées généralement utilisé est celui des coordonnées sphériques (Fig. 1.20). Dans ce cas, il s'agit généralement de diagrammes modélisés mais des systèmes de mesure [45] ont été développés afin de permettre la mesure de diagrammes en 3D. Lorsqu'ils sont représentés en deux dimensions, ils sont généralement présentés dans les deux plans principaux appelés "plan E" et "plan H". Le plan E est défini comme le plan contenant le champ électrique et la direction de rayonnement maximal. Le plan H est défini comme celui contenant le champ magnétique et la direction de rayonnement maximal.

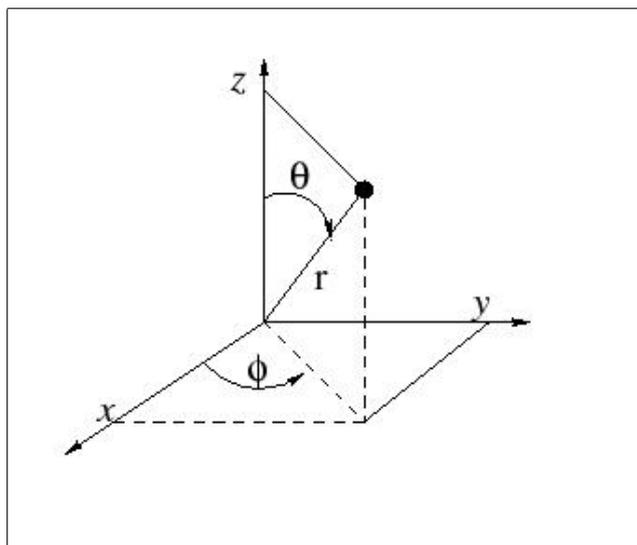


FIGURE 1.20 – système de coordonnées sphériques

Afin de bien comprendre la notion de diagramme de rayonnement, il est nécessaire de définir certains paramètres :

- L'angle solide $d\Omega$ est défini comme le rapport d'une surface élémentaire dS d'une partie d'un cercle sur le rayon r au carré. L'unité d'un angle solide est le stéradian.

$$d\Omega = \frac{dS}{r^2} \quad (1.73)$$

$$d\Omega = \sin \theta \, d\theta \, d\varphi \quad (1.74)$$

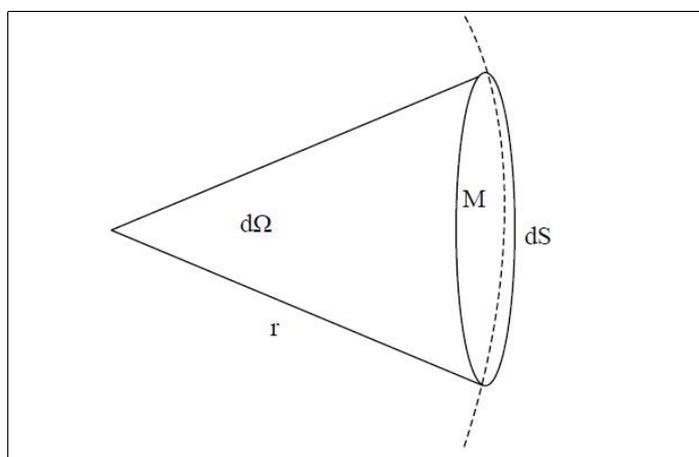


FIGURE 1.21 – définition de l'angle solide

- La densité de puissance du rayonnement est la puissance par unité de surface associée au champ électromagnétique émis par une antenne. Cette quantité, notée $W(\theta, \varphi)$ [W/m^2] est déterminée à partir du vecteur de Poynting $\vec{P} = \frac{1}{2}\Re(\vec{E} \wedge \vec{H}^*)$:

$$W(\theta, \varphi) = \frac{1}{2Z_m} |E(\theta, \varphi)|^2 \quad (1.75)$$

avec $Z_m = \sqrt{\mu/\varepsilon}$ l'impédance intrinsèque du milieu.

- L'intensité de rayonnement $U(\theta, \varphi)$ [W/Sr] est définie comme étant la puissance rayonnée dans une direction quelconque (θ, φ) par unité d'angle solide.

$$U(\theta, \varphi) = r^2 W(\theta, \varphi) \quad (1.76)$$

- Soit $\vec{E}(\theta, \varphi) = E(\theta, \varphi)e^{P(\theta, \varphi)}\vec{u}$ le vecteur représentant les variations du champ électrique dans l'espace dans le domaine du champ lointain, où \vec{u} est le vecteur unitaire selon la direction du champ. L'amplitude du champ correspond à $E(\theta, \varphi)$ et la phase à $P(\theta, \varphi)$. La polarisation du champ correspond à la direction du champ électrique \vec{u} . Généralement, cette direction est constante dans le temps, la polarisation est alors dite rectiligne (cas d'antenne dipolaire).

1.8.2 Directivité d'une antenne

La directivité $D(\theta, \varphi)$ d'une antenne est le rapport de l'intensité de rayonnement $U(\theta, \varphi)$ défini ci-dessus à la puissance par unité d'angle solide que rayonnerait l'antenne si elle émettait de manière isotrope et à condition que les puissances totales rayonnées P_t soient les mêmes.

$$D(\theta, \varphi) = \frac{U(\theta, \varphi)}{P_t/4\pi} \quad (1.77)$$

avec :

$$P_t = \int_{\theta=0}^{2\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} U(\theta, \varphi) d\Omega \quad (1.78)$$

$$d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi \quad (1.79)$$

1.8.3 Gain d'une antenne

Le gain $G(\theta, \varphi)$ d'une antenne est le rapport de l'intensité de rayonnement $U(\theta, \varphi)$ sur la puissance par unité d'angle solide que rayonnerait l'antenne si elle émettait de manière isotrope et à condition que les puissances d'alimentation P_{ant} soient les mêmes.

$$G(\theta, \varphi) = \frac{U(\theta, \varphi)}{P_{ant}/4\pi} \quad (1.80)$$

Le rendement d'une antenne peut alors être défini comme le rapport entre le gain et la directivité de l'antenne :

$$\eta = \frac{G(\theta, \varphi)}{D(\theta, \varphi)} \quad (1.81)$$

1.8.4 Impédance d'entrée d'une antenne

Soient $V_e(t) = V_e e^{j\phi}$ la tension aux bornes d'entrée de l'antenne et $I_e(t) = I_e e^{j\phi'}$ le courant d'alimentation de l'antenne. L'impédance d'entrée de l'antenne est alors définie :

$$Z_e = \frac{V_e(t)}{I_e(t)} = R_e + jX_e \quad (1.82)$$

avec :

- R_e la résistance au point d'entrée de l'antenne
- X_e la réactance au point d'entrée de l'antenne

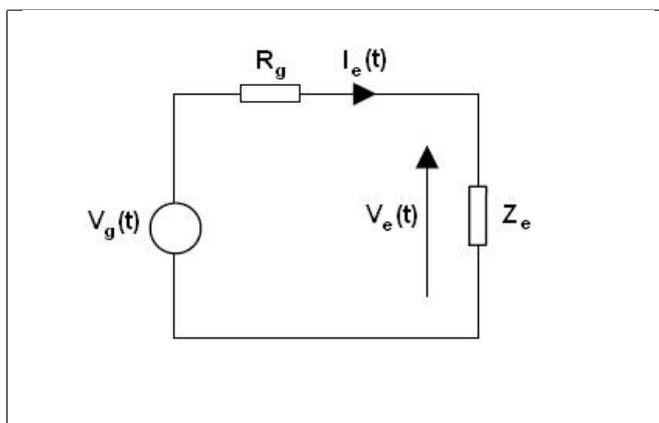


FIGURE 1.22 – Schéma représentant l'impédance d'entrée de l'antenne Z_e alimenté par un générateur

La résistance R_e peut être décomposée en la somme d'une résistance liée au rayonnement de l'antenne R_{ray} et d'une résistance liée aux pertes de conduction et diélectrique de l'antenne R_{diss} . La résistance de rayonnement correspond à une résistance fictive qui dissiperait en chaleur toute l'énergie rayonnée par l'antenne.

La puissance fournie à l'antenne se compose donc

- d'une puissance active : $\frac{R_e I_e^2}{2}$
- d'une puissance réactive : $\frac{X_e I_e^2}{2}$

1.8.5 Efficacités

L'efficacité de rayonnement E_{ray} est égale au rendement η et est définie par :

$$E_{ray} = \eta = \frac{R_{ray}}{R_{ray} + R_{diss}} \quad (1.83)$$

Dans le cas de dipôle fonctionnant à une fréquence de travail donnée, il est souhaitable de minimiser les pertes par effet joule. Cependant, lorsque l'utilisation d'une large bande de fréquence est envisagée, l'insertion de résistances en vue d'augmenter cette bande engendre automatiquement ces pertes. Il s'agit donc d'établir un bon compromis entre puissance rayonnée et puissance dissipée. En d'autres termes, l'efficacité est le taux de conversion d'énergie rayonnée.

1.8.6 Largeur de bande

La largeur de bande d'une antenne est considérée comme étant l'ensemble des fréquences comprises entre une fréquence minimale f_{min} et une fréquence maximale f_{max} pour lesquelles certaines caractéristiques de l'antenne ont une valeur sensiblement proche de celle de la fréquence centrale f_c (f_c est généralement la fréquence de résonance f_r de l'antenne). Lorsque la bande de fréquence est suffisamment large, elle est habituellement exprimée comme le rapport $\frac{f_{min}}{f_{max}}$ ou lorsqu'elle est étroite comme le rapport $\frac{f_{max}-f_{min}}{f_{max}}$.

Les différentes caractéristiques des antennes ne varient pas de la même manière avec la fréquence, la détermination de la largeur de bande d'une antenne n'est pas unique. Les paramètres habituellement considérés pour la déterminer sont relatifs aux diagrammes de rayonnement (gain, direction et largeur du lobe principal, niveau d'amplitude des lobes secondaire, polarisation) ou/et à l'impédance (impédance d'entrée, efficacité du rayonnement) ou encore au spectre du signal reçu.

1.8.6.1 Largeur de bande d'adaptation

Dans le domaine du radar GPR, la largeur de bande est relative à l'impédance d'entrée au point d'alimentation de l'antenne ce qui introduit la notion de largeur de bande d'adaptation. L'objectif est en fait de réaliser une adaptation parfaite de l'antenne pour qu'un maximum de puissance fournie par le générateur soit perçue par l'antenne. Pour cela, l'utilisation d'un transformateur d'impédance (« balun ») est classiquement employée. Il s'agit d'un transformateur symétriseur inséré entre le point d'alimentation de l'antenne et la ligne alimentant cette antenne. Toutefois, il est à noter que la largeur de bande varie en fonction du type de sol sondé. En effet, le milieu diélectrique influe sur l'impédance d'entrée de l'antenne et par conséquent sur son adaptation. Cette largeur de bande d'adaptation n'a de sens que si l'on précise les conditions de mesure ou de simulation de l'antenne.

1.8.6.2 Largeur de bande du signal reçu

Dans le domaine du traitement du signal, la largeur de bande B est généralement définie comme la gamme de fréquences pour lesquelles le spectre d'amplitude du signal reçu est supérieur ou égal à la moitié de la valeur maximale de ce spectre (largeur de bande à mi-hauteur). $B = [f_1; f_2]$ est telle que pour $f_1 \leq f \leq f_2$ alors $S(f) \geq S_{max}/2$ où $S(f)$ désigne la valeur du spectre à la fréquence f et S_{max} est la valeur maximale du

spectre. La largeur de bande ainsi définie dépend à la fois du spectre émis et du milieu qui joue le rôle de filtre.

1.8.7 Polarisation d'une antenne

La polarisation d'une antenne dans une direction donnée est définie comme la polarisation de l'onde électromagnétique rayonnée par cette antenne fonctionnant en mode d'émission. La polarisation de cette antenne en mode de réception est la même que celle définie en mode d'émission (théorème de réciprocité).

La polarisation d'une onde électromagnétique est un paramètre décrivant en un point donné du plan perpendiculaire à la direction de propagation, les variations temporelles de la direction et de l'amplitude relative du champ électrique instantané. Lorsque l'extrémité du vecteur représentant le champ électrique instantané décrit en fonction du temps un segment de droite (respectivement un cercle ou une ellipse), la polarisation est dite linéaire (respectivement circulaire ou elliptique) (Fig. 1.23). Les polarisation linéaires et circulaires sont deux cas particuliers de la polarisation elliptique.

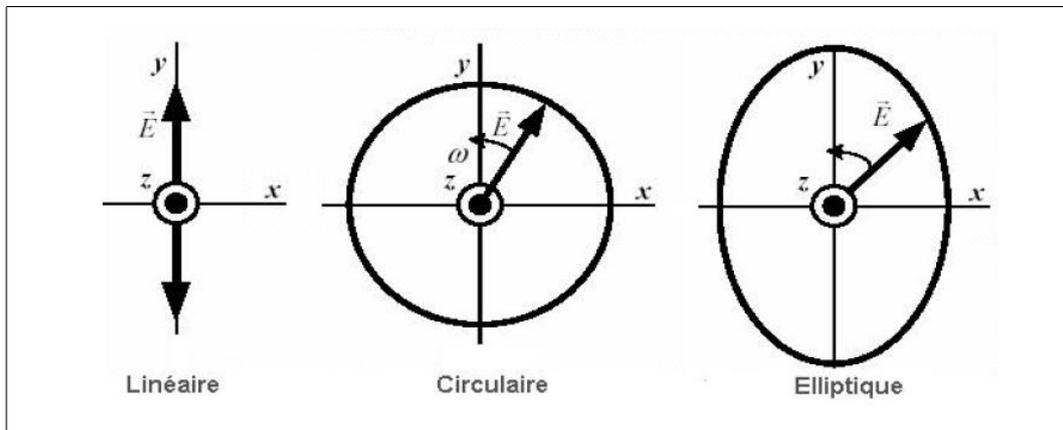


FIGURE 1.23 – Les différents types de polarisation d'une onde électromagnétique

Considérons maintenant une antenne de réception dont la polarisation est caractérisée par le vecteur de polarisation $\vec{P}_r = \cos(\gamma_r)\vec{x} + \sin(\gamma_r)\vec{y}$ et l'onde incidente au niveau de cette antenne dont le vecteur de polarisation est $\vec{P}_w = \cos(\gamma_w)\vec{x} + \sin(\gamma_w)\vec{y}$. Dans certains cas, la polarisation de l'antenne de réception diffère de celle de l'onde incidente (γ_{rw}), la puissance captée par l'antenne est alors inférieure à celle de l'onde incidente au niveau de l'antenne de réception. On parle dans ce cas de désadaptation de polarisation. Pour quantifier ce phénomène, il est usuel de définir un paramètre appelé facteur de dépolarisation p , fonction du produit scalaire des vecteurs de polarisation de l'antenne de réception et de l'onde incidente :

$$p = \left| \vec{P}_r \cdot \vec{P}_w \right|^2 \quad (1.84)$$

La valeur du facteur de dépolarisation p est comprise entre 0 et 1.

Lorsque $p = 1$, la puissance captée par l'antenne provenant de l'onde incidente est maximale et lorsque $p = 0$ cette puissance est minimale voire nulle.

1.9 Antennes classiquement utilisées en GPR

L'antenne est un élément indispensable du système GPR. Elle établit la liaison entre le dispositif et le milieu propageant. Quel que soit le mode de fonctionnement ou l'application, l'antenne utilisée dans le radar sera toujours large bande. Une antenne large bande conserve les mêmes propriétés d'impédance, de directivité et de polarisation sur une large bande de fréquence. Parmi les différentes antennes existantes, il est nécessaire de choisir celle qui sera le mieux adaptée pour l'application souhaitée.

1.9.1 Les antennes papillons

Les antennes papillons restent largement répandues dans les systèmes radars. La bande passante d'un simple dipôle peut être élargie par l'utilisation de plus gros fil. A partir de cette idée, les brins de diamètre fixe d'un dipôle ont été remplacés par des structures en triangle d'autant plus larges que l'on s'éloigne du générateur. Ces antennes ont une polarisation linéaire mais un gain et une directivité médiocre.

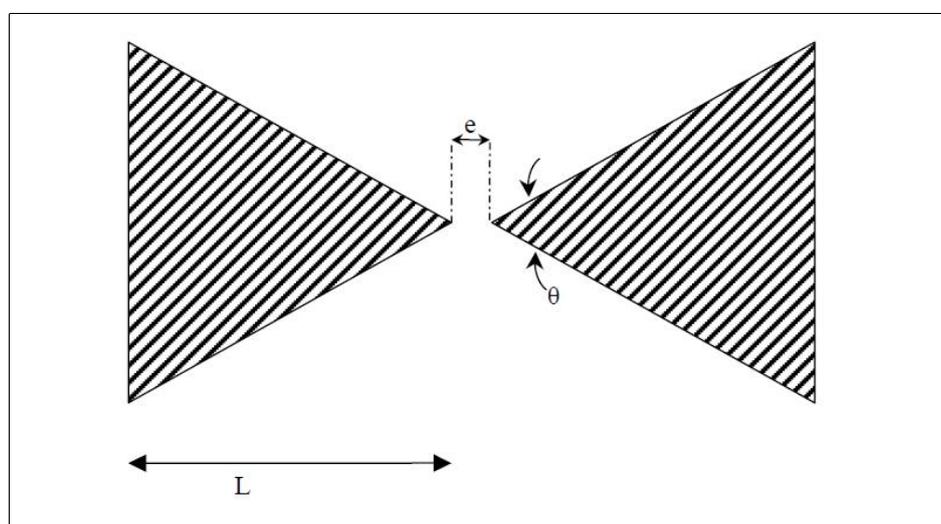


FIGURE 1.24 – antenne papillon

Ce type d'antenne équipe le radar GPR RAMAC acquis par l'équipe de recherche en 2003. Une antenne papillon reste peu onéreuse puisque sa fabrication s'effectue en général avec une technologie de circuit imprimé associé à une alimentation par sonde coaxiale.

L'antenne papillon peut être définie par son angle (θ) (Fig. 1.24). L'angle d'ouverture θ est généralement de l'ordre de 50° . La fréquence basse de fonctionnement dépend de la longueur L d'un brin tandis que la fréquence haute dépend de la qualité de la connexion entre l'antenne et son alimentation ainsi que de l'espace e entre les 2 brins.

Le champ transitoire émis par l'antenne papillon n'est pas optimal en raison des réflexions internes appelées "ringing". Afin d'augmenter davantage la largeur de bande et diminuer ainsi la durée du signal transitoire, il est possible d'utiliser des résistances combinées à des capacités localisées [46].

1.9.2 Les antennes log-périodiques

Les antennes log-périodiques (Fig. 1.25) sont constituées d'un alignement d'éléments rayonnants en parallèle [47]. La majorité du courant passe dans l'élément offrant la plus faible impédance. En choisissant judicieusement des éléments de telle sorte que pour toutes les fréquences que l'on souhaite transmettre il existe un élément adapté alors l'antenne ainsi conçue sera large bande [48].



FIGURE 1.25 – Antenne log-périodique

Pour ce type d'antenne, l'alimentation est amenée au niveau du brin le plus court à l'aide d'un guide d'onde. Elle fonctionne avec une polarisation linéaire et le gain maximum se situe dans la direction orthogonale au plan de l'antenne.

Les propriétés de ces antennes (impédance, diagramme de rayonnement) ont une périodicité fréquentielle de $ln\tau$ (τ étant le rapport homothétique entre deux éléments) d'où le terme antenne log-périodique. Du fait que l'élément rayonnant change avec la fréquence, le centre de phase de ces antennes se déplace beaucoup avec la fréquence. Pour cette raison, ces antennes sont mieux adaptées aux radars à synthèse de fréquence plutôt qu'aux radars impulsionsnels. Une des limites de fonctionnement de ces antennes provient de la proximité des éléments rayonnants qui entraîne des couplages et réduit les performances de l'antenne.

1.9.3 Les antennes cornets

Les antennes cornets sont intéressantes lorsque la fréquence centrale est élevée car les dimensions deviennent acceptables et la bande passante disponible est plus grande. Des variantes d'antennes cornets très large bande sont utilisés en radar subsurface. Ils peuvent être remplis de diélectrique ou de couches progressives de diélectrique. Il est alors possible de réduire les dimensions tout en élargissant la bande.



FIGURE 1.26 – antenne cornet

Les antennes cornets sont souvent utilisés pour les radar GPR FMCW. L'antenne d'émission fait également office d'antenne de réception et un réflecteur lui est souvent associé.

1.9.4 Les antennes Vivaldi

Une antenne Vivaldi possède un motif à ouverture progressive qui permet un passage progressif de la ligne vers l'espace libre. Ces antennes sont des antennes large bande. Elles peuvent être utilisées sous forme de cornet ou en version planaire lorsqu'elles sont fabriquées à partir de lignes à fentes.

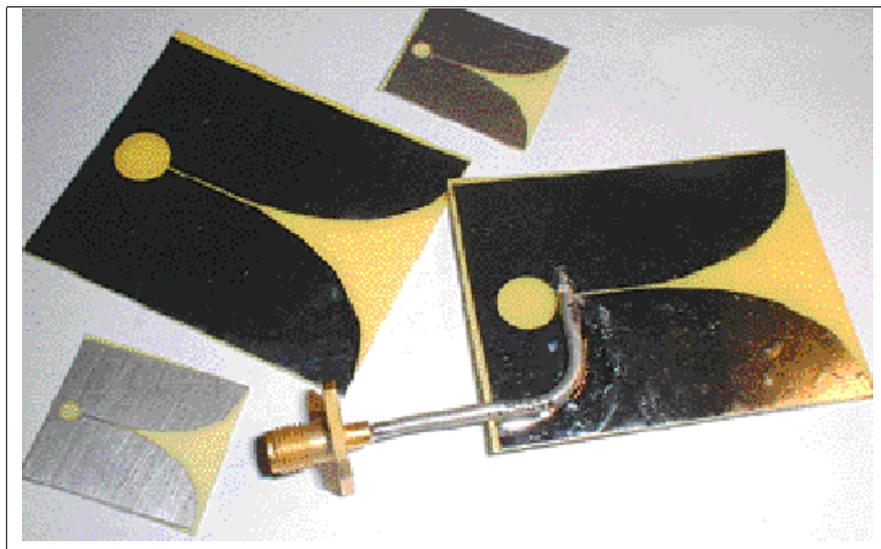


FIGURE 1.27 – antennes vivaldi

1.9.5 Autres types d'antennes

D'autres types d'antennes peuvent également être intégrés à un système radar. Par exemple, des antennes à fente [49] ont été spécialement développées pour des systèmes

GPR. Ces antennes large bande présente un très faible couplage entre les antennes. Les réflexions de la surface du sol qui perturbe généralement les enregistrements sont évitées grâce à une impédance adaptée au sol.

Des antennes indépendantes de la fréquence telles que les antennes spirales (équiangulaire et cônica) peuvent être utilisées notamment pour les radars à saut de fréquence. Ces antennes possèdent une phase non-linéaire en fréquence (dispersion).

Il est également possible d'utiliser des antennes fractales [50][51]. Ces antennes présentent cependant des performances limitées et en particulier la polarisation qui reste difficilement contrôlable.

1.9.6 Antenne Wu-King

Cette antenne se caractérise par l'insertion de résistances régulièrement réparties le long des deux brins constituant ce dipôle. Cette distribution de charges le long des brins est calculée selon la théorie de Wu et King [52].

L'introduction de résistances le long de l'antenne permet d'éliminer les multiples réflexions du courant aux extrémités de l'antenne à l'origine d'ondes stationnaires dans cette dernière. Leur ultra large bande, leur faible encombrement, et le fait qu'elles ne possèdent pas de polarisations croisées les rendent très adaptées pour le radar GPR. Ce type d'antenne permet de disposer d'une large bande passante mais au détriment du rendement. L'énergie fournie à l'antenne est principalement dissipée dans les charges réparties sur les brins. Une très faible quantité d'énergie est rayonnée. Un compromis doit alors être mis en oeuvre entre la largeur de bande souhaitée et l'efficacité du dispositif [53][54].

Ces antennes seront étudiées plus en détails par la suite (2.3.2). Ces antennes seront celles que nous utiliserons lors des différentes simulations.

1.10 Conclusion

Le radar GPR est un outil de mesure de plus en plus utilisé dans de nombreux domaines. Sa non-destructivité le rend très utile dans de nombreuses applications. Les lois fondamentales de l'électromagnétisme permettent de comprendre le fonctionnement d'un radar de type GPR. Les ondes électromagnétiques sont le support des informations concernant la composition du milieu diélectrique sondé. Chaque milieu possède des caractéristiques qui lui sont propre et qui vont influencer sur le fonctionnement du radar.

La bonne connaissance de ces lois va permettre de modéliser la propagation des ondes électromagnétiques et ainsi permettre de tester de nouvelles configurations de radar telles que des configurations multicateurs dans le but d'améliorer la qualité des enregistrements.

Chapitre 2

Méthode numérique pour la modélisation des radars GPR

Le but de ce travail est d'améliorer les performances d'un radar de type GPR. Afin de vérifier l'apport d'une nouvelle configuration de radar, il est nécessaire de développer des méthodes, des algorithmes qui permettront de simuler le fonctionnement d'un radar ainsi que la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu. Afin de réaliser ces simulations dans un cas le plus réaliste possible, le milieu contenu dans les différentes scènes devra être comparable à un milieu physique. Le modèle de sol que nous utiliserons sera basé sur le modèle fractal.

Au cours de ce chapitre, nous présenterons tout d'abord la méthode FDTD (Finite Difference Time Domain) qui sera la base de notre algorithme de simulation. Nous présenterons ensuite le principe des fractales qui permettront la modélisation du milieu de propagation. Dans un troisième temps, la méthode de modélisation rapide d'une scène sera exposée. Cette méthode permettra de tester différentes configurations de radar multicapteur dans la partie suivante. Enfin, l'apport d'une configuration multicapteur par rapport à une configuration plus classique de type monostatique sera mesuré grâce à la comparaison des rapports signal à bruit.

2.1 Modélisation électromagnétique par F.D.T.D

2.1.1 Principe de la méthode

La méthode des différences finies ou FDTD (Finite Difference Time Domain) appliquée aux équations de Maxwell permet la modélisation des phénomènes de propagation et d'interaction des ondes électromagnétiques dans un milieu quelconque. Les équations de Maxwell sont résolues dans le domaine temporel selon une approximation des champs électriques et magnétiques continus par des champs discrétisés dans un volume tronqué de l'espace, et ce pendant un temps déterminé, lui aussi échantillonné. Les dérivées spatiales et temporelles des champs sont alors évaluées par différences des champs discrétisés selon un schéma d'ordre 2 en espace et en temps. Toutes les composantes du champ électromagnétique à un instant t sont alors calculées en fonction du champ électromagnétique précédemment calculé aux points voisins. Cette méthode est basée sur un algorithme présenté en 1966 par Yee [26].

2.1.2 Equations de Maxwell

Afin de comprendre l'évolution d'une onde électromagnétique dans un milieu physique, il est nécessaire de caractériser les liens unissant les paramètres décrivant les phénomènes magnétiques ($\vec{H}, \vec{B}, \mu, \dots$) et ceux décrivant les phénomènes électriques ($\vec{E}, \vec{D}, \varepsilon, \sigma, \dots$). Les équations de Maxwell font intervenir ces liens :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} & \text{equation de Faraday} \\ \text{rot } \vec{H} = \vec{j}_c + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} & \text{equation d'Ampere} \\ \text{div } \vec{D} = \rho & \text{Loi de Gauss sur l'induction électrique} \\ \text{div } \vec{B} = 0 & \text{Loi de Gauss sur l'induction magnétique} \end{array} \right. \quad (2.1)$$

avec

- ρ la densité de charges libres par unité de volume [C/m³]
- \vec{j}_c la densité de courant de conduction [A/m²]
- σ la conductivité électrique [S/m]

La densité de courant de conduction est liée au champ électrique par la relation :

$$\vec{j}_c = \sigma \vec{E} \quad (2.2)$$

2.1.2.1 Equation de Maxwell-Ampère

A partir de l'équation d'Ampère, il est possible d'exprimer le champ électrique en fonction du champ magnétique.

$$\begin{vmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{vmatrix} \wedge \begin{vmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \frac{\varepsilon \partial E_x}{\partial t} + \sigma E_x \\ \frac{\varepsilon \partial E_y}{\partial t} + \sigma E_y \\ \frac{\varepsilon \partial E_z}{\partial t} + \sigma E_z \end{vmatrix} \quad (2.3)$$

La projection de 2.3 suivant l'axe des x donne :

$$\varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma E_x = \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \quad (2.4)$$

On obtient alors l'expression de E_x en fonction de H_y et H_z .

De la même manière, il est possible d'exprimer E_y en fonction de H_x et H_z , et E_z en fonction de H_x et H_y .

2.1.2.2 Equation de Maxwell-Faraday

Maintenant, le champ magnétique va être exprimé en fonction du champ électrique :

$$\begin{vmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{vmatrix} \wedge \begin{vmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} -\mu \frac{\partial H_x}{\partial t} \\ -\mu \frac{\partial H_y}{\partial t} \\ -\mu \frac{\partial H_z}{\partial t} \end{vmatrix} \quad (2.5)$$

La projection de 2.5 suivant l'axe des x donne :

$$\mu \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \quad (2.6)$$

On obtient alors l'expression de H_x en fonction de E_y et E_z .

De la même manière, il est possible d'exprimer H_y en fonction de E_x et E_z , et H_z en fonction de E_x et E_y .

2.1.3 Discrétisation des équations

A partir des équations de Maxwell, on obtient donc un système de 6 équations (E_x , E_y , E_z , H_x , H_y , H_z). Ces équations vont être discrétisées dans l'espace et dans le temps.

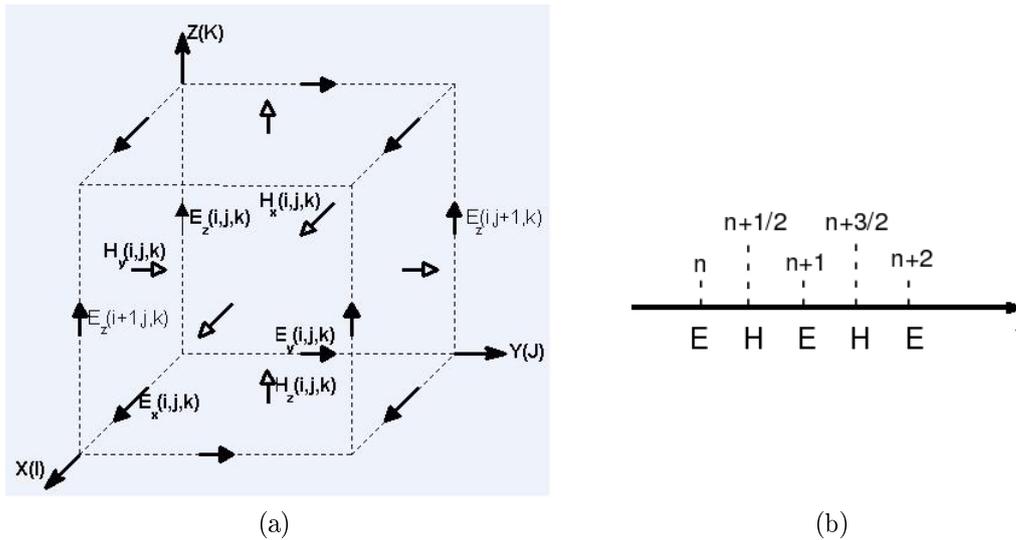


FIGURE 2.1 – Positions des composantes discrètes du champ électromagnétique selon le schéma de Yee

Soit du le pas spatial (avec $u = x, y, z$) dans la direction u et dt le pas temporel de discrétisation. Le champ électrique sera évalué aux instants $n \cdot dt$ et le champ magnétique

sera évalué aux instants $(n + \frac{1}{2}).dt$ avec n entier (fig. 2.1.b).

De la même manière, les discrétisations spatiales des composantes du champ électrique et du champ magnétique seront calculées avec un décalage de $\frac{dx}{2}$ (fig. 2.1.a). Ce décalage dans la discrétisation des composantes du champ électromagnétique est essentiel pour le fonctionnement de l'algorithme. Il assure le respect des équations de Gauss (2.1) et permet l'utilisation des différences finies centrées.

Maintenant pour discrétiser les équations et obtenir des formules itératives pour simuler l'évolution du champ, les équations de Maxwell vont être réécrites en utilisant les composantes discrètes du champ électromagnétique et les différences finies centrées :

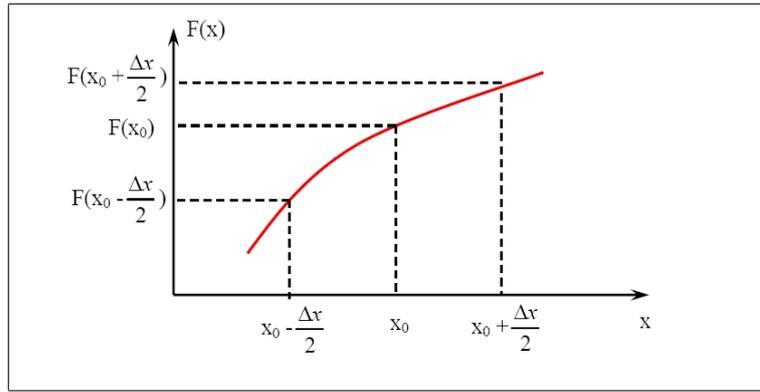


FIGURE 2.2 – Principe des dérivées centrées

Si F est une fonction définie sur \mathfrak{R} à valeur dans \mathfrak{R} , continue et dérivable au voisinage du point x_0 (Fig. 2.2), alors le développement en série de Taylor de la fonction F aux points $x_0 + \frac{\Delta x}{2}$ et $x_0 - \frac{\Delta x}{2}$ s'écrit

$$F(x_0 + \frac{\Delta x}{2}) = F(x_0) + \frac{\Delta x}{2}F'(x_0) + \frac{\Delta x^2}{8}F''(x_0) + \theta(\Delta x^3) \quad (2.7)$$

$$F(x_0 - \frac{\Delta x}{2}) = F(x_0) - \frac{\Delta x}{2}F'(x_0) + \frac{\Delta x^2}{8}F''(x_0) - \theta(\Delta x^3) \quad (2.8)$$

La dérivée de la fonction F est obtenue en effectuant la soustraction des équations (2.7) et (2.8) :

$$F'(x_0) = \frac{F(x_0 + \frac{\Delta x}{2}) - F(x_0 - \frac{\Delta x}{2})}{\Delta x} + \theta(\Delta x^2) \quad (2.9)$$

L'erreur $\theta(\Delta x^2)$ commise sur l'évaluation de la dérivée est du second ordre.

2.1.4 Application au système de Maxwell

La notation $U \left| \begin{matrix} n \\ i,j,k \end{matrix} \right.$ est utilisée pour exprimer $U(n.dt, i.dx, j.dy, k.dz)$

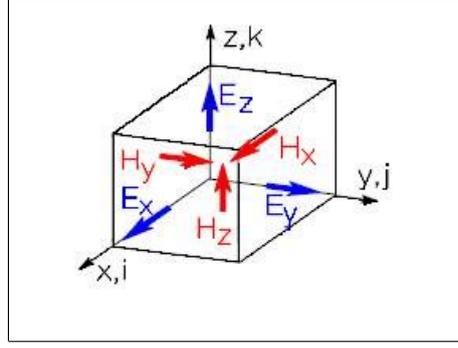


FIGURE 2.3 – Cellule de Yee en coordonnées cartésiennes

Pour illustrer l'application des différences finies centrées aux équations de Maxwell, reprenons le cas de l'équation d'Ampère (2.4) dans le cas 2D en mode TM :

$$\varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} + \sigma E_z = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \quad (2.10)$$

Au point (i, j) et à l'instant $n+1/2$, on a :

$$\varepsilon \frac{E_z \Big|_{i,j}^{n+1} - E_z \Big|_{i,j}^n}{dt} + \sigma \frac{E_z \Big|_{i,j}^{n+1} + E_z \Big|_{i,j}^n}{2} = \frac{H_y \Big|_{i+1/2,j}^{n+1/2} - H_y \Big|_{i-1/2,j}^{n+1/2}}{dx} - \frac{H_x \Big|_{i,j+1/2}^{n+1/2} - H_x \Big|_{i,j-1/2}^{n+1/2}}{dy} \quad (2.11)$$

soit,

$$E_z \Big|_{i,j}^{n+1} = \frac{1 - \frac{\sigma dt}{2\varepsilon}}{1 + \frac{\sigma dt}{2\varepsilon}} E_z \Big|_{i,j}^n + \frac{dt}{1 + \frac{\sigma dt}{2\varepsilon}} \left(\frac{H_y \Big|_{i+1/2,j}^{n+1/2} - H_y \Big|_{i-1/2,j}^{n+1/2}}{dx} - \frac{H_x \Big|_{i,j+1/2}^{n+1/2} - H_x \Big|_{i,j-1/2}^{n+1/2}}{dy} \right) \quad (2.12)$$

Cette équation permet de calculer le champ E_z^{n+1} en fonction des champs E_z^n , $H_x^{n+1/2}$ et $H_y^{n+1/2}$. On procède de la même manière pour obtenir l'expression de chaque composante du champ électromagnétique. Cette discrétisation des équations de Maxwell constitue la base de l'algorithme de Yee.

2.1.5 Conditions de stabilité et dispersion numérique

Les algorithmes de calculs nécessitant des itérations sur le temps tels que la méthode FDTD peuvent aboutir à des résultats non physiques. Taflové [27] a déterminé en 1975 un critère de stabilité du schéma de Yee :

$$dt \leq dt_{max} = \frac{1}{v \sqrt{\frac{1}{dx^2} + \frac{1}{dy^2} + \frac{1}{dz^2}}} \quad (2.13)$$

avec

- dx, dy, dz les pas spatiaux selon les directions Ox, Oy, Oz
- dt_{max} le pas temporel maximum
- v la vitesse de propagation de l'onde dans le milieu

Cette condition fixe un échantillonnage temporel maximum écartant le risque de divergence des calculs. Il sera toutefois préférable de choisir un pas temporel proche de dt_{max} [28].

La FDTD peut également générer un autre type d'erreur appelé la dispersion numérique. Afin d'éviter cette dispersion, il sera nécessaire de choisir un pas spatial du suffisamment petit.

Pas spatiaux du	$\lambda/5$	$\lambda/10$	$\lambda/20$	$\lambda/30$	$\lambda/50$	$\lambda/100$
Erreur sur la phase	18°	$4,2^\circ$	$1,0^\circ$	$0,47^\circ$	$0,17^\circ$	$0,04^\circ$

FIGURE 2.4 – Erreur maximale sur la phase pour une longueur d'onde dans le cas d'une propagation axiale [28]

Dans la plupart des cas, il suffira de fixer un pas spatial :

$$du \leq \frac{\lambda}{10} \quad (2.14)$$

Le pas spatial choisi sera donc dépendant de la fréquence maximale ($f = \frac{v}{\lambda}$) de l'onde électromagnétique utilisé lors de la simulation.

2.1.6 Conditions absorbantes à la frontière du volume de calcul

2.1.6.1 Principe des couches absorbantes

L'utilisation d'algorithme FDTD est uniquement adapté aux systèmes bornés, c'est-à-dire présentant des limites. Cette restriction limiterait considérablement l'utilisation de ce type de méthode. C'est dans le but de pallier à ce problème que fut introduite, en 1983, par Holland et Williams [29] la notion de conditions aux frontières absorbantes A.B.C (Absorbing Boundary Condition). Au niveau de ces frontières, des couches à pertes sont prises en compte (introduction d'une conductivité électrique σ et d'une conductivité magnétique σ^*). Elles sont parfaitement adaptées aux ondes planes en incidence normale.

Dans le cas d'un problème 2D, transverse magnétique (TM), où seules les composantes H_x, H_y, E_z sont présentes, dans une couche adaptée, la projection des équations de Maxwell en coordonnées cartésiennes s'écrivent :

$$\mu \frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{\partial E_z}{\partial y} - \sigma^* H_x \quad (2.15)$$

$$\mu \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{\partial E_z}{\partial x} - \sigma^* H_y \quad (2.16)$$

$$\varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} - \sigma E_z \quad (2.17)$$

Si la condition (2.18) entre les conductivités électrique σ et magnétique σ^* est satisfaite, alors l'impédance d'onde est adaptée, égale à celle du vide et la réflexion sur une interface vide-milieu est nulle pour toute onde plane en incidence normale.

$$\frac{\sigma}{\epsilon_0} = \frac{\sigma^*}{\mu_0} \quad (2.18)$$

Bien qu'imparfaite, cette méthode fut utilisée jusqu'à l'apparition des couches PML.

2.1.6.2 PML (Perfectly Matched Layer)

En 1994, Bérenger [30] présente un nouveau milieu parfaitement absorbant appelé P.M.L. (Perfectly Matched Layer). Les PML généralisent le concept des couches de Holland car toute onde qui arrive sur le milieu pénètre dans la couche sans réflexion, quel que soit son angle d'incidence, sa polarisation et sa fréquence. Le principe de la méthode consiste en une décomposition des composantes du champ électromagnétique, par exemple, en trois dimensions la composante E_z peut être décomposée en : $E_z = E_{zx} + E_{zy}$. En trois dimensions, le système de Maxwell passe d'un système de six équations à six inconnues, à un système de douze équations à douze inconnues.

Si nous nous replaçons dans le même cas 2D TM que dans le paragraphe précédent (2.1.6.1), les équations dans les PML sont définies par :

$$\mu \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{-\partial(E_{zx} + E_{zy})}{\partial y} - \sigma_y^* H_x \quad (2.19)$$

$$\mu \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{\partial(E_{zx} + E_{zy})}{\partial x} - \sigma_x^* H_y \quad (2.20)$$

$$\varepsilon \frac{\partial E_{zx}}{\partial t} = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \sigma_x E_{zx} \quad (2.21)$$

$$\varepsilon \frac{\partial E_{zy}}{\partial t} = \frac{-\partial H_x}{\partial y} - \sigma_y E_{zy} \quad (2.22)$$

$$\frac{\sigma_x}{\epsilon_0} = \frac{\sigma_x^*}{\mu_0} \quad (2.23)$$

$$\frac{\sigma_y}{\epsilon_0} = \frac{\sigma_y^*}{\mu_0} \quad (2.24)$$

Les PML de Bérenger ont toutefois deux limitations importantes. Elles n'absorbent pas les ondes évanescentes et ne sont pas adaptées à la simulation de milieux dispersifs.

2.1.6.3 CPML (Convolution Perfectly Matched Layer) et ADE-PML (Auxiliary Differential Equation)

Les PML initiales de Bérenger ne permettent pas de prendre en compte facilement des matériaux quelconques, et ne permettent de modéliser que de simples sols diélectriques sans perte. Une solution à ce problème est apportée par Roden et Gedney [31] avec les CPML (Convolution Perfectly Matched Layer). Cette méthode s'appuie, comme les PML, sur l'étirement des coordonnées dans le domaine fréquentiel, et fait apparaître un produit de convolution lors du passage dans le domaine temporel. Les CPML permettent de prendre en compte des milieux à pertes ainsi que les milieux dispersifs. Dans la suite de ce travail, nous développons une version de cet algorithme avec une approche ADE (Auxiliary Differential Equation)

2.1.7 Equation de Maxwell pour les couches absorbantes basées sur les CPML avec une approche ADE-PML

Dans un premier temps, il est nécessaire d'exprimer les équations de Maxwell sous leur forme fréquentielle :

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \wedge \vec{H} = j\omega\varepsilon\vec{E} \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -j\omega\mu\vec{H} \end{cases} \quad (2.25)$$

avec l'opérateur différentiel $\vec{\nabla}$:

$$\vec{\nabla} = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

Les équations de Maxwell sont reformulées suivant le modèle qu'ont proposé M.Kuzuoglu et R.Mitra [32], c'est à dire que l'opérateur différentiel $\vec{\nabla}$ subit une transformation pour devenir un opérateur différentiel $\vec{\nabla}_S$ où apparaissent des coordonnées complexes fonction de la fréquence.

$$\begin{cases} \vec{\nabla}_S \wedge \vec{H} = j\omega\varepsilon\vec{E} + \sigma\vec{E} \\ \vec{\nabla}_S \wedge \vec{E} = -j\omega\mu\vec{H} \end{cases} \quad (2.27)$$

avec :

$$\vec{\nabla}_S = \begin{pmatrix} \frac{1}{S_x} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{1}{S_y} \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{1}{S_z} \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

et

$$S_i(\omega) = \kappa_i + \frac{\sigma_i}{\alpha_i + j\omega\varepsilon_0} \quad (2.29)$$

- $S_i(\omega)$ est la variable complexe utilisée dans les milieux absorbants CPML, elle est continue, dépendante de la fréquence et des directions axiales ($i = x, y$ ou z).
- α_i est un paramètre qui contrôle la fréquence de coupure basse des PML (la fréquence de coupure $f_c = \frac{\alpha_i}{2\pi\epsilon_0}$) et peut jouer un rôle important dans l'absorption des ondes évanescentes.
- σ_i est la conductivité du milieu PML.
- α_i et σ_i sont des réels positifs.
- κ_i est un réel supérieur ou égal à 1.

Nous pouvons remarquer que pour les milieux PML simple, la fonction d'étirement de Bérenger est $S_i = 1 + \frac{\sigma_i}{j\omega\epsilon_0}$. Il s'agit d'une expression de $S_i(\omega)$ simplifiée car $\kappa_i = 1$ et $\alpha_i = 0$.

Nous poursuivons le développement en calculant l'inverse de la variable complexe $S_i(\omega)$:

$$\overline{S_i(\omega)} = \frac{1}{S_i(\omega)} \quad (2.30)$$

$$\overline{S_i(\omega)} = \frac{1}{\left(\kappa_i + \frac{\sigma_i}{\alpha_i + j\omega\epsilon_0}\right)} = \frac{\alpha_i + j\omega\epsilon_0}{\sigma_i + \kappa_i(\alpha_i + j\omega\epsilon_0)} \quad (2.31)$$

Afin de pouvoir appliquer facilement la transformée de Laplace inverse, on recherche une équation de la forme : $\overline{S_i(\omega)} = A + \frac{B}{1+j\omega\tau}$

$$\overline{S_i(\omega)} = A + \frac{B}{1+j\omega\tau} \overline{S_i(\omega)} = \frac{1}{\kappa_i} \left(\frac{\alpha_i + j\omega\epsilon_0}{\frac{\sigma_i}{\kappa_i} + \alpha_i + j\omega\epsilon_0} \right) = \frac{1}{\kappa_i} \left(\frac{\alpha_i + j\omega\epsilon_0 + \frac{\sigma_i}{\kappa_i} - \frac{\sigma_i}{\kappa_i}}{\frac{\sigma_i}{\kappa_i} + \alpha_i + j\omega\epsilon_0} \right) \quad (2.32)$$

$$\overline{S_i(\omega)} = \frac{1}{\kappa_i} \left(1 - \frac{\frac{\sigma_i}{\kappa_i}}{\frac{\sigma_i}{\kappa_i} + \alpha_i + j\omega\epsilon_0} \right) = \frac{1}{\kappa_i} \left(1 - \frac{\frac{\sigma_i}{\kappa_i}}{\left(\frac{\sigma_i}{\kappa_i} + \alpha_i\right) \left(1 + j\omega \frac{\epsilon_0 \kappa_i}{\sigma_i + \alpha_i \kappa_i}\right)} \right) \quad (2.33)$$

Nous posons maintenant $a_i = \frac{\frac{\sigma_i}{\kappa_i}}{\frac{\sigma_i}{\kappa_i} + \alpha_i}$ et $b_i = \frac{\epsilon_0 \kappa_i}{\sigma_i + \alpha_i \kappa_i}$.

Nous obtenons alors l'expression :

$$\overline{S_i(\omega)} = \frac{1}{\kappa_i} \left(1 - \frac{a_i}{1 + j\omega b_i} \right) \quad (2.34)$$

Cette expression (2.34) est maintenant réintroduite dans les équations de Maxwell (2.27) après projection suivant l'axe (Ox). Par la suite, afin de simplifier les expressions, κ_i sera fixé égal à 1 :

$$\begin{cases} j\omega\epsilon E_x + \sigma E_x = \frac{1}{S_y} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{1}{S_z} \frac{\partial H_y}{\partial z} = \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} - \frac{a_y}{1+j\omega b_y} \frac{\partial H_z}{\partial y} + \frac{a_z}{1+j\omega b_z} \frac{\partial H_y}{\partial z} \\ j\omega\mu H_x = -\frac{1}{S_y} \frac{\partial E_z}{\partial y} + \frac{1}{S_z} \frac{\partial E_y}{\partial z} = -\frac{\partial E_z}{\partial y} + \frac{\partial E_y}{\partial z} + \frac{a_y}{1+j\omega b_y} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{a_z}{1+j\omega b_z} \frac{\partial E_y}{\partial z} \end{cases} \quad (2.35)$$

$$\begin{cases} j\omega\varepsilon E_x + \sigma E_x = \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} - J_{xy} + J_{xz} \\ j\omega\mu H_x = -\frac{\partial E_z}{\partial y} + \frac{\partial E_y}{\partial z} + M_{xy} - M_{xz} \end{cases} \quad (2.36)$$

Nous retrouvons alors l'expression des équations utilisées pour la FDTD auxquelles viennent s'ajouter des termes (J_{xy} , J_{xz} , M_{xy} , M_{xz}) qui permettent d'absorber le champ qui se propage dans les PML.

$$\begin{cases} J_{xy} = \frac{a_y}{1+j\omega b_y} \frac{\partial H_z}{\partial y} \\ J_{xz} = \frac{a_z}{1+j\omega b_z} \frac{\partial H_y}{\partial z} \\ M_{xy} = \frac{a_y}{1+j\omega b_y} \frac{\partial E_z}{\partial y} \\ M_{xz} = \frac{a_z}{1+j\omega b_z} \frac{\partial E_y}{\partial z} \end{cases} \quad (2.37)$$

Il faut maintenant revenir au domaine temporel par la transformée inverse de Laplace :

$$\begin{cases} \varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma E_x = \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} - J_{xy} + J_{xz} \\ \mu \frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{\partial E_z}{\partial y} + \frac{\partial E_y}{\partial z} + M_{xy} - M_{xz} \end{cases} \quad (2.38)$$

Finalement, cette démonstration aboutit au système (2.39) , c'est une forme adaptée pour la résolution de la composante E_x par la méthode FDTD dans un milieu constitué de couches absorbantes CPML :

$$\begin{cases} \varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma E_x = \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} - J_{xy} + J_{xz} \\ J_{xy} + b_y \frac{\partial J_{xy}}{\partial t} = a_y \frac{\partial H_z}{\partial y} \\ J_{xz} + b_z \frac{\partial J_{xz}}{\partial t} = a_z \frac{\partial H_y}{\partial z} \end{cases} \quad (2.39)$$

L'expression $J_{xy} + b_y \frac{\partial J_{xy}}{\partial t} = a_y \frac{\partial H_z}{\partial y}$ traite l'absorption suivant l'axe (Oy).

L'expression $J_{xz} + b_z \frac{\partial J_{xz}}{\partial t} = a_z \frac{\partial H_y}{\partial z}$ traite l'absorption suivant l'axe (Oz).

Dans cette expression (2.39), on retrouve l'expression FDTD de la composante E_x à laquelle viennent s'ajouter les termes J_{xy} et J_{xz} qui permettent d'annuler les champs dans les couches PML. Lors de la programmation, il suffira donc de mettre à jour, dans les couches PML, la composante E_x en ajoutant les termes J_{xy} et J_{xz} avec les coefficients adaptés, calculés lors de la discrétisation.

Les équations pour les composantes E_y , E_z , H_x , H_y , H_z sont obtenues de la même manière.

2.1.8 Forme discrétisée

Afin de pouvoir programmer l'absorption des couches PML dans un algorithme FDTD, il est nécessaire de discrétiser le système d'équation (2.39). Prenons l'exemple du cas 2D en mode TM (voir chapitre 2.1.3). On obtient alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} E_x \Big|_{i,j}^{n+1} = \frac{1 - \frac{\sigma \cdot dt}{2\varepsilon}}{1 + \frac{\sigma \cdot dt}{2\varepsilon}} E_x \Big|_{i,j}^n + \frac{\frac{dt}{\varepsilon}}{1 + \frac{\sigma \cdot dt}{2\varepsilon}} \frac{H_z \Big|_{i,j+1/2}^{n+1/2} - H_z \Big|_{i,j-1/2}^{n+1/2}}{dy} - \frac{\frac{dt}{\varepsilon}}{1 + \frac{\sigma \cdot dt}{2\varepsilon}} J_{xy} \Big|_{i,j}^{n+1/2} \\ J_{xy} \Big|_{i,j}^{n+1/2} = \frac{-1/2 + \frac{b_y}{dt}}{1/2 + \frac{b_y}{dt}} J_{xy} \Big|_{i,j}^{n-1/2} + \frac{a_y}{1/2 + \frac{b_y}{dt}} \frac{H_z \Big|_{i,j+1/2}^{n+1/2} - H_z \Big|_{i,j-1/2}^{n+1/2}}{dy} \end{array} \right. \quad (2.40)$$

Cette équation correspond à l'expression de la composante E_x dans les PML.

2.1.9 Evaluation de la conductivité σ_i dans les PML

L'efficacité des couches absorbantes est liée aux valeurs de la conductivité σ_i , c'est un paramètre important, présent dans l'expression de S_i (2.29). Nous n'exploitons pas ici les paramètres κ_i et α_i ($\kappa_i = 1$ et $\alpha_i = 0$) mais seulement le paramètre σ_i pour maximiser la capacité d'absorption des couches absorbantes car nous traitons la propagation dans le sol dans des situations où les modes évanescents sont négligeables.

Un profil de conductivité doit alors être défini, dans chaque direction, dépendant du nombre total de couches absorbantes, du pas spatial de la direction, d'un coefficient géométrique arbitraire et d'un coefficient de réflexion en incidence normale. Ainsi, chaque couche aura une valeur de conductivité supérieure à celle de la couche précédente.

Le profil de conductivité, est défini par :

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_{1i} = \frac{-\varepsilon_0 \ln(R) \cdot \ln(g)}{2\Delta_i (g^N - 1) \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}, \quad i = x, y \text{ ou } z \\ \sigma_{ji} = \sigma_{1i} g^{j-1}, \quad j = 2, \dots, N \end{array} \right. \quad (2.41)$$

où

- g est le coefficient géométrique du profil,
- N est le nombre de couches absorbantes,
- Δ_i est le pas spatial de l'axe (O_i)
- R est le coefficient de réflexion en incidence normale

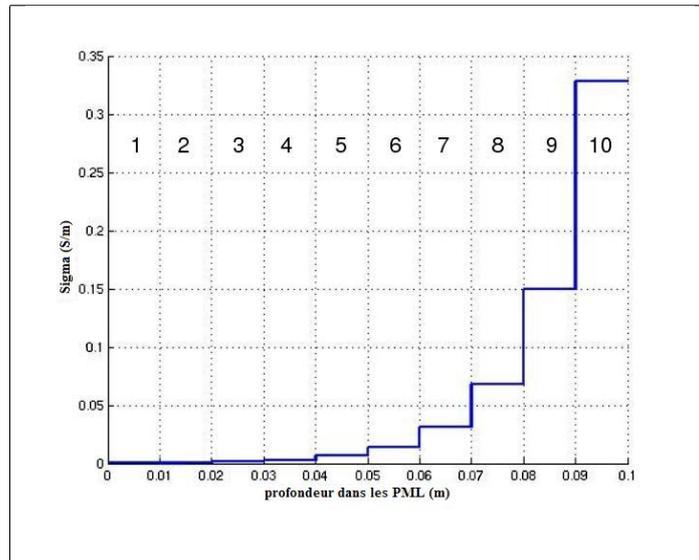


FIGURE 2.5 – Exemple d’un profil de conductivité en fonction de la profondeur dans les PML pour $N = 10$ couches absorbantes de pas spatial $\Delta_x = 0.01m$, et avec $g = 2.2$, $R = 1.10^{-3}$.

Le profil de conductivité présenté (Fig. 2.5) possède les caractéristiques suivantes : $g = 2.2$, $R = 1.10^{-3}$ et $N = 10$. Le pas spatial est $\Delta_x = 0.01m$, c’est un profil géométrique croissant où chaque couche a sa propre valeur de conductivité (par exemple la 9^{ème} couche a une conductivité de 0.15 S/m, la 10^{ème} une conductivité de 0.33 S/m)

2.2 Modélisation du milieu de propagation

Dans de nombreuses applications et notamment dans le domaine radar, il est nécessaire d’introduire dans les logiciels de simulation, des modèles de sols se rapprochant au mieux de la réalité. Le modèle de sol utilisé sera basé sur le modèle fractal [33]. Le milieu résultant est non dispersif mais présente une granulosité sur la permittivité et la conductivité électrique.

2.2.1 Les différents types de fractales

Afin d’effectuer des simulations dans un cas le plus réaliste possible, les modèles de sol doivent se rapprocher au mieux de la réalité. Un sol se présente sous forme de différentes strates encore appelées couches géologiques séparées par des interfaces rugueuses. Ces strates présentent des caractéristiques très variées. Par exemple, le sable ou la neige sont le plus souvent considérés comme des matériaux homogènes. Cependant, si en raison du tassement la densité du matériau augmente avec la profondeur alors il est nécessaire de prendre en compte le gradient d’indice qui en résulte. Dans le cas d’un remblai constitué de pierres concassées (ballast des voies ferrées), le milieu apparaît comme constitué d’un matériau homogène (sables ou air) contenant des objets eux aussi homogènes aux formes aléatoires (pierres).

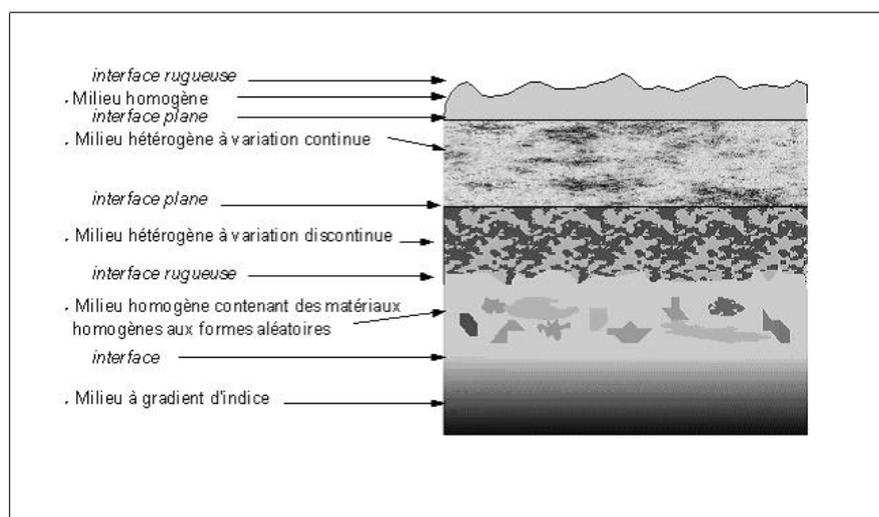


FIGURE 2.6 – Modèle de sol stratifié et différentes catégories de couches géologiques.

Le terme "fractal" a été introduit en 1975 par B.B. Mandelbrot et signifie : qui a été fractionné à l'infini, du latin "fractus" dérivé du verbe "frangere", briser. Un objet fractal présente des détails quel que soit le facteur d'échelle considéré. De nombreuses études initiées par Benoît B. Mandelbrot [34][35] puis J.F. Gouyet [36] ou B. Sapoval [37] ont montré que de nombreux objets naturels peuvent se décrire par des modèles fractals.

2.2.1.1 Fractale autosimilaire

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. Ce type de fractale s'obtient généralement par un processus itératif. Les fractales autosimilaires les plus connus sont les courbes de Peano-Hilbert (Fig. 2.7), le flocon de Von Koch, le tapis de Sierpinski, les poussières de Cantor, les éponges de Menger....

La courbe Peano-Hilbert se confond à l'infini avec une surface. Le passage d'une itération à la suivante consiste à diviser la taille de la courbe par deux. Simultanément, diminuer la grille d'un facteur deux. Placer quatre copies de la courbe dans la grille. Les deux du bas restent inchangées tandis que les deux du haut subissent une rotation de 90° (l'une vers la droite, l'autre vers la gauche). Pour finir, il suffit de connecter les quatre pièces par des segments horizontaux ou verticaux. La courbe ainsi obtenue ne contient aucun point double, aucune intersection et pourtant elle finit par remplir l'intérieur d'un carré .

2.2.1.2 Fractale auto-affine

Les fractales auto-affines ont des propriétés de similarité particulières : au lieu d'être invariantes par transformation homothétique comme les fractales auto-similaires, les fractales auto-affines restent identiques pour des dilations différentes selon les axes.

Dans l'exemple présenté figure 2.8, en partant d'un rectangle découpé en 2 verticalement et en 4 horizontalement et en remplaçant chaque fois la diagonale par les diagonales des rectangles comme indiqué, on fabrique une figure qui est invariante sous une dilatation

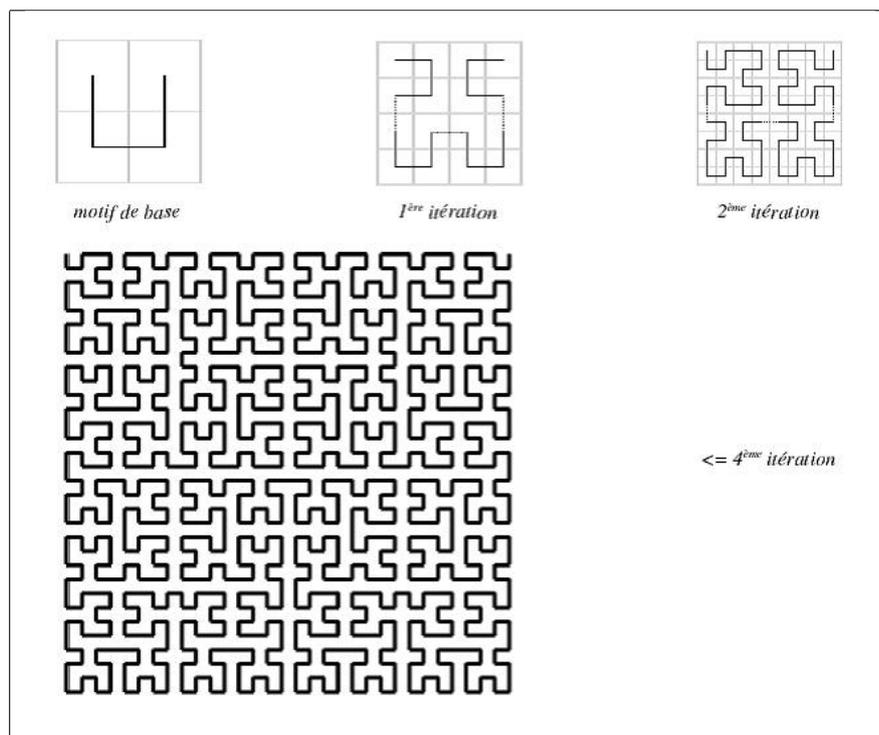


FIGURE 2.7 – courbe de Peano-Hilbert résultant d'un processus itératif .se confond à l'infini avec une surface..

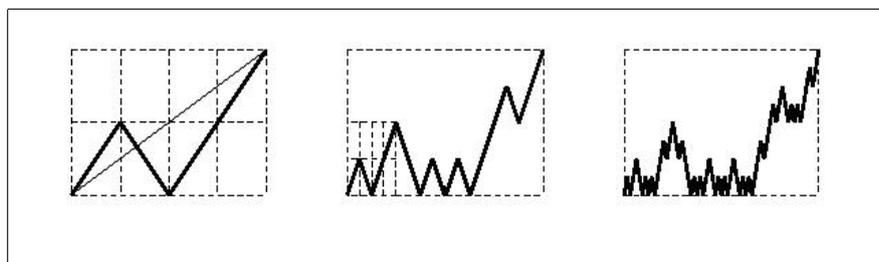


FIGURE 2.8 – Exemple de fractale auto-affine

horizontale d'un facteur 4 (affinité horizontale) suivie d'une dilatation verticale de facteur 2 (affinité verticale).

2.2.1.3 La courbe de Takagi

La courbe de Takagi (1903), également appelée courbe de van Der Waerden (1930), est représentée par la fonction :

$$y(x) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{d(2^k \cdot x)}{2^k} \quad (2.42)$$

avec :

- $d(x)$ la distance de x à l'entier le plus proche

Cette fonction a été introduite pour donner un exemple de fonction continue en tout point mais dérivable nul part.

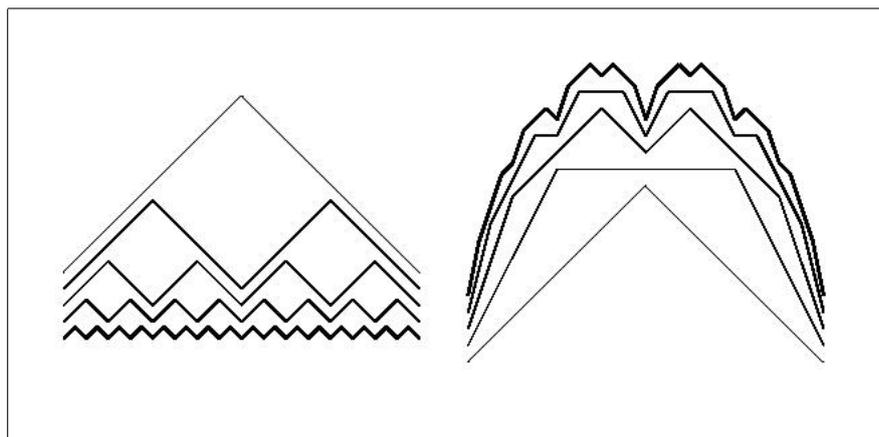


FIGURE 2.9 – Courbe de Takagi, représentation de chaque terme de la somme (à gauche) et somme des termes (à droite). Les différentes courbes ont volontairement été décalées pour plus de clareté

2.2.1.4 fractales physiques

Les fractales physiques peuvent être déterministes (alvéole dans les poumons, cristallisation de l'eau dans les flocons de neiges, choux fleur...) ou aléatoires (percolation, mouvements browniens d'une particule, littoral, réseau de fractures...). Cependant, le caractère fractal des objets obtenus n'apparaît qu'entre deux échelles de grandeur à déterminer.

2.2.2 Génération de surfaces rugueuses : méthodes basées sur les fractales

2.2.2.1 Fractales définies par une fonction : Modèle de Weierstrass

La fonction de Weierstrass utilise une série de fonctions oscillantes dont l'amplitude décroît avec l'augmentation de la fréquence. L'expression des familles de fonctions W de Weierstrass est :

$$W(x) = h_{rms} \sqrt{\frac{2(1 - b^{2(D-2)})}{b^{2(D-2)n_1} - b^{2(D-2)(n_2+1)}}} \cdot \sum_{n=n_1}^{n_2} (b^{n(D-2)} \cos(2\pi b^n x + \theta_n)) \quad (2.43)$$

avec :

- h_{rms} la hauteur moyenne quadratique. plus h sera grand, plus la surface sera rugueuse
- b paramètre irrationnel lié à fréquence spatiale
- D la dimension fractale
- θ_n variable aléatoire à répartition uniforme dans l'intervalle $[0, 2\pi[$

Pour que cette série décrive réellement une fractale, les paramètres n_1 et n_2 doivent tendre respectivement vers moins l'infini et plus l'infini. Dans la pratique ces valeurs sont finies, on parle alors de préfractale.

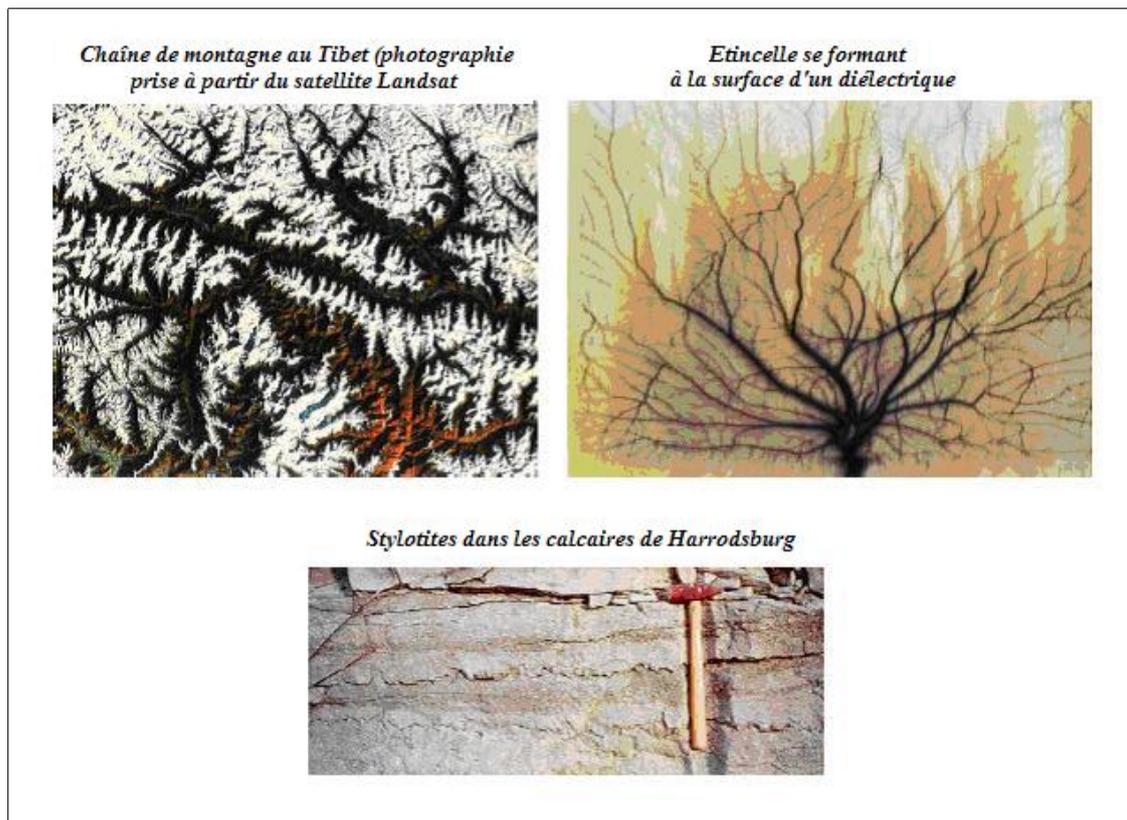


FIGURE 2.10 – Exemple de fractales rencontrées dans la nature

2.2.2.2 Fonction Brownienne

La fonction brownienne d'un point a été définie par Levy (1948) dans le cas de la sphère, puis étendue au plan par Mandelbrot et Tchensov. Le processus est le suivant : partant d'un plan, des marches aléatoires sont créées suivant des droites Δi de position et direction aléatoires. La hauteur des marches est décrite par une variable aléatoire à répartition gaussienne. En répétant l'opération une infinité de fois on engendre une surface fractale auto-affine.

Le figure 2.12 montre qu'il faut réaliser un grand nombre d'itérations pour que la fonction brownienne présente un rendu réaliste. De plus, la fonction Brownienne ne converge pas pour un nombre d'itérations tendant vers l'infini. Ce mode de génération n'a pas été retenu puisqu'il engendre des temps de calcul prohibitifs par rapport à notre application et par rapport aux méthodes vues précédemment.

2.2.2.3 Génération d'une surface : les cratères de la lune

Une météorite d'une énergie donnée, elle même fonction de la masse et de la vitesse, creuse à la surface d'une planète un cratère de profondeur et de profil caractéristiques. A la surface de la Lune, les cratères de moins de 15 km de diamètre ont une profondeur du dixième de leur diamètre alors que les cratères plus grands ont une géométrie plus compliquée. En considérant l'équiprobabilité d'occurrence d'une collision dans une région donnée (à grande échelle, l'équateur est davantage soumis aux bombardements que les pôles) et le fait que le logarithme du nombre de cratères de diamètre D par unité de surface suit une fonction affine par rapport au logarithme du diamètre. La reconstitution

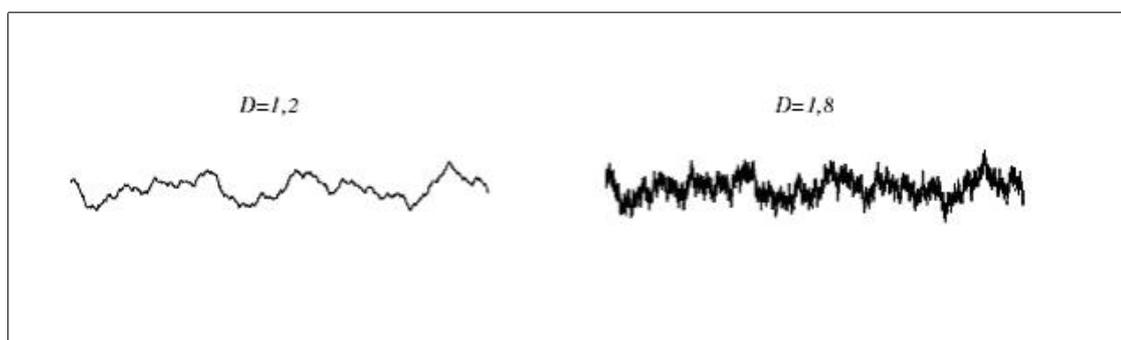


FIGURE 2.11 – Exemple d’une fonction de Weierstrass obtenue avec $b = \sqrt{3}$, $n_1 = -6$, $n_2 = 6$, $h_{rms} = 2$. L’observation a été effectuée sur trois périodes de la fréquence spatiale la plus basse, c’est-à-dire b^{-n_1} . Les axes sont à l’échelle avec une unité arbitraire .

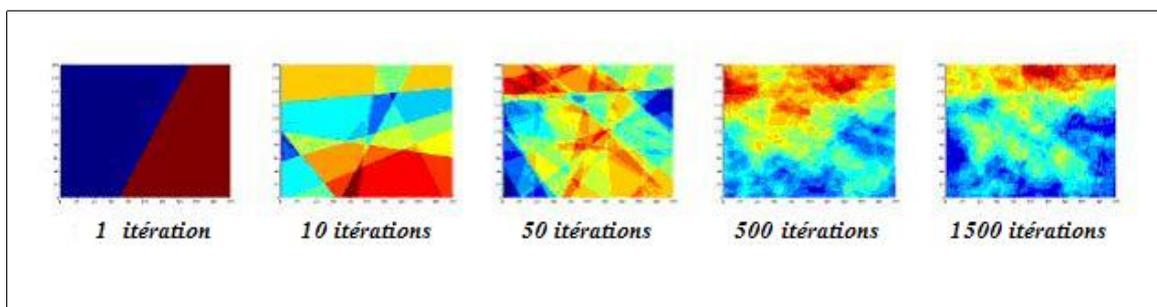


FIGURE 2.12 – Construction d’une fonction brownienne à partir d’un plan

d’une surface susceptible de représenter correctement la réalité devient possible.

Ce principe de génération peut s’étendre à des surfaces autres que les zones de cratères d’impacts. Il est tout à fait envisageable d’imaginer que la répartition d’une végétation ou que la position d’objets dans le sol suive le même type de loi.

2.2.2.4 La méthode Diamond-Square

La méthode “Diamond-Square” est une méthode de génération de profils aléatoire dérivée de la fonction de Takagi (Fig. 2.9) [38]. Cette méthode basée sur un processus itératif permet également la génération de surface rugueuses [39]. Le motif de base est un carré. Chaque itération se divise en deux étapes. Un paramètre h pris dans $]0, 1[$ fixe la rapidité de décroissance de l’intervalle $I_i =]-z_0.h^i, +z_0.h^i[$ où i correspond à la $i^{\text{ème}}$ itération. L’algorithme fait intervenir N_{it} itérations successives et s’applique sur les $NX.NY$ carrés. Une phase d’initialisation consiste à définir les hauteurs des sommets des $NX.NY$ carrés initiaux, aussi appelés motifs élémentaires. Ces hauteurs sont prises uniformément dans l’intervalle $[-z_0, +z_0]$ mais il est tout à fait possible d’utiliser une répartition gaussienne. Les deux étapes de l’algorithme sont décrites dans la suite et illustrées figure 2.14 :

- La première étape est appelée "Square" : à partir de chaque carré matérialisé par le projeté des points dans le plan de figure, un point est défini en son centre dont la hauteur est la moyenne des quatre sommets plus une variable aléatoire prise uniformément dans l’intervalle I_i .
- La seconde étape est appelée "Diamond" : à partir de chaque losange matérialisé

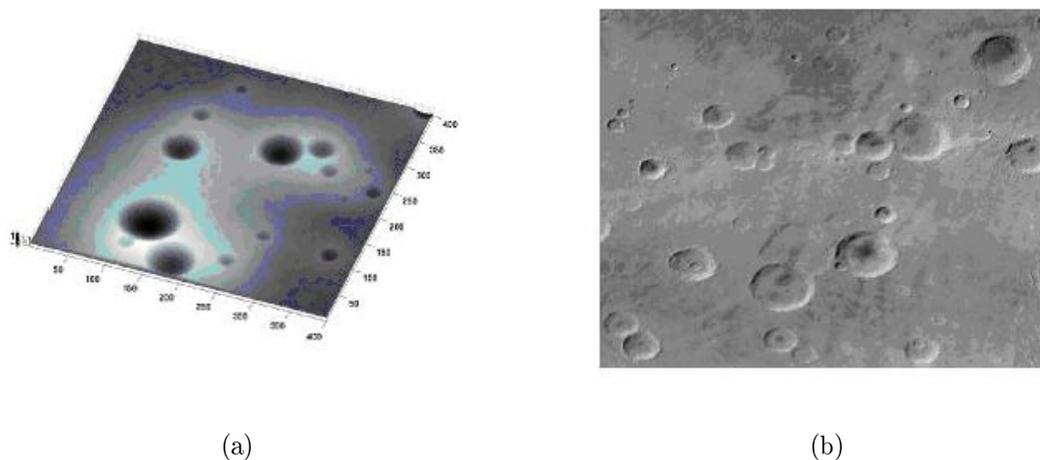


FIGURE 2.13 – Comparaison d'une zone de cratère de lune obtenus par simulation (a) et d'une zone de cratères d'impacts dans la région de Erinadia sur Mars (image MSSS) (b)

par les points ajoutés à l'étape "Square" (c'est en fait un carré incliné), un point est défini en son centre dont la hauteur est la moyenne des sommets plus une variable aléatoire prise uniformément dans l'intervalle I_i . Si l'on ne dispose que de trois points, on effectue la moyenne sur trois sommets afin d'éviter des effets de bord indésirables.

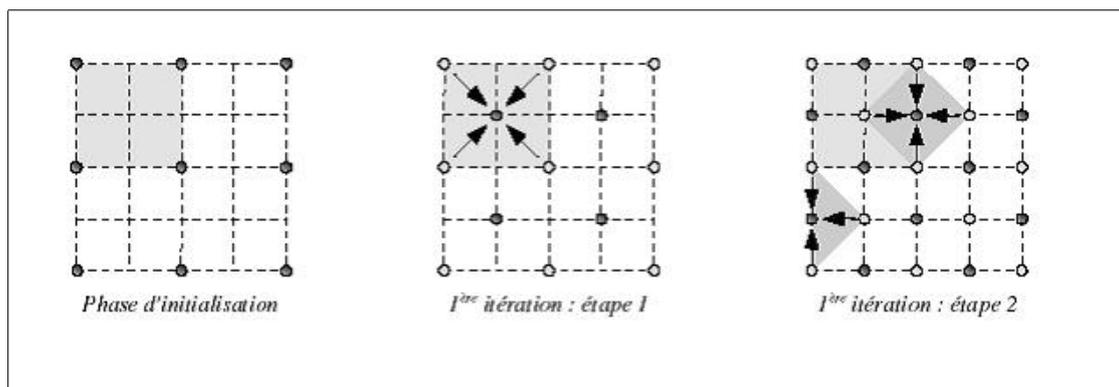


FIGURE 2.14 – Représentation de l'algorithme de la méthode dite Diamond-Square. Les points en noir sont les nouveaux points mis en jeu à chaque étape de calcul. Dans cet exemple, après avoir choisi quatre carrés initiaux, l'application d'une itération génère seize carrés sur lesquels l'algorithme peut à nouveau être répété.

L'application de ces deux étapes permet d'obtenir à partir d'un carré, quatre carrés sur lesquels on peut répéter l'algorithme.

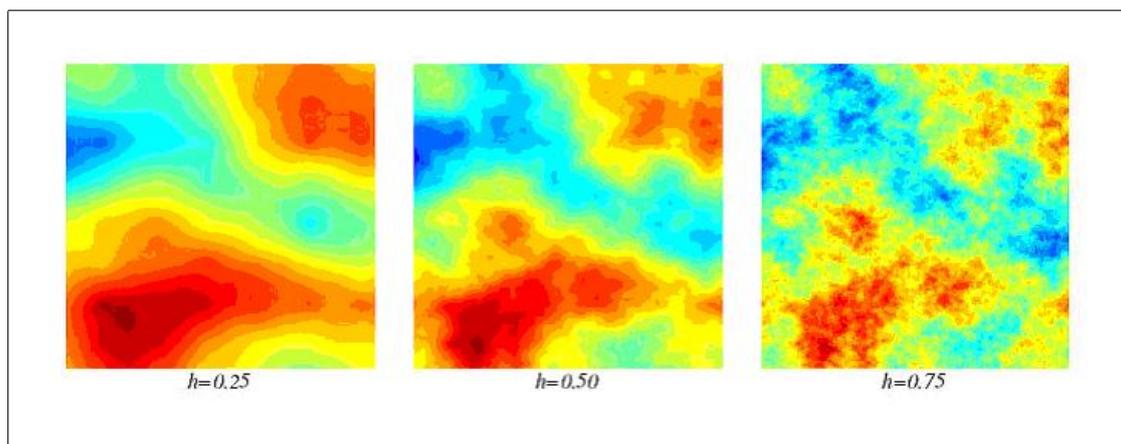


FIGURE 2.15 – Exemple de surfaces obtenues avec la méthode "diamond-square" ($N_{it}=8$, $NX=NY=2$) pour différentes valeurs de h . Ce paramètre augmente le chaos de la surface.

2.2.3 Génération de volume par la méthode “Diamond-Square 4D”

2.2.3.1 principe de la méthode

La méthode "Diamond-Square4D" est une généralisation de l'algorithme précédant avec une dimension spatiale supplémentaire. Elle va permettre de générer une matrice normalisée à trois dimensions représentative de la granulosité dans un maillage parallélépipédique. Il y a donc bien trois dimensions spatiales pour déterminer la position et une dimension associée à la pondération en permittivité (ou en conductivité). La méthode de génération fait intervenir un algorithme qui s'applique sur plusieurs cubes initiaux aussi appelés motifs élémentaires. La définition d'un motif élémentaire nécessite deux paramètres. Le premier paramètre fractal h choisi dans l'intervalle $]0, 1[$ fixe la rapidité de décroissance de l'intervalle $I_i =]-h^i, +h^i[$. Le second paramètre N_{it} détermine le nombre d'itérations donc par là même le nombre de points par motif; autrement dit la résolution. La définition finale de la structure fait intervenir trois autres paramètres NX , NY et NZ correspondant au nombre de motifs élémentaires sur les trois axes.

Une phase d'initialisation consiste à définir les poids des sommets de chaque cube initial de côté a dans l'intervalle $[-1, +1]$. Les trois étapes de l'algorithme également illustrées figure 2.16 sont décrites :

- Étape 1 : la pondération du milieu de chaque cube est définie par la moyenne arithmétique des valeurs des 8 sommets (distants de $a\sqrt{3}/2$) plus une variable aléatoire prise uniformément dans l'intervalle I_i .
- Étape 2 : chaque milieu de face est calculé en moyennant les quatre sommets de la face considérée (distants de $a\sqrt{2}/2$) plus une variable aléatoire prise dans I_i .
- Étape 3 : reste à définir les milieux des arêtes à partir des sommets de l'arête, des milieux des faces se trouvant dans le plan transverse considéré (c'est-à-dire de l'ensemble des points distants de $a/2$) et d'une variable aléatoire prise dans I_i .

Cette méthode de génération de volumes hétérogènes a été mise en oeuvre et intégrée

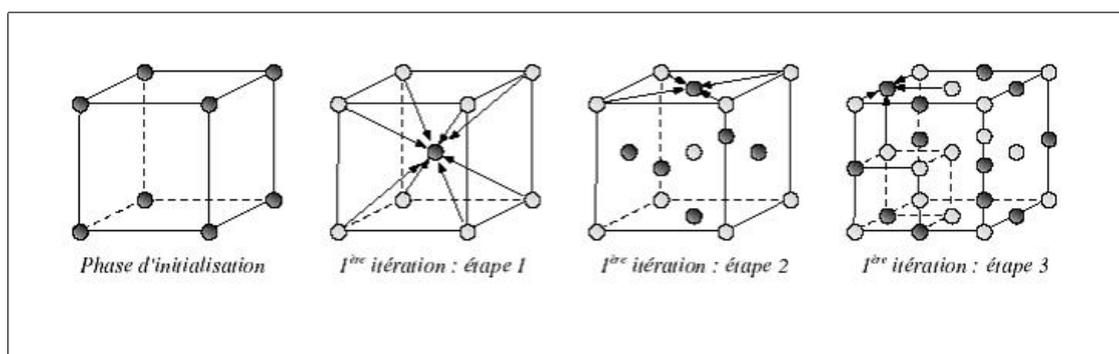


FIGURE 2.16 – Représentation de l’algorithme de la méthode dite Diamond-Square4D sur un motif élémentaire. L’application d’une itération génère huit cubes sur lesquels l’algorithme peut être répété.

au logiciel de simulation TEMSI-FD qui permet la simulation d’enregistrement radar.

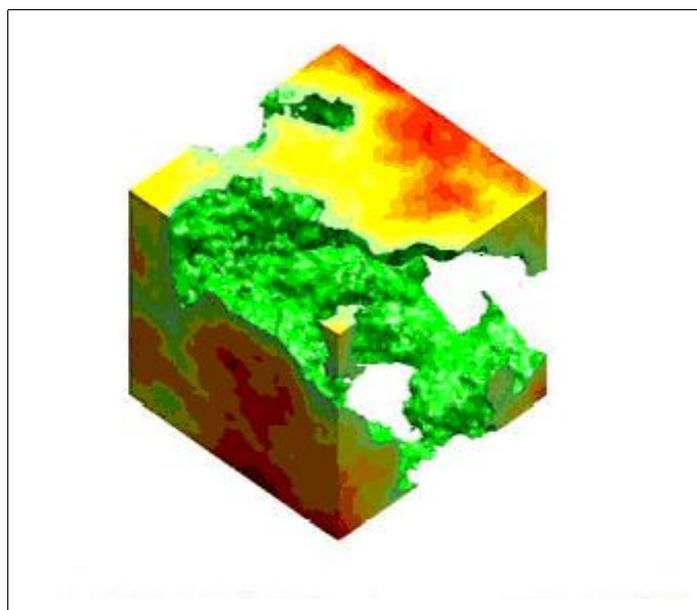


FIGURE 2.17 – Exemple d’un volume obtenu avec la méthode “Diamond-Square4D” avec $N_x = N_y = N_z = 2$, $h = 0,5$, $N_{it} = 5$.

2.2.3.2 Opération sur les surfaces et les volumes

Les surfaces et volumes étudiés jusqu’à présent varient de façon continue dans l’espace. Or, certains sols peuvent être constitués d’objets homogènes mais de forme aléatoire. Par exemple, il pourrait s’agir de cailloux constituant le ballast d’une ligne de chemin de fer. La méthode dite du "seuillage" permet de générer de telles structures aux formes aléatoires à partir des méthodes vues précédemment et avec le moindre effort. Elle a été implantée dans notre logiciel de simulation FDTD.

Soit $M(x,y,z)$ la matrice décrivant spatialement la structure (par exemple la matrice de permittivité). On définit Sat_inf et Sat_sup les limites inférieure et supérieure pour

lesquelles le seuillage est appliqué. Deux autres facteurs permettent de conserver une certaine hétérogénéité au sein des "cailloux" sont également utilisés.

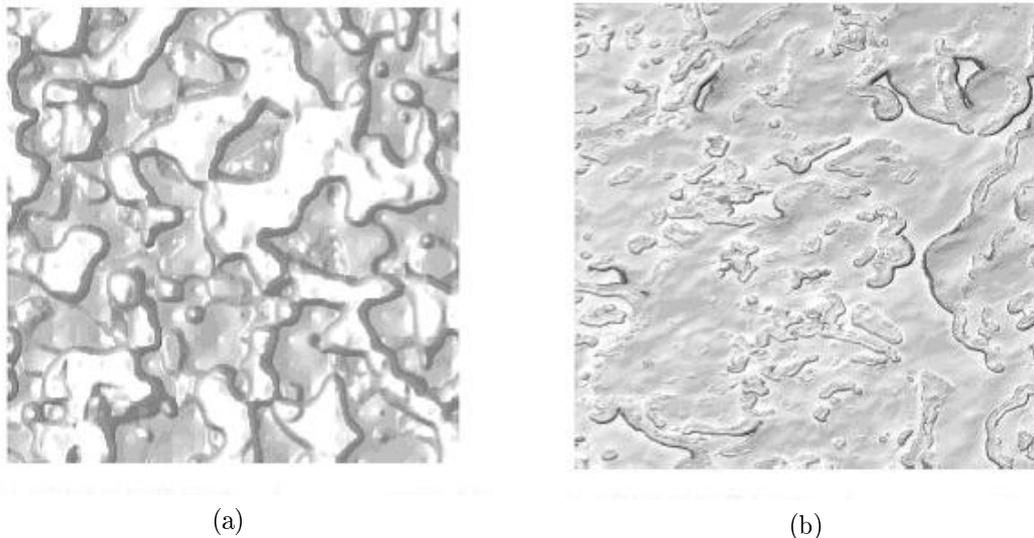


FIGURE 2.18 – Exemple de reconstruction de paysage avec la méthode “Diamond-square” suivie de l’algorithme de saturation (a) et photo d’une région polaire de Mars riche en glace carbonique (image MSSS) (b)

2.2.4 Exemple de sol

Dans le cas d’un modèle de sol, chaque cellule composant le milieu possède une valeur de permittivité et de conductivité différente (voire de perméabilité). Ce milieu présente donc une granulosité qui varie aléatoirement en fonction de la position. L’hétérogénéité est dans ce cas traitée par un modèle fractal.

La figure (2.19) montre la répartition des valeurs de ε_r dans le milieu de propagation. Pour chaque cellule de ce milieu, une valeur de ε_r est attribuée. Sur cette figure, seules les valeurs supérieures à 6 sont affichées. Dans cet exemple de sol, la valeur de ε_r est centrée autour de 4.5, et varie entre 2 et 7.

Afin d’obtenir une telle variation des valeurs de la permittivité, certains réglages doivent être effectués au niveau de l’algorithme . La valeur du paramètre entre parenthèse correspond à la valeur qui à été fixée afin d’obtenir la répartition de la figure 2.19 :

- Il est tout d’abord nécessaire de régler la valeur moyenne de la permittivité relative. Le milieu fractal ne peut pas présenter d’anisotropie axiale (eps_moyen=4.5)
- La graine est un paramètre qui permet de répéter un tirage aléatoire. Ce tirage est toujours le même pour une valeur donnée de la graine. Ainsi, il est possible de conserver la même granulosité pour la permittivité, ce qui permet de réaliser différentes simulations dans des conditions de milieux identiques. (eps_graine=7)

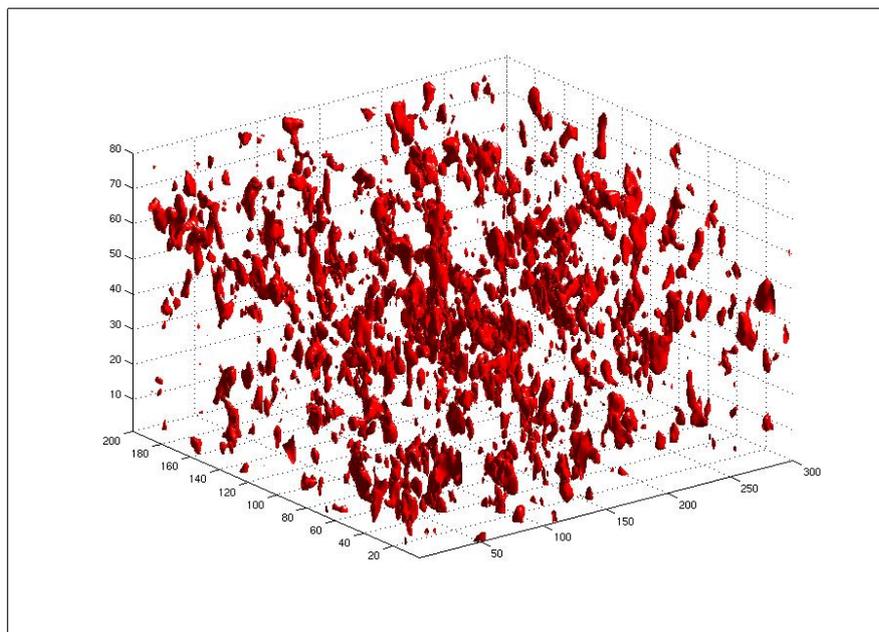


FIGURE 2.19 – répartition des valeurs ε_r dans le volume de calcul. Seules les valeurs $\varepsilon_r > 6$ apparaissent.

- Une valeur correspondant à un facteur d'échelle de la granulosité doit être choisi. Cette valeur intervient dans la valeur finale de la permittivité. $\varepsilon_r(x, y, z) = \varepsilon_{r,moyen} + eps - facteur \times granulosite(x, y, z)$ (eps_facteur=2)
- Le paramètre qui détermine le nombre de points par motif élémentaire ($2^{nit} + 1$) est fixé. Ce nombre d'itération, permet de régler la finesse des motifs. (eps_nit =3)
- La rapidité de variation de la granulosité peut être modifiée grâce à un paramètre fractal h . h varie dans l'intervalle $]0,1[$. Plus h est proche de 1 et plus le volume sera chaotique. (eps_h=0.7)

Il est également nécessaire de régler des paramètres identiques concernant la conductivité électrique.

La valeur probabiliste maximale et minimale que peut prendre la granulosité dépend de la pondération maximale. La valeur de cette pondération peut être obtenue grâce l'abaque 2.20 :

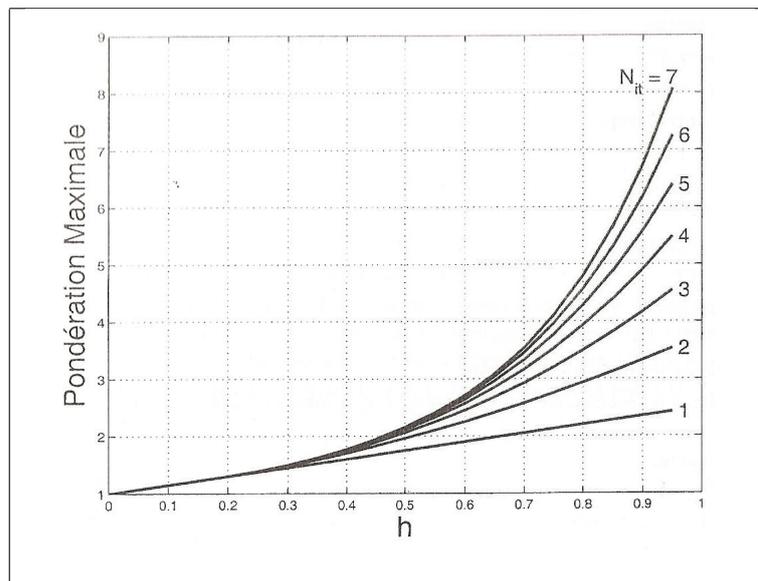


FIGURE 2.20 – Abaque des variations des maxima de la granulosité en fonction de h et N_{it}

Les valeurs choisies dans cet exemple représentent une granulosité de 3.

Il est également possible de régler un paramètre de saturation qui permet d'obtenir des ruptures plus nettes dans la granulosité afin de représenter des cailloux.

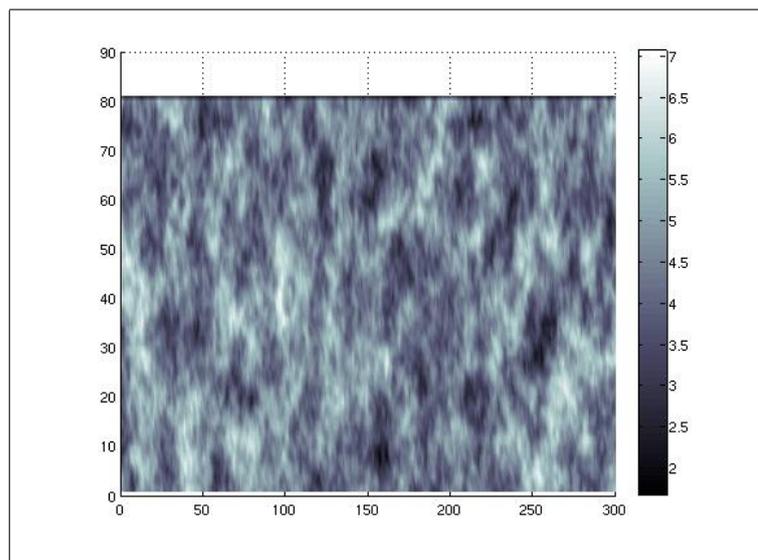


FIGURE 2.21 – variation des valeurs de ϵ_r d'un milieu hétérogène

2.2.5 Simulation d'un milieu hétérogène

Un sol hétérogène a été modélisé avec les réglages précédents. Un enregistrement radar est ensuite réalisé avec une scène contenant uniquement ce sol comme milieu de propagation. L'antenne est placée à la surface de ce sol. Le premier est réalisé en monostatique,

c'est à dire que le radar est composé d'une seule antenne qui remplit le rôle d'émetteur est de récepteur. Le second enregistrement est réalisé en multicateurs, c'est à dire que le radar est composé de plusieurs antennes. Dans notre cas, une antenne d'émission et 10 antennes de réceptions :

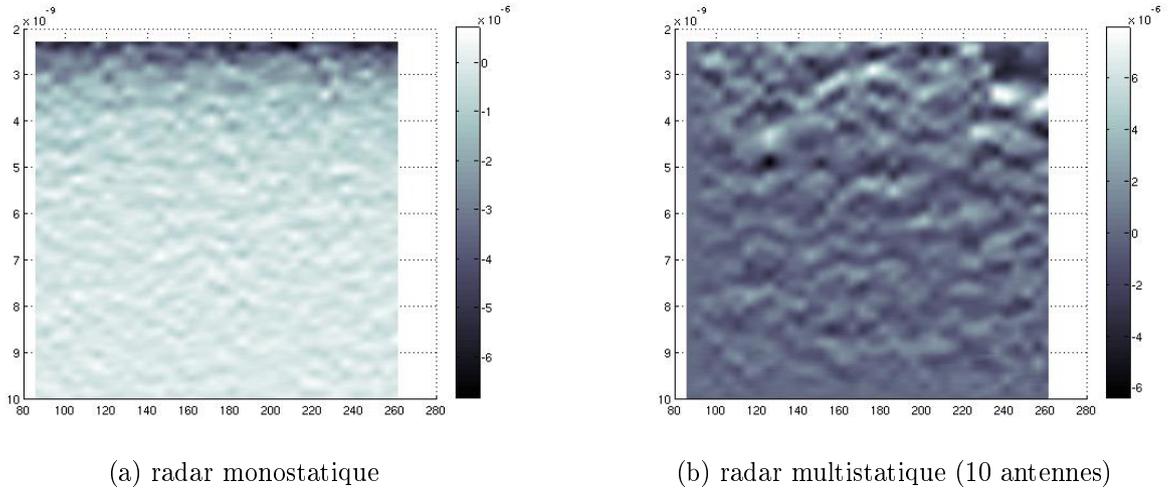


FIGURE 2.22 – B-scan d'un milieu hétérogène.

Sur ces deux enregistrements, les premières nanosecondes d'enregistrements ne sont pas représentées pour ne pas voir les couplages entre les antennes.

Dans le cas monostatique, le signal reçu semble s'atténuer plus rapidement, donc il sera plus difficile de détecter des objets enfouis plus profondément avec cette configuration.

Ce type d'enregistrement ne permet pas de visualiser les différentes valeurs de ε_r . En revanche, dans le cas de variations brutales de permittivité et de granulosité suffisamment importante, il sera possible de visualiser ces différentes couches géologiques ou les matériaux homogènes (pierres par exemple).

2.3 Modélisation rapide d'une scène

2.3.1 Méthode pour la modélisation rapide d'une scène

Dans le but de pouvoir simuler le fonctionnement d'un radar, il est tout d'abord nécessaire de créer une scène qui permettra de modéliser le milieu de propagation des ondes électromagnétiques. Cette scène pourra contenir différents objets de taille, de diamètre, d'orientation, de matériaux différents. Les milieux de propagation contenus dans cette scène sont tous non dispersifs mais peuvent présenter des pertes par conduction. Chaque milieu est défini par sa permittivité relative (ε_r), sa perméabilité relative (μ_r), sa conductivité électrique (σ_e), et sa conductivité magnétique (σ_h). La conductivité magnétique σ_h est nulle pour la plupart des matériaux rencontrés dans la nature. Afin d'être dans un cas le plus réaliste possible, le milieu de propagation pourra présenter une granulosité sur la permittivité et la conductivité. La granulosité sera dans ce cas traitée par un modèle fractal (voir section 2.2).

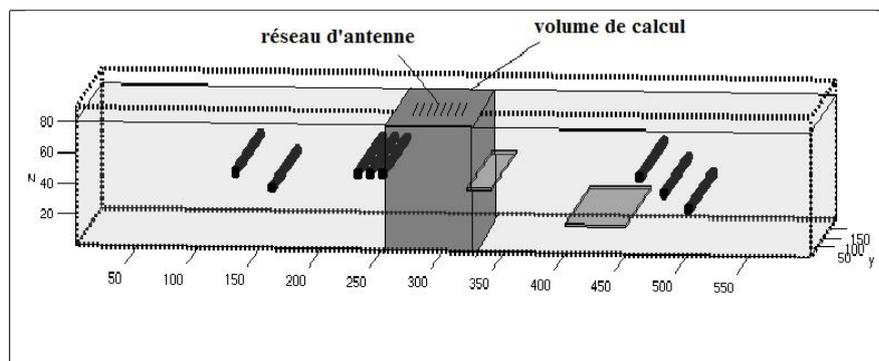


FIGURE 2.23 – Scène complète contenant différents objets

Pour chaque position du radar, un volume de calcul sera défini. Ce volume de calcul est centré sur le système radar. Ce volume restreint permettra d'effectuer une mesure avec un temps de calcul beaucoup plus faible que si la simulation avait été réalisée avec la scène globale. Ensuite, le radar va être déplacé à la surface du sol et un autre volume de calcul sera à nouveau défini. Tous les volumes de calcul sont toujours centrés sur le système radar. Chaque volume de calcul contient donc une partie de la scène globale qui dépend de la position du radar.

Pour chaque volume de calcul, une simulation à l'aide du logiciel TEMSI-FD, développé dans le département OSA du laboratoire Xlim, est réalisée. Ce logiciel est basé sur la méthode numérique FDTD 3D (voir section 2.1). Chaque volume de calcul simulé permet d'obtenir un A-scan. La somme des différentes simulations réalisées suivant la direction x permet d'obtenir un B-Scan. Dans le cas d'un C-scan [55], le même processus est appliqué avec un volume de calcul déplacé dans les deux directions (x et y). Ce processus est identique à celui qui serait mis en oeuvre lors d'une campagne de mesure sur le terrain. En effet, le découpage en sous-volume revient à déplacer un radar à la surface du sol et d'effectuer une mesure pour chaque position.

La largeur du volume de calcul w_x pour la direction x (B-scan), w_x et w_y pour les directions x - y (C-scan) est calculée en fonction de la vitesse de propagation v de l'onde électromagnétique dans le milieu et la durée de la simulation T_s :

$$w_x = w_y = 2w_z = 2vT_s \quad (2.44)$$

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (2.45)$$

La durée de simulation T_s est fixée en fonction de la profondeur de sondage D souhaitée. Généralement, la profondeur de sondage sera choisie telle que $w_z = D$. w_z représente la hauteur du volume de calcul.

Par conséquent, ce volume réduit permet d'éviter les différentes réflexions des parois du volume. En effet, la simulation se termine avant que l'onde électromagnétique ait pu atteindre la paroi du volume et revenir jusqu'au récepteur (dans le cas monostatique).

Les dimensions du volume de calcul sont donc déterminées à partir de la vitesse de propagation de l'onde dans le milieu. Cependant, la propagation de l'onde est plus rapide dans l'air que dans le milieu. La zone entre la surface du sol et le haut du volume de calcul contient de l'air. Donc, en l'absence de couches absorbantes, l'antenne enregistrera la réflexion de l'onde sur la paroi du volume de calcul après qu'elle se soit propagée dans l'air. Pour cette raison, des couches absorbantes basées sur le modèle CPML sont utilisées sur toutes les faces entourant le volume de calcul, excepté la paroi située en dessous (sous le sol) qui sera considérée comme un mur électrique. Cependant ce point peut dépendre de la profondeur d'investigation simulée :

- Si la profondeur sondée correspond à la profondeur du volume de calcul ($D = w_z$ ou $D < w_z$) alors l'utilisation d'un mur électrique sous le sol de perturbera pas les mesures et permettra d'économiser du temps de calcul (par rapport à l'utilisation de couches PML)
- Si la durée de la simulation implique une profondeur sondée supérieure à la hauteur du volume de calcul (D_z) alors des couches PML seront indispensables.

Les dimensions w_x , w_y et $w_z = 2w_x = 2w_y$ du volume de calcul peuvent être également ajustées en fonctions de certains paramètres :

- si un objet contenu dans la scène modélisée a une permittivité relative inférieure à la permittivité du milieu, une réflexion parasite pourrait apparaître avant la fin de la simulation. En particulier, ce problème peut apparaître quand l'objet est situé proche de la face considéré comme un mur électrique. Il sera alors nécessaire de légèrement augmenter les dimension du volume de calcul.
- Dans le cas d'un milieu homogène, les dimensions w_x et w_y pourront être légèrement réduite afin de rapprocher les parois du volume de l'objet à détecter

Remarque : Dans le but d'améliorer encore le temps de calcul, il serait possible d'effectuer certaines modifications. Il n'est pas utile d'utiliser des couches PML sur la totalité de la longueur des parois du volume de calcul. En effet, les couches PML ne sont nécessaires uniquement sur les parties des parois entourant l'air afin d'éviter les réflexions des ondes qui se propagent plus rapidement dans l'air (Fig. 2.24) .

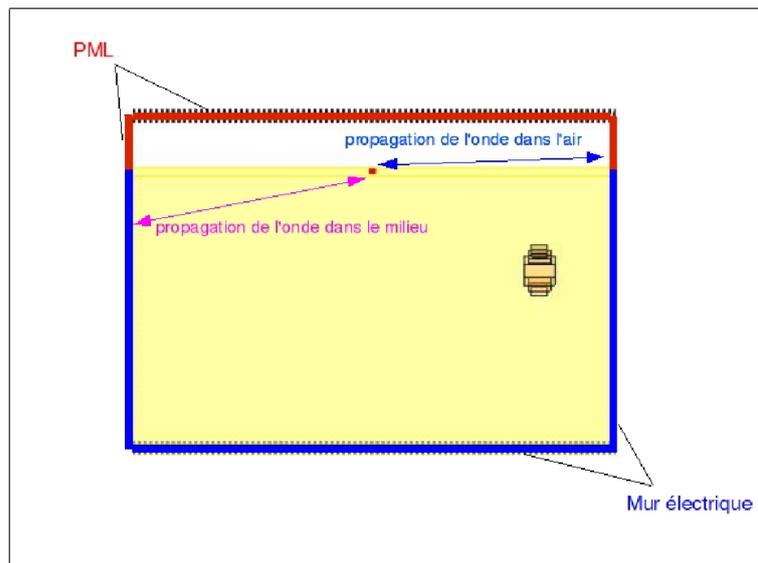


FIGURE 2.24 – Seules les parties des parois en contact avec l'air sont constituées de couches PML

Certains problèmes de réflexions pourraient cependant apparaître au niveau de la jonction entre le mur électrique et les couches PML. Il serait intéressant d'étudier le cas de couches absorbantes sur une partie d'une paroi. Cette configuration n'a pas pu être testée du fait que le logiciel TEMSI-FD ne permet pas de juxtaposer 2 conditions aux frontières différentes sur une même paroi..

Dans l'exemple de la figure 2.23, cette méthode de simulation permet de réduire le temps de calcul d'un rapport compris entre 7 et 8 par rapport au cas où la scène serait simulée dans sa globalité. Ce gain de temps peut être encore plus important dans le cas de scènes plus grandes.

2.3.2 Antenne Wu-King

2.3.2.1 Calcul des différents paramètres d'une antenne Wu-King

Lors des différentes simulations réalisées, le radar est modélisé par une antenne (cas monostatique) ou un réseau d'antenne (cas multicateur). Ces antennes sont toujours basées sur le modèle proposé par Wu et King [52]. Cette antenne se caractérise par l'insertion de résistances régulièrement réparties le long des deux brins qui constituent ce dipôle.

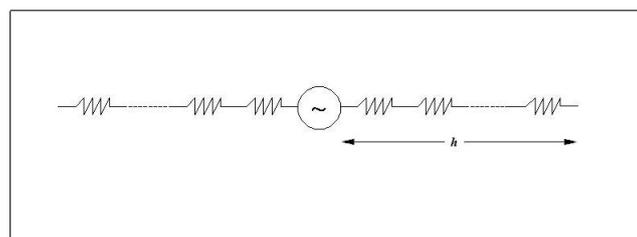


FIGURE 2.25 – Antenne basée sur le modèle de Wu et King. Les différentes charges sont régulièrement réparties le long des brins.

La longueur d'onde centrale λ_c du signal émis par ce type d'antenne est du même ordre de grandeur que la longueur d'un brin h constituant le dipôle posé sur un sol de permittivité électrique ε_r :

$$\lambda_c \approx h \quad (2.46)$$

La distribution des charges le long des brins (fig. 2.25) est calculée selon la théorie de Wu et King. L'impédance d'entrée $Z_i(z)$ au point d'alimentation de l'antenne vue par un générateur peut s'écrire :

$$Z_i(z) = R_i(z) + jX_i(z) = \frac{\eta \psi \alpha}{2\pi (h - |z|)} \quad (2.47)$$

avec :

- Z impédance d'entrée,
- z la position le long de l'antenne depuis le centre,
- $Ri(z)$ la partie réelle de l'impédance d'entrée,
- $Xi(z)$ la partie imaginaire de l'impédance d'entrée,
- h la demi-longueur du dipôle,
- η l'impédance caractéristique du milieu,
- α la constante à déterminer pour obtenir le meilleur compromis entre la largeur de bande et l'efficacité (compris entre 0 et 1),
- ψ le paramètre complexe dépendant de la fréquence

Ce dernier paramètre s'écrit :

$$\psi = 2 [\arctan h (h/a) - C(2ka, 2kh) - jS(2ka, 2kh)] + \frac{j}{kh} (1 - e^{-j2kh}) \quad (2.48)$$

avec :

- a le rayon du fil
- k le nombre d'onde

Il est nécessaire de définir les paramètres suivants :

$$C(a, x) = \int_0^x \frac{1 - \cos \omega}{\omega} du \quad (2.49)$$

$$S(a, x) = \int_0^x \frac{\sin \omega}{\omega} du \quad (2.50)$$

$$\omega^2 = u^2 + a^2 \quad (2.51)$$

Le courant $I(z, t)$ qui parcourt l'antenne est de la forme :

$$I(z, t) = G(t) \cdot (h - |z|)^\alpha \cdot e^{-jk|z|} \quad (2.52)$$

où $G(t)$ est la forme temporelle du courant injecté au point d'alimentation de l'antenne.

L'équation 2.47 permet de calculer les valeurs des différentes résistances R_i réparties le long de chaque brin de l'antenne Wu-King :

R	R1	R2	R3	R4	R5	R6	R7	R8	R9	R10
valeur (ohm)	39.0	40.7	42.5	44.5	46.6	49.0	51.6	54.6	57.9	61.7
R	R11	R12	R13	R14	R15	R16	R17	R18	R19	R20
valeur (ohm)	65.9	70.8	76.5	83.1	91.1	100.7	112.4	127.5	147.0	173.8
	R	R21	R22	R23	R24	R25				
	valeur (ohm)	212.5	273.2	382.4	637.4	1912.2				

FIGURE 2.26 – valeur des résistances de chaque brin pour une antenne de 50cm, comportant 50 résistances, de rayon 2mm et de fréquence 1GHz. R1 est la résistance la plus proche du générateur et R25 la plus éloignée.

Lors des différentes simulations, l'antenne utilisée a une longueur $L = \frac{\lambda_0}{2} = 50cm$ et une fréquence centrale $f = 1GHz$. Cette antenne est adaptée à partir d'une fréquence f_0 :

$$f_0 = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_{eq} \cdot \lambda_0}} \quad (2.53)$$

avec :

- f_0 la fréquence à partir de laquelle l'antenne est adaptée
- c la vitesse de propagation d'une onde électromagnétique dans le vide ($c = 3.10e^8 m/s$)
- ϵ_{eq} la permittivité équivalente au niveau de l'interface air-sol ($\epsilon_{eq} = (\epsilon_r + 1)/2$)

Dans le cas de cette antenne de longueur $L = 50cm$ posée à la surface d'un sol de permittivité relative $\epsilon_r = 6$, elle sera correctement adaptée à partir de $f_0 = 507,1 MHz$

Dans la pratique, ces antennes sont constituées soit de résistances localisées régulièrement espacées, soit d'une bande métallique dont la résistance augmente en s'éloignant du point d'alimentation.

2.3.2.2 Influence du nombre de résistances

Comme nous l'avons vu précédemment, les dipôles décrits par le modèle de Wu et King sont composés de n sections de fils et d'autant de résistances intercalées entre ces segments sur chaque brin. Il est intéressant de connaître le nombre minimum de résistances à insérer au sein du dipôle pour un fonctionnement acceptable afin d'en limiter le poids et le coût de l'antenne.

Nous souhaitons réaliser une antenne capable de fonctionner à partir de 500MHz. Les résistances sont calculées à partir de la théorie de Wu-King. Afin de déterminer le nombre minimal de résistances requis assurant un fonctionnement normal de l'antenne, nous allons modéliser quatre antennes comportant un nombre différent de résistances sur chaque brin. Les antennes comportent respectivement 5, 10, 15 et 25 charges sur chaque brin.

La répartition du courant pour les quatre configurations à différentes fréquences va donc être observée. Le tracé de la répartition du courant en fonction de la position sur l'antenne est linéaire de part et d'autre du point d'alimentation indépendamment de la fréquence dans le cas où le nombre de charges est suffisant (fig. 2.27). En s'éloignant du point d'alimentation, la valeur du courant diminue pour une fréquence donnée. Plus le nombre de résistances est élevée et plus la distribution du courant dans les charges est linéaire. A partir d'un certain nombre Nr de charges par brin (ici $Nr = 15$) la répartition du courant reste linéaire. Il est donc possible de limiter le nombre de résistances et par conséquent réduire le coût de réalisation de l'antenne. Par ailleurs, l'efficacité est sensiblement améliorée en raison de pertes ohmiques légèrement plus faibles.

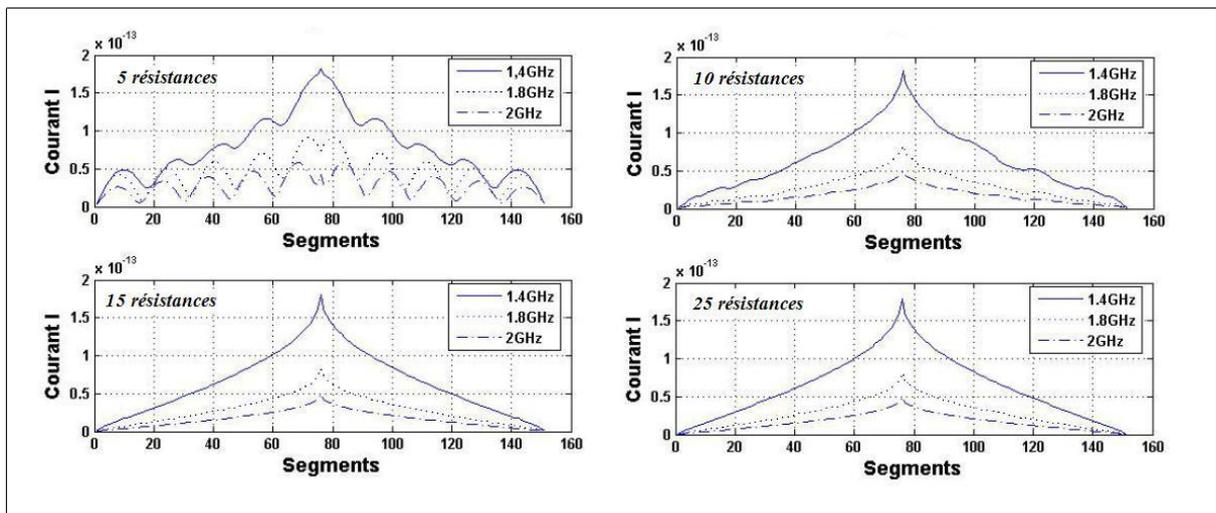


FIGURE 2.27 – Répartition du courant en fonction de la fréquence pour des dipôles de Wu-King comportant un nombre différent de résistances sur chaque brin

Nous avons également observé, l'influence du nombre de résistance sur l'impédance d'entrée de l'antenne. Dans le domaine GPR, l'adaptation d'impédance au niveau de la connexion entre le générateur et l'antenne est essentielle. Sur la bande de fréquence désirée, l'impédance d'entrée d'un dispositif radar doit varier le moins possible en fonction de la fréquence. On s'aperçoit qu'un minimum de 15 résistances est nécessaire pour assurer une adaptation convenable sur la bande [500MHz-2GHz]. Sur cette bande, la partie réelle et imaginaire de l'impédance d'entrée des antennes comportant au moins 15 résistances sont indépendantes de la fréquence. Dans le cas du dipôle ne comportant que 5 charges par pôle, la partie réelle et imaginaire de l'impédance souffre d'un comportement plus difficile à contrôler lorsque la fréquence augmente.

2.3.2.3 Influence du rayon du fil

D'après l'équation 2.48, l'impédance d'entrée de l'antenne chargée dépend du rayon du fil. Nous souhaitons maintenant voir quelle modification apporte la variation du rayon du fil sur l'impédance d'entrée. Pour cela, quatre antennes fonctionnant à partir de 500MHz ont été modélisées. Pour chacune d'elles, les rayons des brins sont compris entre 1mm et 2,5mm.

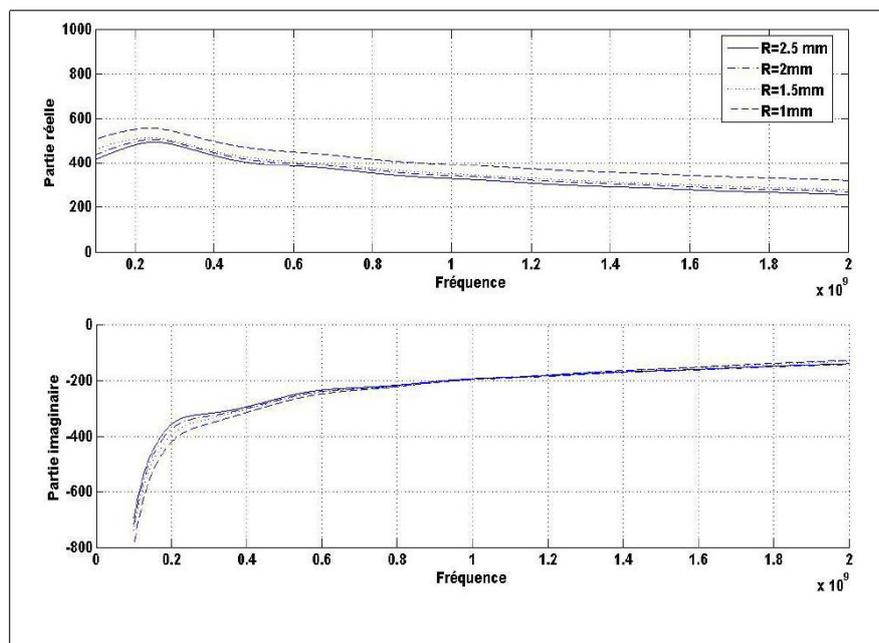


FIGURE 2.28 – Partie réelle et partie imaginaire de l'impédance d'entrée d'un dipôle de Wu-King en fonction de la fréquence pour des diamètres de fils différents

Sur la gamme de fréquence de fonctionnement de l'antenne ($f > 500MHz$), les parties imaginaires sont quasi identiques quel que soit le rayon. Quant à la partie réelle, elle croît légèrement lorsque le rayon du fil diminue (fig. 2.28). Par conséquent, le diamètre du fil formant l'antenne de Wu-King n'a qu'une faible influence sur l'impédance d'entrée.

2.3.2.4 Dipôle chargé en présence d'un sol

Jusqu'à maintenant, les différents paramètres testés de cette antenne Wu-King ont été simulés en espace libre. Or, dans les différentes applications du domaine GPR, ces dipôles sont disposés à l'interface entre un milieu diélectrique et l'air. L'influence de la présence d'un sol sur l'impédance d'entrée au point d'alimentation de l'antenne et sur le diagramme de rayonnement va maintenant être observée.

Une antenne Wu-King dont la limite de fonctionnement basse est $f = 500MHz$ est placée à l'interface entre l'air et un sol sans perte de permittivité ϵ_r .

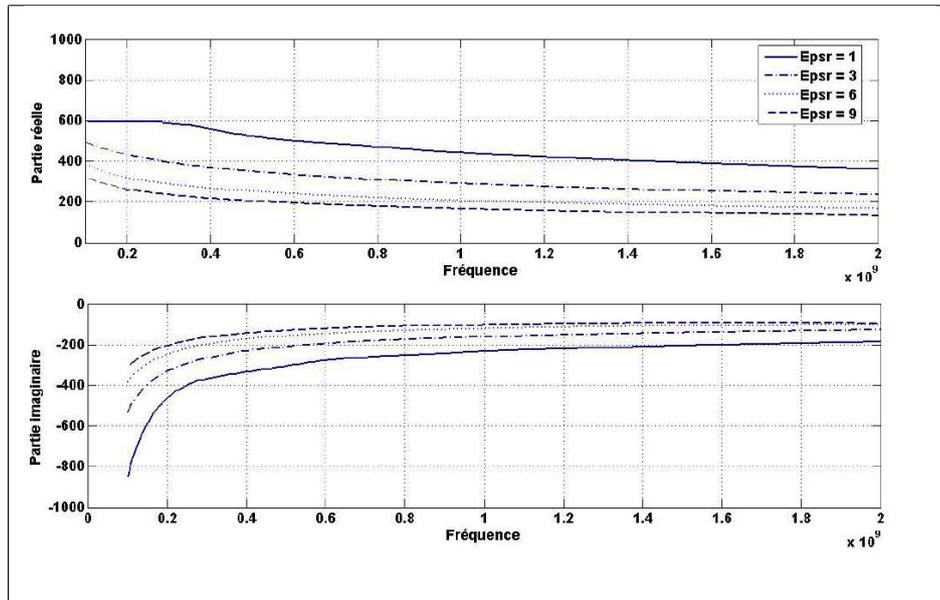


FIGURE 2.29 – Influence de la permittivité relative ε_r d'un sol sur les parties réelle et imaginaire de l'impédance d'entrée d'une antenne Wu-King

La figure 2.29 montre que la partie réelle de l'impédance d'entrée diminue lorsque la permittivité relative ε_r du sol augmente. En ce qui concerne la partie imaginaire, elle évolue dans le même sens que la permittivité relative du milieu (capacité induite par l'antenne). Le sol a donc une influence sur le comportement de l'impédance d'entrée de l'antenne posée à l'interface. Il semble donc possible d'effectuer une caractérisation électromagnétique du sol en fonction de la valeur de l'impédance d'entrée de l'antenne.

Nous allons maintenant nous intéresser à la directivité de l'antenne pour trois valeurs de la permittivité relative ε_r du sol. Pour chaque valeur de la permittivité, le sol présente une conductivité σ nulle.

D'après la figure 2.30, le rayonnement se fait principalement dans le sol. Par ailleurs, plus la permittivité relative augmente et plus la proportion d'énergie rayonnée dans l'air sera faible.

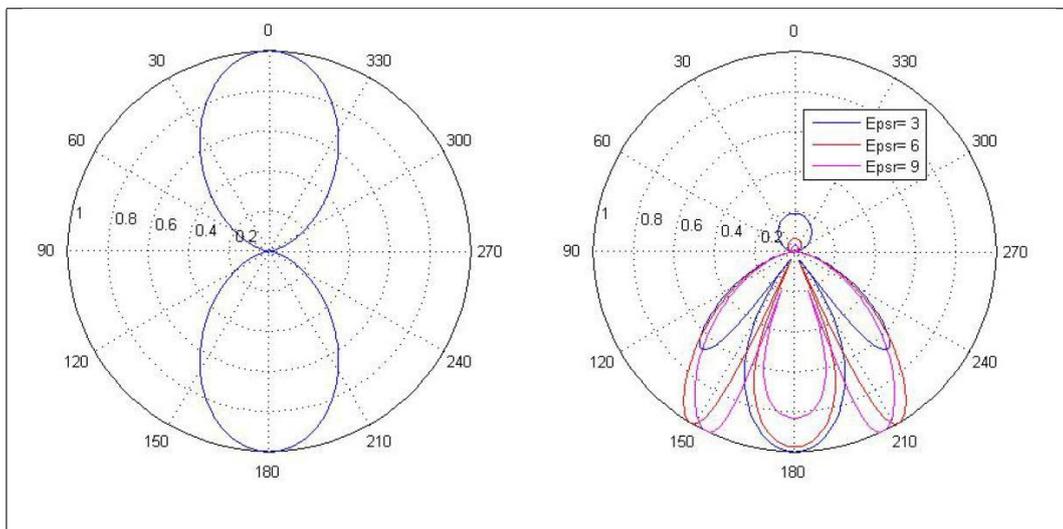


FIGURE 2.30 – Directivités normalisées de l'antenne de Wu-King dans le plan E en espace libre (à gauche) et à l'interface d'un sol (à droite) pour différentes valeurs de la permittivité relative à la fréquence $f = 500MHz$

Pour le rayonnement dans le sol, le lobe principal (dans le plan E) se focalise d'autant plus que la permittivité est élevée alors que les lobes secondaires s'élargissent et ont une directivité croissante. Dans le plan H (Fig. 2.31), le rayonnement se fait essentiellement dans le sol et le lobe principal se rétrécit avec une permittivité croissante.

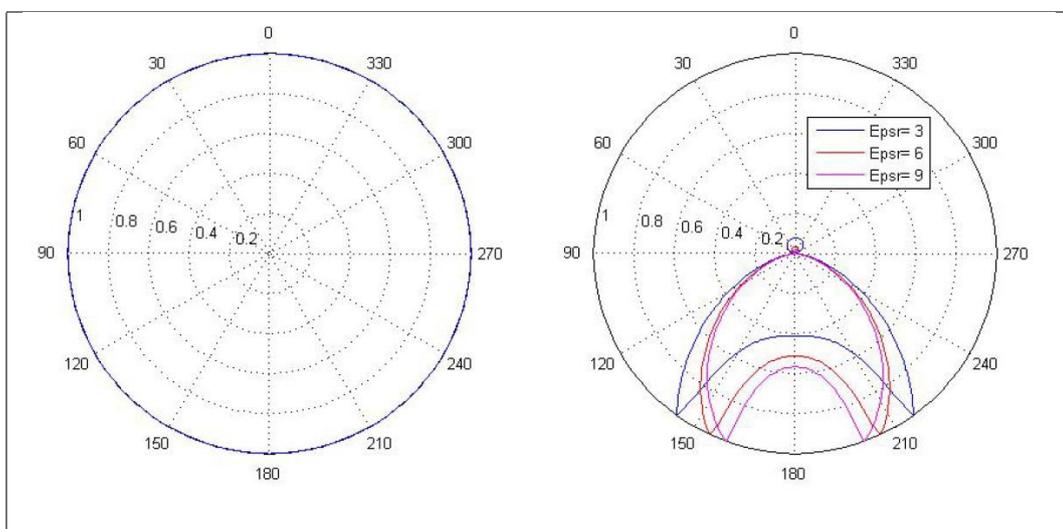


FIGURE 2.31 – Directivités normalisées de l'antenne de Wu-King dans le plan H en espace libre (à gauche) et à l'interface d'un sol (à droite) pour différentes valeurs de la permittivité relative à la fréquence $f = 500MHz$

ε_r	θ	efficacité max (η)	gain max (G)
3	180°	0,0663	0,191
6	180°	0,0715	0,253
9	180°	0,0736	0,319

FIGURE 2.32 – Efficacité et gain maximum de l'antenne de Wu-King posé à l'interface air-sol pour différentes valeurs de la permittivité relative.

La valeur de la permittivité d'un sol modifie les paramètres d'une antenne lorsque celle-ci est positionnée à l'interface air-sol. Le gain et l'efficacité de l'antenne augmentent lorsque la permittivité relative ε_r croît.

2.3.3 Obtention d'un radargramme

2.3.3.1 Signal émis

Le principe d'un enregistrement radar est d'émettre une onde puis d'enregistrer les réflexions de cette onde après qu'elle se soit propagée dans le milieu. L'onde émise par l'antenne de Wu-King est une sino-gaussienne (sinus modulée par une gaussienne) de fréquence centrale $f = 1GHz$ et de durée $t = 1ns$.

Ses formes temporelles et fréquentielles sont définies par la relation :

$$e(t) = A_0 \sin(2\pi f_0 t) e^{-\frac{(t-t_0)^2}{T^2}} \rightarrow e(f) = A_0 T \sqrt{\pi} e^{-\pi(f-f_0)T^2} \quad (2.54)$$

avec :

- A_0 l'amplitude de la gaussienne
- t_0 le retard par rapport à l'origine des temps
- T la largeur à mi-hauteur de l'impulsion
- f_0 fréquence centrale de la gaussienne

Afin de déterminer les différentes valeurs de ces paramètres, trois approches sont possibles :

- Le domaine d'étude est une bande de fréquence connue. La bande correspond à la largeur de la bande spectrale utile $[f_0 - \Delta f, f_0 + \Delta f]$. Il suffit alors de fixer l'atténuation aux deux fréquences extrêmes de la bande ($Att_{f_{max}}$) par rapport au maximum d'amplitude situé à $f = f_0$. Le rapport entre l'amplitude de la gaussienne (A_0) et la valeur à $t = 0s$ permet d'obtenir un paramètre indépendant (Att_0) utilisé pour définir le pied de la gaussienne dans le domaine temporel. De ces données, les paramètres t_0 et T sont directement déduits :

$$T = \frac{\sqrt{\ln(Att_{f_{max}})}}{\pi \Delta f} \quad (2.55)$$

$$t_0 = T \sqrt{\ln(Att_0)} \quad (2.56)$$

- La durée de la partie gaussienne de la fonction dans le domaine temporel est connue. Elle est égale à la valeur du temps t_{max} tel que :

$$e(t = t_{max}) = e(t = 0) = A_0/Att_0 \quad (2.57)$$

On en déduit alors les paramètres t_0 et T :

$$t_0 = t_{max}/2 \quad (2.58)$$

$$T = t_0/\sqrt{\ln(Att_0)} \quad (2.59)$$

- Le temps de montée t_m de la gaussienne doit être fixé. Dans ce cas, les paramètres t_0 et T sont définis par les relations :

$$T = \frac{t_m}{\sqrt{\ln(10)} - \sqrt{\ln(10/9)}} \quad (2.60)$$

$$t_0 = T\sqrt{\ln(Att_0)} \quad (2.61)$$

La durée de la sino-gaussienne utilisée lors des différentes simulations est fixée à 1ns. Cette durée a été fixée afin d'obtenir exactement une période du sinus (fig. 2.33(a)). La forme du spectre (fig. 2.33(b)) de cette onde peut être expliquée par sa courte durée . Le spectre d'une sino-gaussienne est la convolution du spectre d'une gaussienne (gaussienne centrée en 0) avec le spectre d'un sinus (dirac à la fréquence f_0 et $-f_0$). Le spectre obtenu est donc une gaussienne centrée en f_0 et une centrée en $-f_0$. Dans notre cas, le spectre de la gaussienne centrée en f_0 se superpose avec celui de la gaussienne $-f_0$. C'est pour cette raison que le maximum d'amplitude du spectre de la sino-gaussienne ne se trouve pas à la fréquence centrale de la gaussienne $f = 1GHz$.

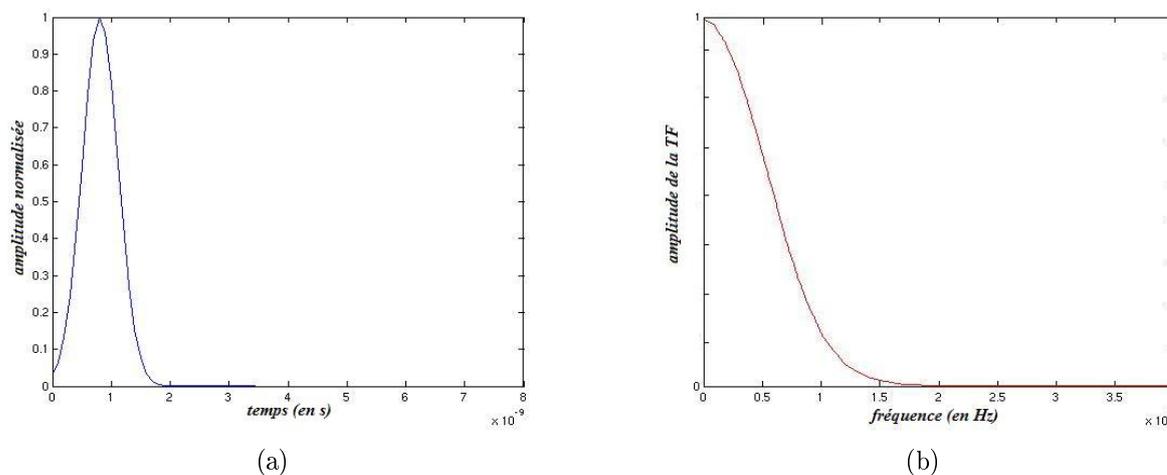


FIGURE 2.33 – réponse temporelle (a) et fréquentielle (b) de la sino-gaussienne

2.3.3.2 Obtention d'un A-scan

Pour chaque volume de calcul obtenu, une simulation du fonctionnement d'un radar GPR est réalisée. Une onde est émise puis enregistrée par l'antenne réceptrice après qu'elle se soit propagée dans le milieu contenu dans ce volume de calcul. Afin de supprimer le couplage direct entre les antennes, ainsi que les réflexions dues à la surface du sol, deux solutions sont possibles :

- soit les premières nanosecondes de la simulation ne sont pas prises en compte, ce qui permet de visualiser uniquement le signal utile
- soit une seconde simulation du même volume de calcul, mais sans les différents objets, est également simulée. Cela permet d'effectuer la soustraction entre la trace enregistrée provenant de la scène contenant les objets et la trace acquise après simulation de la scène contenant uniquement le milieu de propagation (fig. 2.34).

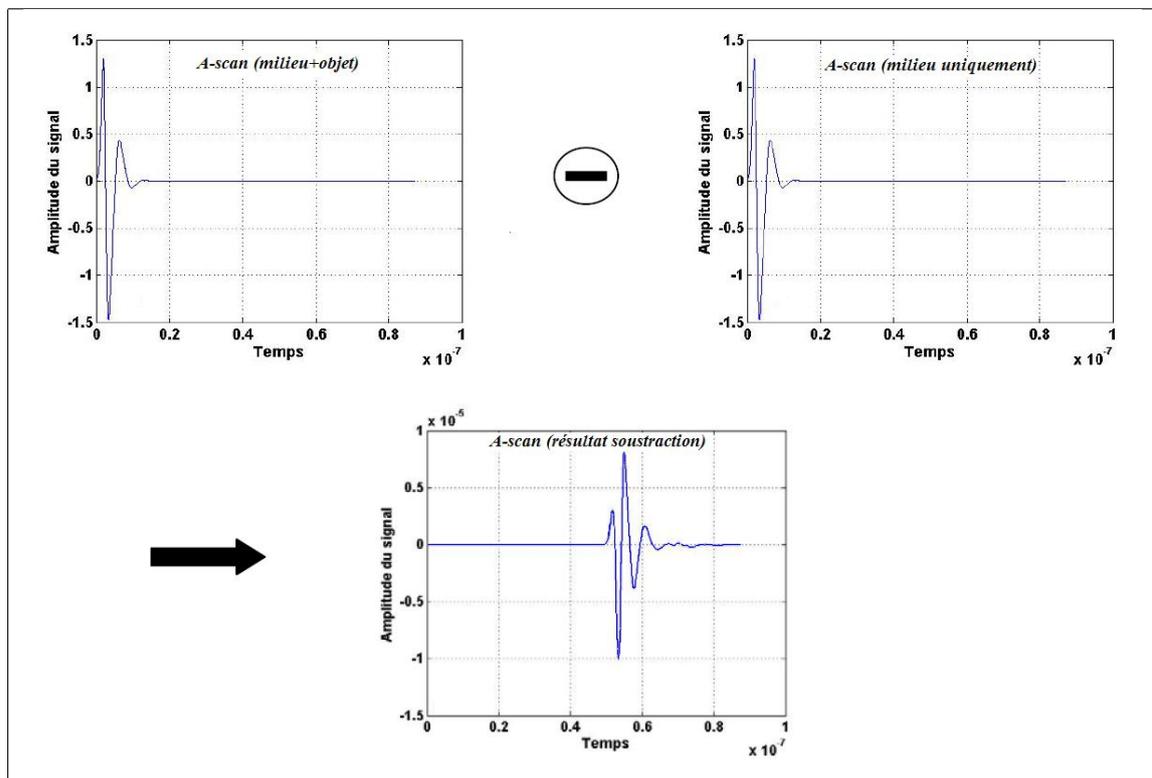


FIGURE 2.34 – La première simulation est réalisée avec une scène contenant le milieu de propagation et les objets enfouies. La seconde simulation est effectuée avec la même scène mais pour laquelle les objets ont été supprimés. Le résultat de la soustraction permet de visualiser uniquement l'écho des objets

La première méthode qui consiste à ne pas visualiser les premiers instants est beaucoup plus facile à mettre en place. Lors de la visualisation, il suffit d'afficher uniquement les instants de la simulation qui nous intéressent. La seconde méthode qui est beaucoup plus rigoureuse est également beaucoup plus longue. Il est nécessaire d'effectuer deux simula-

tions pour chaque volume de calcul. Le temps nécessaire pour visualiser un radargramme est donc multiplié par deux.

2.3.3.3 Obtention d'un B-scan

Pour chaque volume de calcul simulé, un A-scan est donc obtenu. La juxtaposition de tous ces A-scan permet d'obtenir un B-scan.

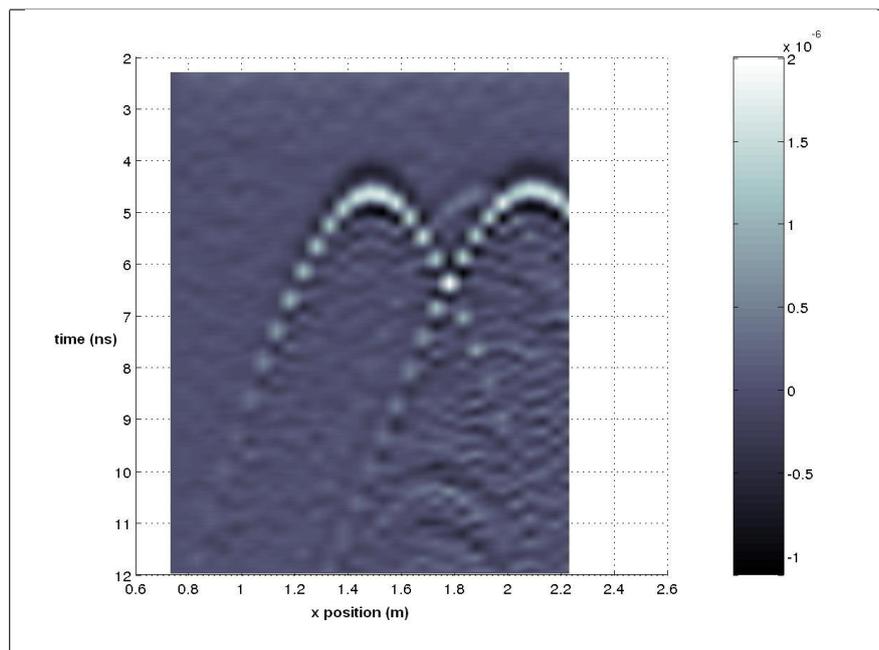


FIGURE 2.35 – La juxtaposition de tous les A-scan obtenus permet d'obtenir un radargramme

2.3.3.4 Obtention d'un C-scan

Afin de représenter le milieu sondé, il peut être intéressant d'en avoir une représentation en trois dimensions. Cela permet de voir l'orientation, la taille, la forme des différents objets. Plusieurs simulations effectuées suivant des lignes de mesures parallèles les unes aux autres permet d'obtenir un C-scan.

Le C-scan permet de visualiser le signal enregistré par le radar, suivant les directions x, y, z . Sur la figure 2.36, seules les valeurs supérieures à une valeur seuil sont affichées. Cette valeur doit être choisie afin de faire apparaître les objets et de minimiser les différents échos dus à l'hétérogénéité du milieu.

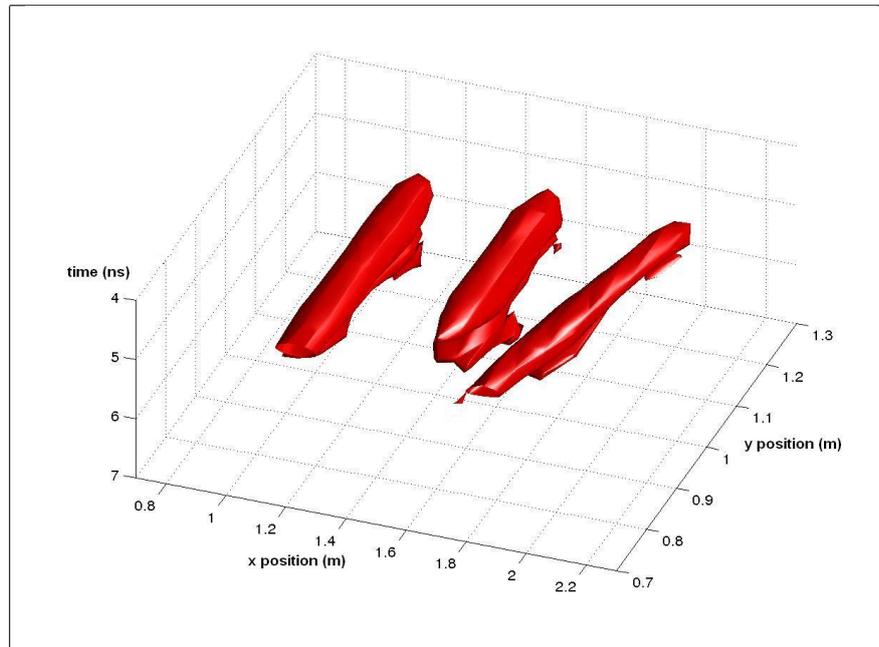


FIGURE 2.36 – Le C-scan est la représentation en 3D d'un enregistrement radar

2.4 Modélisation de radar multicapteurs

2.4.1 Le radar multicapteur

La plupart des radars GPR fonctionnent en mode monostatique (une seule antenne qui joue le rôle d'émetteur puis récepteur) ou bistatique (une antenne émettrice et une antenne réceptrice). Peu d'études ont été réalisées pour des radars GPR multicapteurs. Les antennes réseaux sont plus généralement utilisées en télécommunication et radar aérien [56][57] mais restent peu employées dans le domaine du radar géologique.

Un système impulsionnel multi-canal [58] permet notamment l'utilisation d'un réseau de quatre récepteurs pour un émetteur. Ce système dispose de deux gammes de fréquences (500MHz-1,8GHz et 200-700MHz) et permet plusieurs dispositions des antennes. Les différents tests effectués sur cibles dans l'air ou enfouies dans du sable montrent une amélioration de la précision de la localisation des cibles et une augmentation du signal à bruit.

En 2001, Lynch a reconstruit une section en trois dimensions acquise à l'aide d'une antenne réseau à la réception et d'une antenne unique à l'émission [59]. Le radar utilisé était de type fréquentiel et envoyait des ondelettes dans la gamme [3-33MHz]. Les antennes employées sont de type papillon de dimensions 6 m x 3,5 m. La sommation des traces acquises en émetteur commun a permis de visualiser des tuyaux à une profondeur de 58 m, avec une résolution de 2 m.

Différentes études ont également été menés pour estimer l'apport de systèmes multicapteurs à l'occasion de sondages géologiques sur le site d'Assat dans la vallée du Gave de Pau [60]. Ce travail de recherche s'est axé sur la synthèse de réseaux d'antennes à partir de deux antennes, une pour l'émission et l'autre pour la réception. Une méthode d'acquisition des traces le long d'un profil a été développée afin de permettre un traitement

particulier appliqué à ces différentes traces. Les limitations de la méthode résident dans le fait qu'elle n'est pas adaptée au milieux constitués de plusieurs couches. Cette étude se base sur la théorie des réseaux d'antenne.

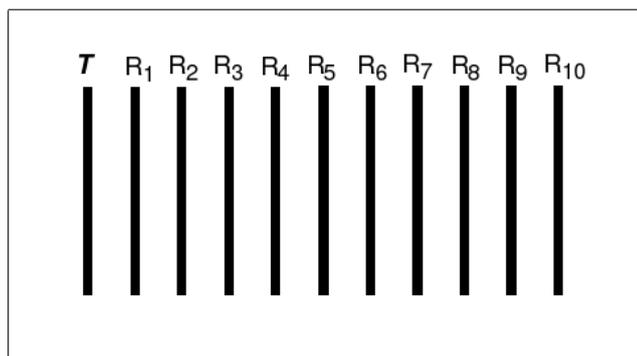


FIGURE 2.37 – Exemple d'une configuration multicapteur (1 émetteur et 10 récepteurs)

2.4.2 Méthode de recalage

Afin d'améliorer la résolution, la dynamique des enregistrements radar, différentes configurations de radars multistatiques, c'est à dire des radars comportant plus d'une antenne, ont été testées. Lors de la simulation, chaque antenne réceptrice formant le réseau étudié (Fig. 2.37) permet d'obtenir un enregistrement. Afin de reconstruire le radar-gramme du réseau, il est nécessaire de tenir compte des différents déphasages et d'effectuer quelques corrections.

En effet, les conditions de champ lointain ne sont pas réalisées, nous nous trouvons en zone de champ proche. La théorie des réseaux d'antenne ne peut s'appliquer. Pour chaque B-scan de chaque antenne, nous allons effectuer un recalage en temps (Fig. 2.38) qui tient compte de la position de l'antenne par rapport à l'antenne émettrice et donc des différents temps de parcours de l'onde entre l'objet et les différentes antennes réceptrices.

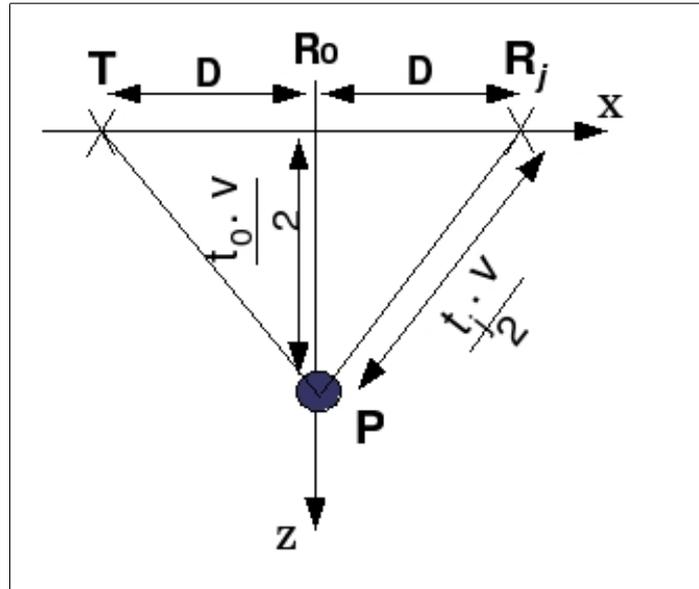


FIGURE 2.38 – Méthode de recalage en temporel

Pour chaque antenne réceptrice R_j , le temps de parcours de l'onde électromagnétique entre l'émetteur et le récepteur est calculé. La corrélation entre le temps de parcours de l'onde retrodiffusée t_j par la cible P et le temps de référence t_0 peut être établie :

$$S(t) = S_0(t) + \sum_{j=1}^N S_j(t_0 + \Delta t_j) \quad (2.62)$$

$$\Delta t_j = t_j - t_0 = \sqrt{t_0^2 + \frac{4D^2}{v^2}} - t_0 \quad (2.63)$$

De cette manière, chaque échantillon du signal temporel recueilli par l'antenne est repositionné dans une échelle de temps de référence. Par convention, nous prenons celle correspondant à un sondage effectué en monostatique.

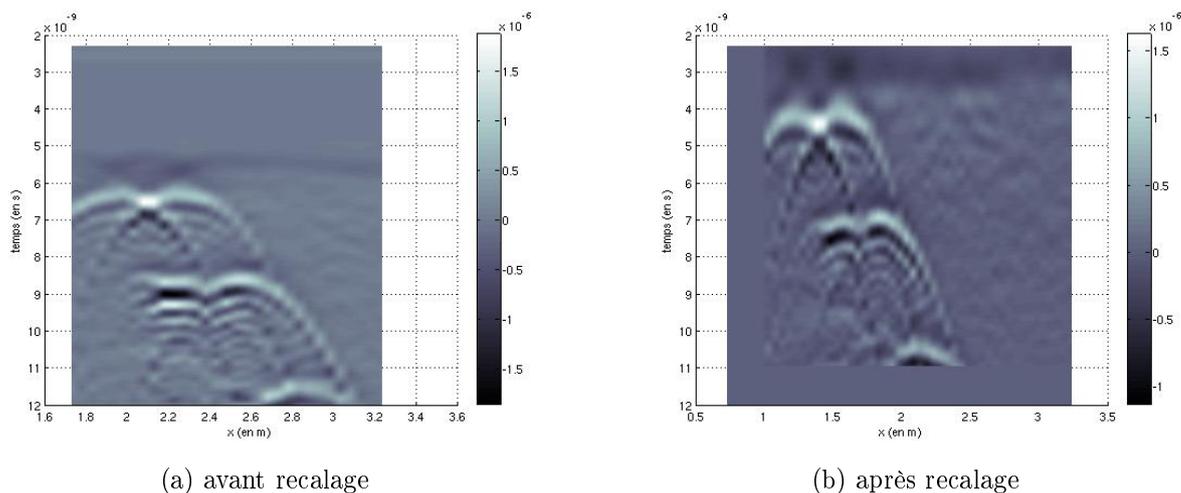


FIGURE 2.39 – Effet du recalage sur l’enregistrement d’une antenne d’un réseau

Afin de pouvoir superposer les différents B-scan provenant de chaque antenne réceptrice, un recalage en position est également nécessaire. Pour réaliser ce recalage, il suffit de recaler chaque enregistrement de chaque antenne réceptrice en fonction de la distance qui la sépare de l’émetteur. Ainsi la sommation des différents B-scan sera cohérente.

2.5 Etude de différentes configurations

Différentes configurations de radars multistatiques vont être présentées. Afin de pouvoir comparer les différents résultats obtenus, il est nécessaire de réaliser les simulations dans les mêmes conditions. La scène choisie mesure $3\text{m} \times 3\text{m}$ et possède une hauteur de $0,90\text{m}$. Elle est divisée en cubes élémentaires de 1cm de côté. Cette scène est ensuite découpée en 341 sous-volume de calcul (30 déplacement suivant x et 10 suivant y).

La scène est remplie d’un milieu hétérogène (voir section 2.2.4). Ce milieu est modélisé à l’aide de la méthode “Diamond Square 4D” (méthode fractale). La permittivité moyenne de ce milieu est $\varepsilon_r = 6$.

Un seul tuyau de diamètre $\phi = 6\text{cm}$ est enfoui dans cette scène. Il est dirigé suivant l’axe y et est considéré parfaitement conducteur (tuyau métallique).

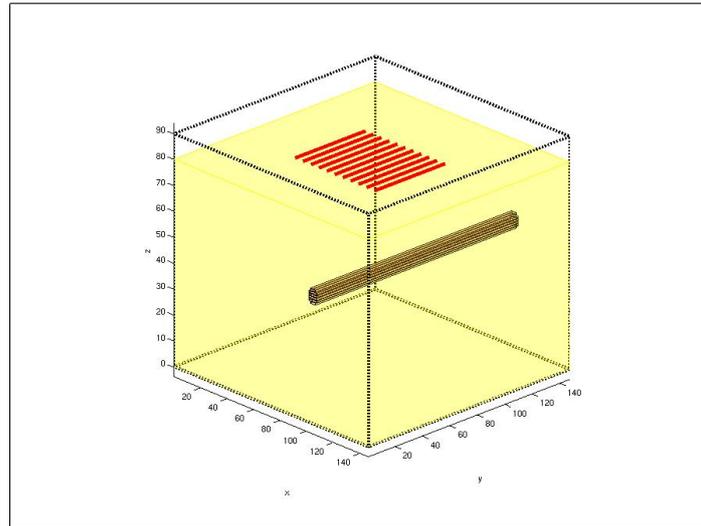


FIGURE 2.40 – Exemple d'un volume de calcul obtenu avec une scène contenant 1 tuyau

2.5.1 Configuration 1 : 1 émetteur et 4 récepteurs

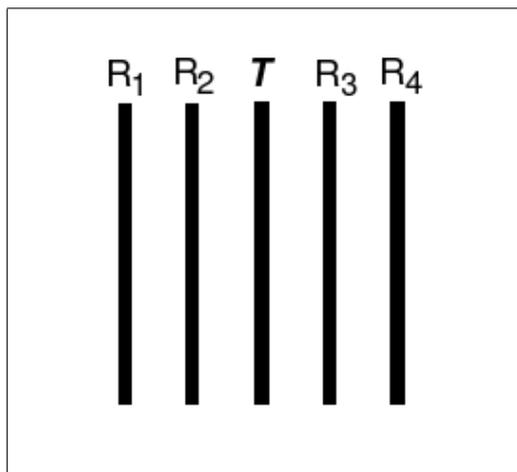


FIGURE 2.41 – réseau d’antenne comportant 1 émetteur et 4 récepteurs

La première configuration étudiée est composée de 5 antennes : 1 antenne émettrice et 4 antennes réceptrices. L’émetteur est placé au centre du réseau, il est entouré de part et d’autres de 2 antennes réceptrices. Les antennes sont espacées de 6 cm, elles sont de type Wu-King et sont toutes identiques. Ce réseau présente un encombrement de 24cm x 50cm.

La scène 2.40 est simulée en utilisant ce réseau. Après l’utilisation de l’algorithme de recalage, Les résultats suivants sont obtenus :

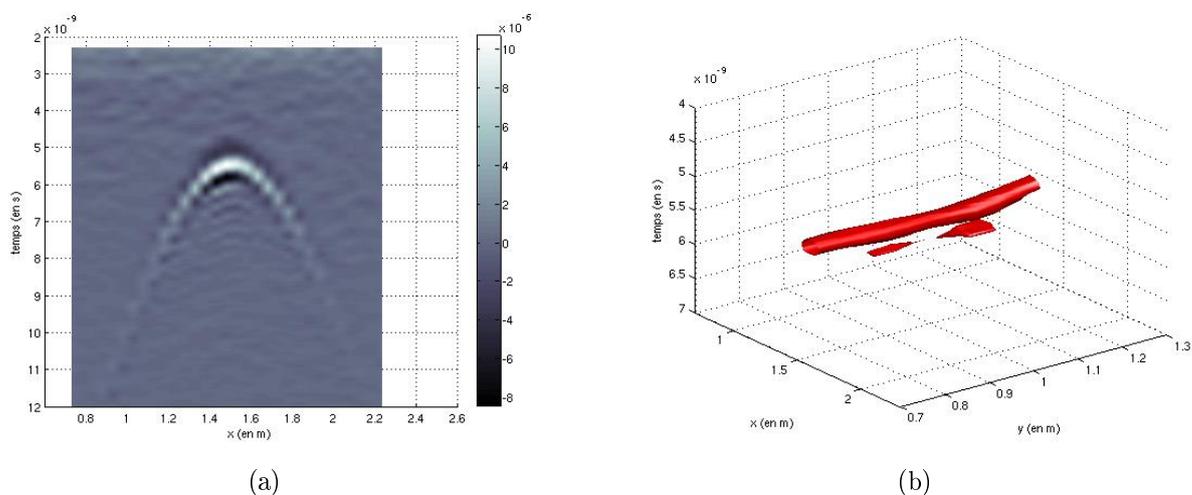


FIGURE 2.42 – radargramme obtenu avec le réseau comportant 1 émetteur et 4 récepteur

Le B-scan (a) présenté est celui correspondant à $y=1$. La juxtaposition des 11 B-scan obtenus permet de visualiser le C-scan (b). Le niveau du signal maximum reçu pour cette configuration est d’environ $10 \cdot 10^{-6} A$.

2.5.2 Configuration 2 : 1 émetteur et 5 récepteurs

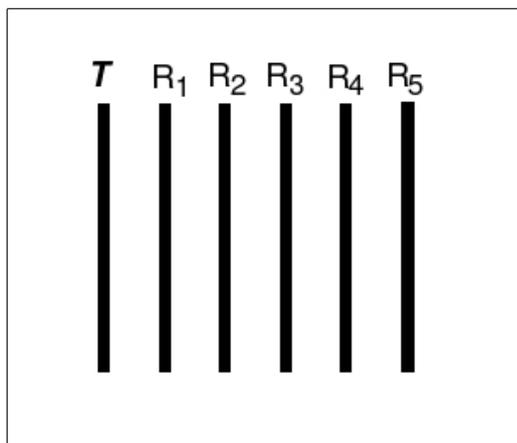


FIGURE 2.43 – réseau d’antenne comportant 1 émetteur et 5 récepteurs

La seconde configuration étudiée est composée de 6 antennes : 1 antenne émettrice et 5 antennes réceptrices. L’émetteur se trouve à gauche du réseau et les 5 récepteurs sont répartis à droite de celle-ci. Les antennes sont espacées de 6cm. Les antennes sont de type Wu-King et sont toutes identiques. Ce réseau présente un encombrement de 30cm x 50cm.

La scène 2.40 est simulée en utilisant ce réseau. Après l’utilisation de l’algorithme de recalage, Les résultats suivants sont obtenus :

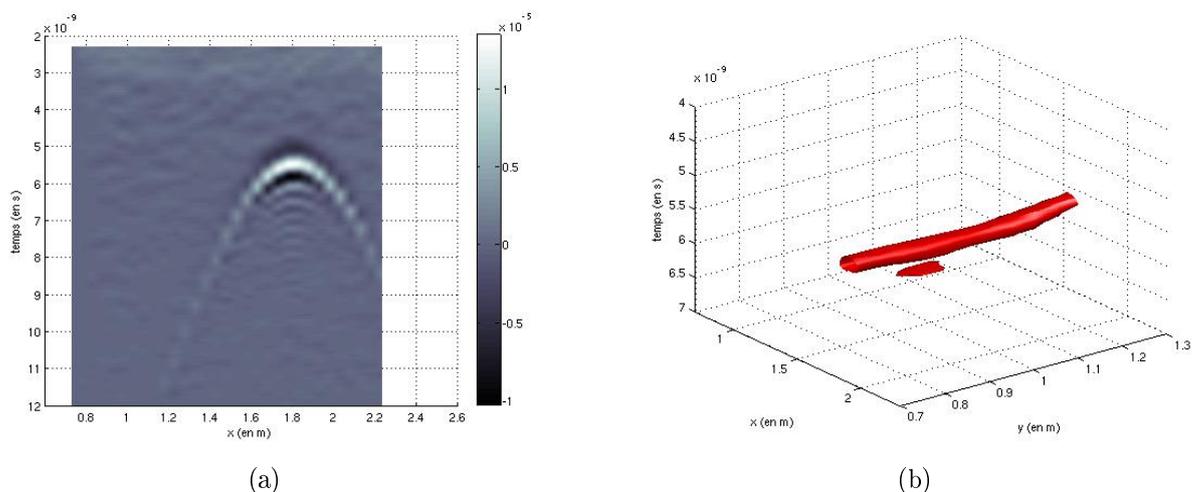


FIGURE 2.44 – radargramme obtenu avec le réseau comportant 1 émetteur et 5 récepteurs

Le B-scan (a) présenté est celui correspondant à $y=1$. La juxtaposition des 11 B-scan obtenus permet de visualiser le C-scan (b). Le niveau du signal maximum reçu pour cette configuration est d’environ $15 \cdot 10^{-6} A$.

2.5.3 Configuration 3 : 1 émetteur et 10 récepteurs

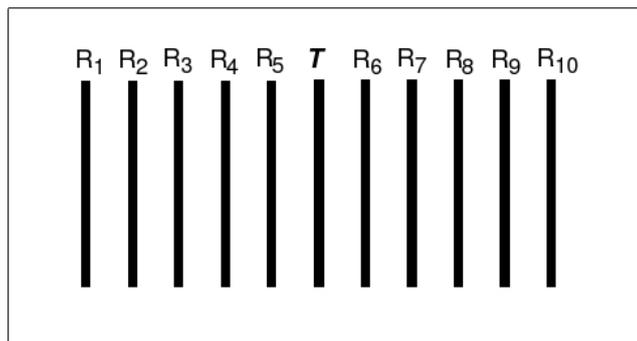


FIGURE 2.45 – réseau d’antenne comportant 1 émetteur et 10 récepteurs

La troisième configuration étudiée est composée de 11 antennes : 1 antenne émettrice et 10 antennes réceptrices. L’émetteur est placé au centre du réseau, il est entouré de part et d’autres de 5 antennes réceptrices. Les antennes sont espacées de 6cm, elles sont de type Wu-King et sont toutes identiques. Ce réseau présente un encombrement de 60cm x 50cm.

La scène 2.40 est simulée en utilisant ce réseau. Après l’utilisation de l’algorithme de recalage, Les résultats suivants sont obtenus :

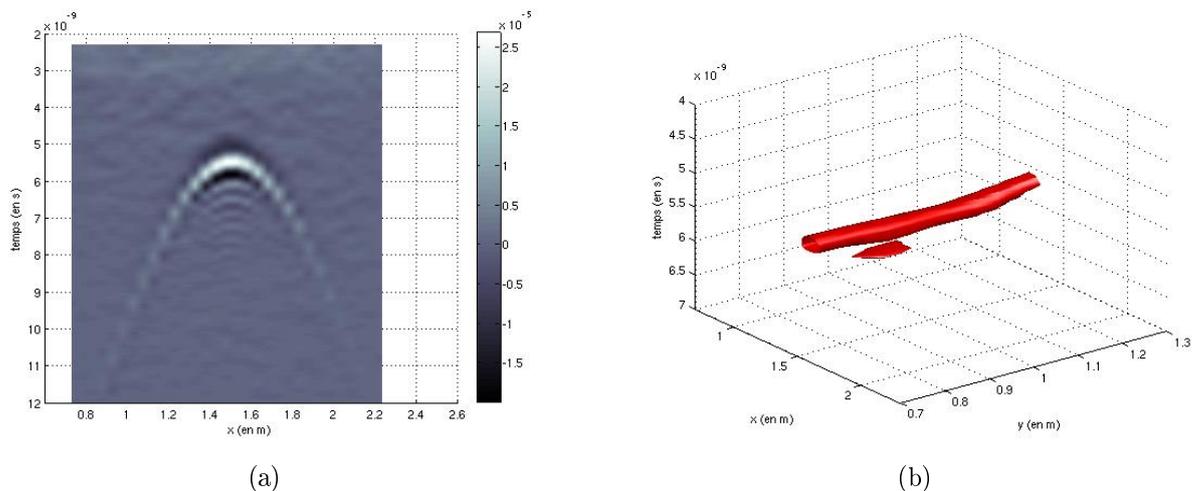


FIGURE 2.46 – radargramme obtenu avec le réseau comportant 1 émetteur et 10 récepteurs

Le B-scan (a) présenté est celui correspondant à $y=1$. La juxtaposition des 11 B-scan obtenus permet de visualiser le C-scan (b). Le niveau du signal maximum reçu pour cette configuration est d’environ $25 \cdot 10^{-6} A$.

2.5.4 Configuration 4 : 1 émetteur et 10 récepteurs

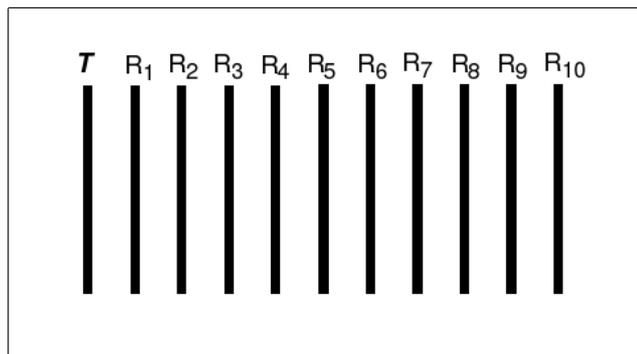


FIGURE 2.47 – réseau d’antenne comportant 1 émetteur et 10 récepteurs

La quatrième configuration étudiée est composée de 11 antennes : 1 antenne émettrice et 10 antennes réceptrices. L’émetteur se trouve à gauche du réseau et les 10 récepteurs sont répartis à droite de celle-ci. Les antennes sont espacées de 6cm, elles sont de type Wu-King et sont toutes identiques. Ce réseau présente un encombrement de 60cm x 50cm.

La scène 2.40 est simulée en utilisant ce réseau. Après l’utilisation de l’algorithme de recalage, Les résultats suivants sont obtenus :

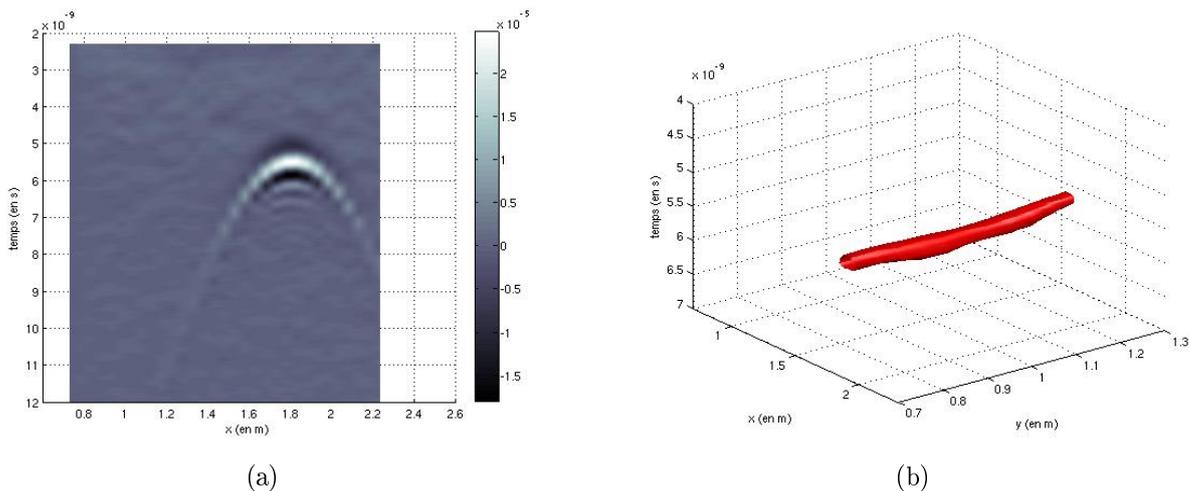


FIGURE 2.48 – radargramme obtenu avec le réseau comportant 1 émetteur et 10 récepteurs

Le B-scan (a) présenté est celui correspondant à $y=1$. La juxtaposition des 11 B-scan obtenus permet de visualiser le C-scan (b). Le niveau du signal maximum reçu pour cette configuration est d’environ $25 \cdot 10^{-6} A$.

Cette configuration permet d’obtenir un niveau de signal plus élevé que dans les autres configurations testées. Ce résultat ne permet pas cependant d’affirmer que cette configuration a la meilleur dynamique. Il sera nécessaire de mesurer le rapport entre le signal reçu représentant l’objet et le niveau moyen du signal représentant l’écho du milieu sondé.

2.5.5 Configuration 5 : réseau “carré”

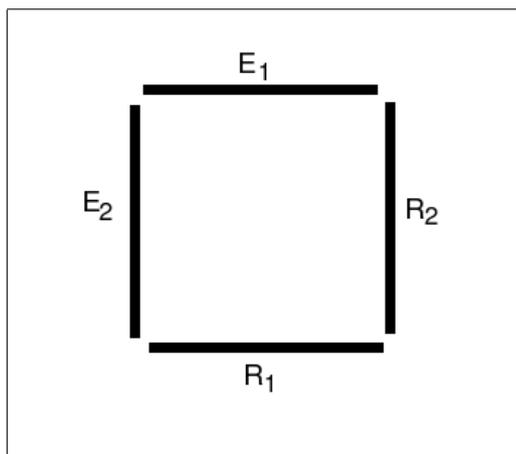


FIGURE 2.49 – réseau d’antenne en configuration carré

Pour cette cinquième configuration, les quatre antennes formant le réseau sont disposées en carré. Les antennes sont de type Wu-King et sont toutes identiques. Ce réseau présente un encombrement de 50cm x 50cm.

Dans cette configuration, la simulation de la scène, comportant l’objet enfoui, s’effectue en 2 phases. Tout d’abord, seul l’antenne E1 émet et alors l’enregistrement s’effectue sur l’antenne R1 puis lors de la 2nd phase, seule l’antenne E2 émet et l’enregistrement s’effectue sur l’antenne R2.

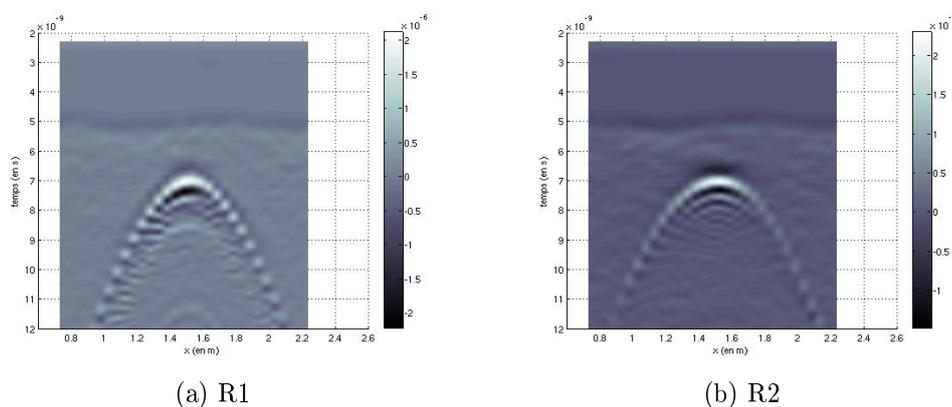


FIGURE 2.50 – radargramme provenant de l’enregistrement sur l’antenne R1 quand E1 émet (a). radargramme provenant de l’enregistrement sur l’antenne R2 quand E2 émet (b)

Ces deux radargrammes sont ensuite directement sommés. Il n’est pas nécessaire d’utiliser l’algorithme de recalage puisque dans cette configuration les enregistrements proviennent de 2 antennes ayant le même centre de phase.

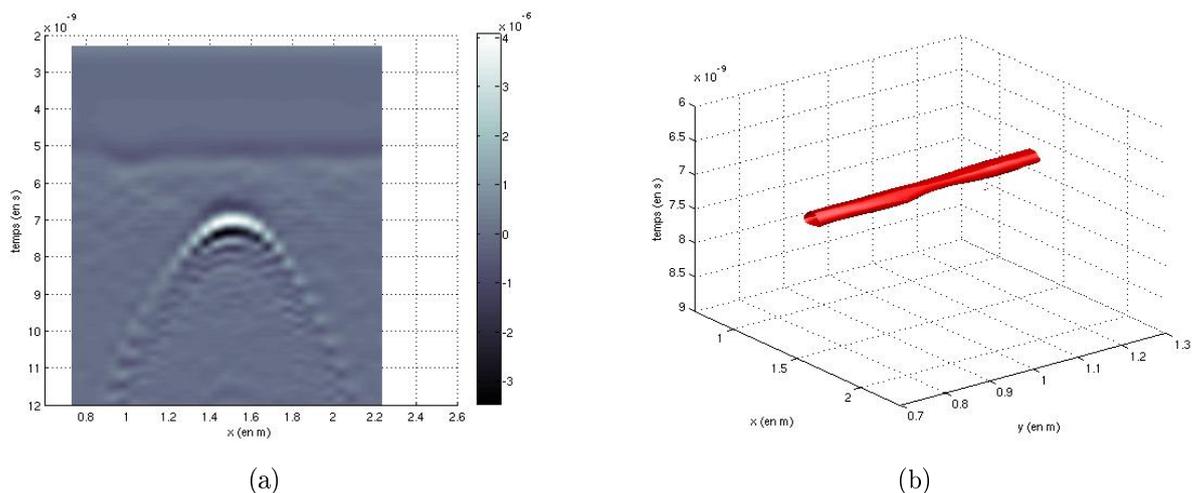


FIGURE 2.51 – radargramme obtenu avec la configuration carrée

Le B-scan (a) présenté est celui correspondant à $y=1$. La juxtaposition des 11 B-scan obtenus permet de visualiser le C-scan (b). Le niveau du signal maximum reçu pour cette configuration est d'environ $4.10^{-6} A$.

2.6 Comparaison des résultats

2.6.1 Comparaison d'une configuration multicapteur avec une configuration monostatique

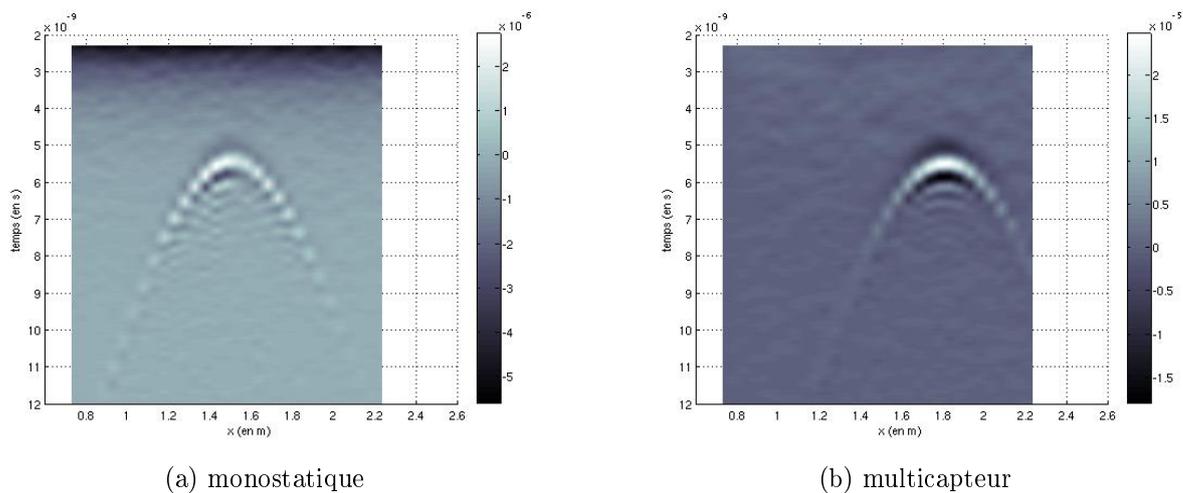


FIGURE 2.52 – comparaison d'un radargramme multicapteur et monostatique

Nous voulons voir l'apport d'une configuration multicapteur par rapport à une configuration monostatique. La configuration multicapteur utilisée ici est celle comportant 1 émetteur et 10 récepteurs répartis à droite (configuration 4). Dans le cas multicapteur, les deux branches de l'hyperbole s'atténuent beaucoup plus rapidement que dans le cas monostatique. Le sommet de l'hyperbole est également plus nette ce qui semble permettre

une meilleure localisation de l'objet lors de l'application d'une méthode d'inversion par exemple. Le niveau du signal reçu est également plus fort ; on obtient un rapport 10 entre ces deux radargrammes.

La différence de position de l'hyperbole est due au fait qu'il s'agit d'une position relative. Dans le cas monostatique, l'antenne émettrice est située au milieu du sous-volume de calcul, tandis que dans cette configuration multicapteur, c'est le réseau qui est centré au milieu du sous-volume et donc l'antenne émettrice est décalée de 30 cm par rapport au milieu de ce sous-volume. Sur ces radargrammes, on retrouve bien cet écart de 30 cm entre les hyperboles des deux configurations.

2.6.2 Apport de la configuration multistatique par rapport au cas monostatique

Afin de montrer l'apport d'une configuration multistatique par rapport à une configuration monostatique, nous avons simulé une scène (voir fig. 2.53) comportant 3 séries de 2 tuyaux. Tous les tuyaux sont identiques et sont considérés comme des conducteurs parfaits. Leur diamètre est de 6cm. Ils sont enfouis à différentes profondeurs : 20cm de profondeur pour la 1^{ère} série, 40cm pour la 2^{ème}, et 60cm pour la 3^{ème}. Pour chaque niveau, les 2 tuyaux sont espacés de 30cm. Le réseau que nous utilisons pour le cas multicapteur est celle comportant 1 émetteur et 10 récepteurs (configuration 4)

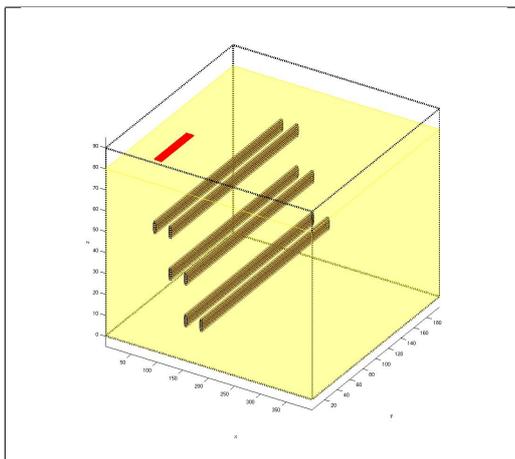


FIGURE 2.53 – scène comportant des tuyaux enfouis à différentes profondeurs

Cette scène est donc simulée en utilisant une configuration multicapteur puis une configuration monostatique. Elle a été divisée en 341 sous-volumes de calcul (31 suivant x et 11 suivant y) qui sont décalés les uns des autres de 5 cm.

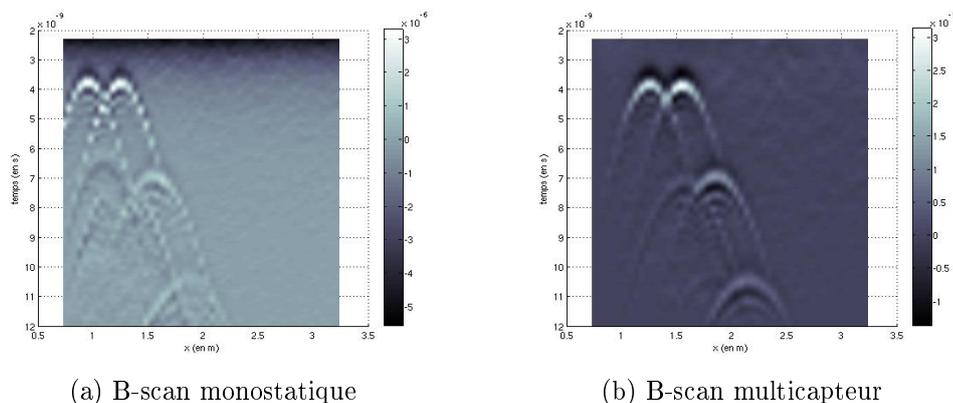


FIGURE 2.54 – B-scan d'une scène comportant 3 niveaux de 2 tuyaux

Sur le bscan multistatique (fig 2.54(b)), les 2 premiers étages ainsi qu'un tuyau du 3^{ème} niveau apparaissent clairement, tandis que le B-scan monostatique (fig. 2.54(a)) est plus difficilement interprétable à partir du 2nd niveau.

Afin de mieux faire ressortir les hyperboles représentant la 3^{ème} série de tuyaux, la fonction "min" du logiciel Matlab a été utilisée. Cette fonction permet de saturer, à une certaine valeur seuil, chaque point du graphique (fig. 2.55). Dans notre cas, nous avons fixé cette valeur à 1.10^{-5} pour le radargramme multicapteur et 1.10^{-6} pour le monostatique. Ainsi, toutes les valeurs du signal supérieures à cette valeur seuil sont verrouillées à cette valeur seuil. Les objets deviennent encore plus visibles surtout dans le cas du radargramme multicapteur. L'utilisation d'une saturation est très utile dans le cas où les différents objets ne sont pas enfouis à la même profondeur. Le contraste entre le milieu hétérogène et les objets les plus profonds est ainsi augmenté sans détériorer les hyperboles représentant les objets les moins profonds.

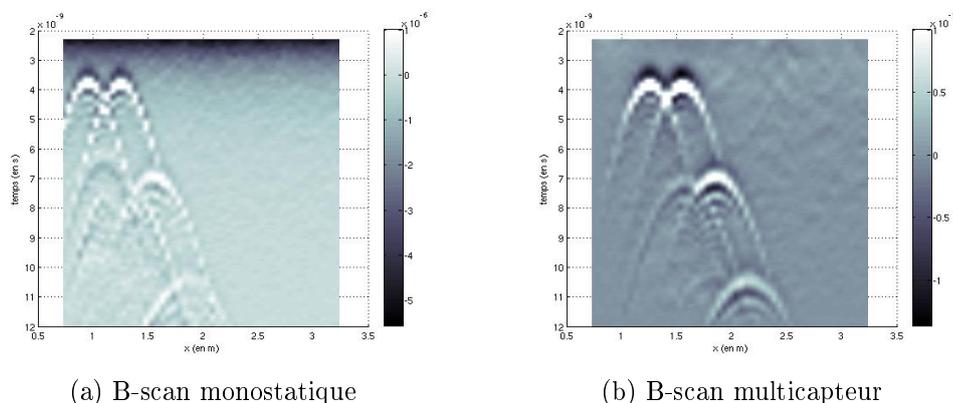


FIGURE 2.55 – B-scan d'une scène comportant 3 niveaux de 2 tuyaux avec saturation

D'autres solutions ont tenté d'être apportées afin d'améliorer la dynamique de ces radargrammes, telles que l'utilisation d'un gain progressif ou d'un gain variable mais les meilleurs résultats ont été obtenus avec la méthode de saturation.

2.6.3 Rapport signal à bruit

Du point de vue qualitatif, les radargrammes obtenus par simulation d'une configuration multicapteur semblent de meilleure qualité qu'un radargramme monostatique. Le but est donc maintenant de mesurer cet apport et de voir quelle configuration pourrait être le mieux adaptée. Nous avons effectué le calcul du rapport signal à bruit (S/N) pour chaque B-scan de chaque configuration. Toutes les simulations ont été réalisées dans les mêmes conditions (même milieu, même objet, même signal incident). Une zone sur laquelle le calcul sera effectué est ensuite déterminée.

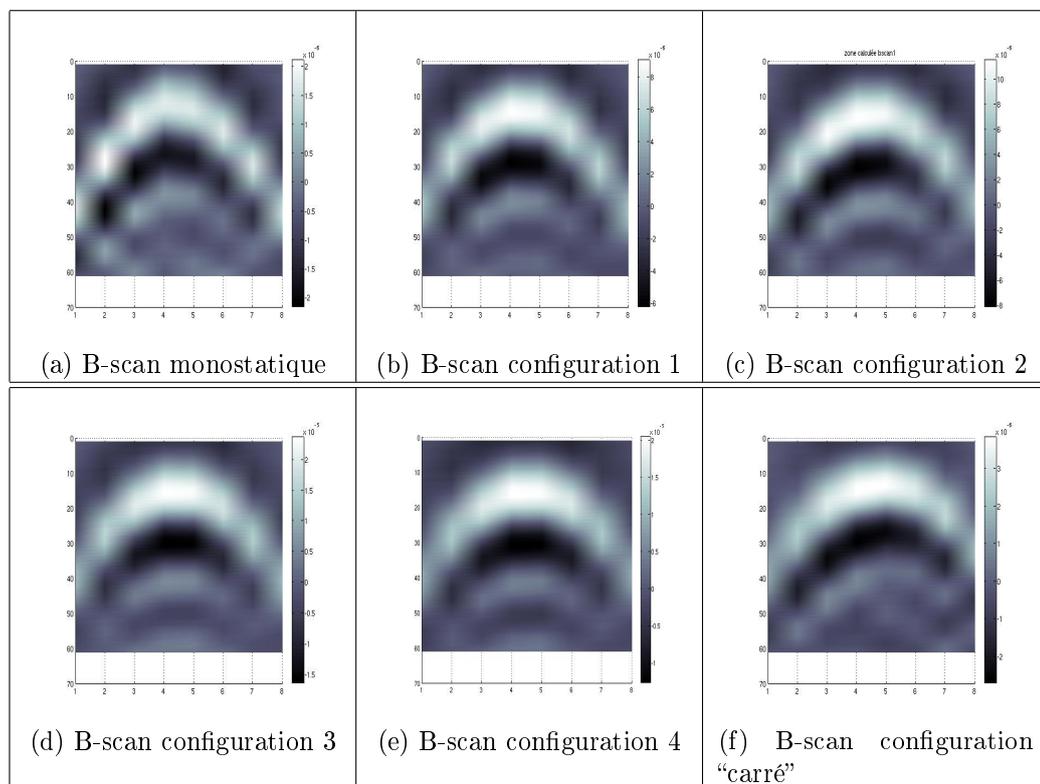


FIGURE 2.56 – zone où le rapport signal a été calculé

Cette zone encadre le sommet d'une hyperbole (la même pour chaque B-scan) (fig. 2.56). Nous avons ensuite effectué le rapport entre la zone contenant l'hyperbole caractéristique d'un objet, et la même zone provenant d'une simulation de la même scène mais ne contenant que le milieu hétérogène.

$$S/N = \frac{\sum_i (S_i + N_i)^2}{\sum_i (N_i)^2}$$

avec :

- S le signal provenant de la réflexion de l'onde électromagnétique sur les différents objets
- N l'écho du milieu hétérogène
- i correspond à l'indice des points de la zone du C-scan où nous désirons effectuer le calcul

- $S_i + N_i$ correspond à l'ensemble des points de la zone contenant le signal utile (l'hyperbole) ainsi que l'écho du sol et N_i correspond à l'ensemble des points de cette même zone mais sans l'objet

	mono.	config.1	config.2	config.3	config.4	config.carré	bistatique
bscan y=1	2.81	12.57	14.18	14.32	17.09	19.53	11.75s
bscan y=2	2.76	14.95	16.79	16.92	20.20	17.23	13.35
bscan y=3	2.85	14.72	16.69	16.90	20.78	20.50	13.36
bscan y=4	3.35	16.79	18.25	18.74	21.01	17.85	15.56

FIGURE 2.57 – valeurs du rapport signal à bruit pour les différentes configurations étudiées

Des écarts très importants entre le cas monostatique et le cas multicateur (configuration 4) apparaissent sur ce tableau. Dans le cas monostatique, le rapport signal à bruit est à peu près égal à 2,8 alors que dans le cas multicateur le rapport signal à bruit est d'environ 20. Le rapport signal à bruit est donc 7 fois supérieur dans ce cas. Ceci montre que la dynamique est beaucoup plus importante dans le cas multicateur. Cette configuration présente également un rapport signal à bruit supérieur à 50% par rapport au cas bistatique (1 émetteur et 1 récepteur).

Parmi les différentes configurations testées, la configuration 4 (1 émetteur à gauche et 10 récepteurs) donne les meilleurs résultats. Les écarts sont très faibles entre la configuration 2 et la configuration 3 alors que la seconde possède 2 fois plus de récepteurs. Il sera donc préférable de placer l'émetteur sur un côté du réseau et non au milieu pour obtenir le meilleur rendement de ce réseau.

La configuration en carré présente elle aussi un rapport signal à bruit élevé. Cette configuration présente l'avantage de ne pas nécessiter de recalage.

2.7 Conclusion

Au cours de ce chapitre, la méthode FDTD qui permet de calculer l'évolution d'une onde électromagnétique en fonction du temps a été présentée. Cette méthode est bien adaptée aux simulations d'enregistrements radar en temporel. Ces simulations nécessitent l'utilisation d'un modèle de sol permettant de se rapprocher le plus possible d'un cas réaliste. Le modèle que nous avons utilisé est basé sur le modèle fractal.

Une méthode permettant de réduire les temps de calcul a été exposée. Cette méthode consiste à utiliser uniquement une partie de la scène pour chaque enregistrement. Elle permet donc de simuler des scènes plus grandes avec différents objets, de taille, de forme, d'orientation différente en un minimum de temps. Cette méthode a permis de tester différentes configurations de radar multicateur et a mis en évidence l'apport d'une telle configuration par rapport à une configuration monostatique.

Afin de limiter l'encombrement du radar, nous nous sommes limité à un cas comportant 1 émetteur et 10 récepteurs. C'est cette configuration qui permet d'obtenir l'enregistrement avec le meilleur rapport signal à bruit. La dynamique des B-scan a donc été améliorée. Afin d'améliorer encore la lisibilité d'un tel enregistrement, différentes méthodes d'inversion vont ensuite être testées.

Chapitre 3

Inversion de données provenant d'enregistrements de type GPR multicapteur

3.1 Les Méthodes inverses

La prospection géoradar consiste à émettre dans le sol des impulsions électromagnétiques et de mesurer l'intensité des ondes réfléchies par les différents objets contenus dans ce milieu. Les échos radars enregistrés sont souvent difficiles à interpréter (hyperboles caractéristiques des objets enterrés) et nécessitent une certaine expérience afin d'en exploiter toutes les informations. C'est pour cette raison que de nombreuses méthodes d'inversions, de migrations de données ont été développées [72].

Historiquement, la migration est le fait de repérer les événements issus de diffraction dans les données d'origine, afin de représenter leurs réflecteurs associés à leur emplacement. La migration a pour objectif de rendre compte de la structure réelle du sous-sol étudié. La plupart des méthodes utilisées sont issues de la sismique[71].

Ces méthodes sont plus au moins performantes et plus au moins difficiles à mettre en oeuvre. De nombreuses études ont été réalisées pour la visualisation des différentes couches géologiques mais ces méthodes ne sont pas très bien adaptées à la détection d'objets à partir de données GPR [69][70]. La migration de Kirchoff [73] et la migration f-k [74][75] sont les méthodes les plus couramment utilisées.

3.1.1 La migration f-k

Le profil géologique enregistré est donc composé d'un grand nombre d'hyperboles. La technique de migration est utilisée afin de reconstruire l'image du sous-sol. Cette technique est basée sur l'équation de propagation de l'onde afin de passer du domaine (x,t) au domaine (x,z) .

Afin de réaliser la migration, il est nécessaire de faire certaines hypothèses.

- chaque point est considéré comme un réflecteur possible
- chaque interface réfléchissante est considérée comme une succession de points réflecteurs
- l'onde transmise a la même forme dans toutes les directions du demi-espace

A partir de ces hypothèses, le profil est modélisé par l'explosion des réflecteurs (Fig. 3.1). Tous les réflecteurs sont supposés émettre au même instant $t = 0$. La série d'acquisition est assimilée à une seule expérience, où l'on disposerait d'autant de récepteurs que d'acquisition. La vitesse de propagation est alors supposée être la moitié de la vitesse réelle.

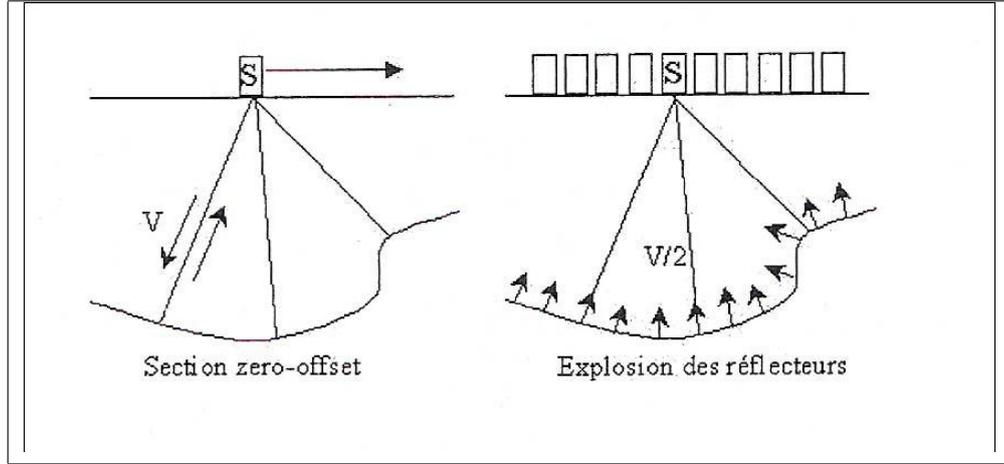


FIGURE 3.1 – Concept d'explosion des réflecteurs.

En effet, pour simplifier les équations, on ne considère pas l'aller-retour de l'onde. A l'instant $t = 0$, chaque point réflecteur transmet la même onde électromagnétique qui se propage dans chaque direction avec la vitesse qui est égale à la moitié de la vitesse de propagation. Cette demi vitesse entraîne que le temps parcouru d'un aller simple est égal au temps d'un aller-retour dans le cas réel.

La mesure du radar donne $E(x, t, z = 0)$, le signal en $z = 0$ en fonction de x, t et on veut obtenir $E(x, t = 0, z)$. L'équation de l'onde est :

$$\frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} \quad (3.1)$$

Dans le domaine f, ν cette équation devient l'équation différentielle suivante :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = -4\pi^2 \left(\frac{\nu^2}{v^2} - f_x^2 \right) \quad (3.2)$$

avec :

- f_x la fréquence spatiale
- ν la fréquence

$E(f_x, z, \nu)$ représente la transformée de Fourier en deux dimensions du signal. Les conditions aux limites sont celles du signal à la surface :

$$E(f_x, \nu, z = 0) = \int \int E(x, t, z = 0) e^{-j2\pi(\nu t + f_x x)} dx dt \quad (3.3)$$

La solution est alors :

$$E(f_x, \nu, z) = E(f_x, \nu, z = 0) e^{sgn(\nu) \cdot j\phi z} \quad (3.4)$$

avec :

$$\phi = 2\pi\sqrt{\frac{\nu^2}{v^2} - f_x^2}$$

Le résultat recherché est obtenu par transformée de Fourier inverse :

$$E(x, t = 0, z) = \int \int E(f_x, \nu, z = 0) \cdot e^{sgn(\nu) \cdot j\phi z} e^{j2\pi f_x x} d\nu df_x \quad (3.5)$$

Le résultat obtenu est la représentation 2D du profil géométrique étudié. Cette technique est plus simple à mettre en oeuvre et permet d'obtenir des résultats avec des temps de calcul très faible. Cependant, la vitesse de propagation est supposée constante, ce qui réduit considérablement le champ d'application. Certaines variantes de la méthode f-k permettent néanmoins de tenir compte de vitesses de propagation dépendantes de la profondeur ($v(z)$). Les inhomogénéités latérales restent difficiles à prendre en compte.

3.1.2 La migration de Kirchoff

La migration de Kirchoff est l'équivalent de la sommation hyperbolique. L'inversion prend la forme d'une intégrale (Fig. 3.2). Considérons un émetteur S et un récepteur R se déplaçant selon un vecteur noté $\vec{\xi}$ et un point M diffractant. L'imagerie de ce point sur un radargramme est une hyperbole dans le plan (ξ, t) appelée surface de Huygens τ_D . Soit le point N , sommet de cette hyperbole. L'image d'un point du plan (ξ, t) est une surface isochrone Z dans le plan spatial (x, z) . Cette surface est un cercle (ou une demi-sphère) si la vitesse de propagation reste constante. La réponse d'un point diffractant $M(x, z)$ pour toute configuration $(S(\xi), R(\xi))$ s'écrit :

$$U(\xi, t) = R \frac{A}{L} F(t - \tau_R) \quad (3.6)$$

avec :

- R le coefficient de réflexion tenant compte des dépendance angulaire
- L le facteur de propagation
- A représente l'amplitude
- F la réponse analytique de tout point source à l'impulsion considérée
- τ_R le chemin parcouru par l'onde ($S \rightarrow M \rightarrow R$)

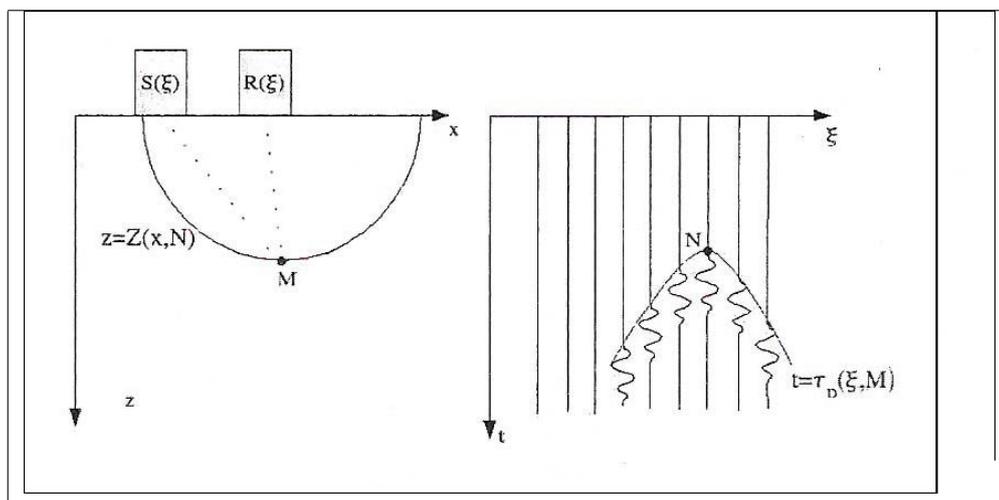


FIGURE 3.2 – Concept d'explosion des réflecteurs.

Le processus de migration pour un point M est donné par un développement mathématique de l'intégrale de Kirchoff. On passe alors de l'image de départ $U(\xi, t)$ à l'image de migration $V(M) = V(x, z)$ par la relation suivante :

$$V(M) = -\frac{1}{2\pi} \int W(\xi, M) \frac{\partial U(\xi, t)}{\partial t} \Big|_{t=\tau_D(\xi, M)} d\xi \quad (3.7)$$

avec :

- $W(\xi, M)$ une fonction pondératrice intégrant les deux facteurs de propagation pour une source ponctuelle

La mise en oeuvre de la migration se fait en trois étapes :

- On met en place une grille de points M qui sera l'image de migration dans l'espace
- En supposant que tous les points sont des réflecteurs, on calcule leur surface de Huygens selon un modèle de vitesse de propagation prédéfini
- Pour chaque point M , on effectue la sommation des amplitudes de la trace enregistrée le long de la surface de Huygens.

Cette méthode prend en compte les inhomogénéités et le temps de calcul est relativement faible. Cependant, elle n'est pas adaptée pour des trajets de propagation trop complexes.

3.2 Le filtre adapté

Les deux méthodes que nous avons mises au point (méthode de retournement temporel et méthode de focalisation de phase), sont toutes les deux issues du concept du filtre adapté [61].

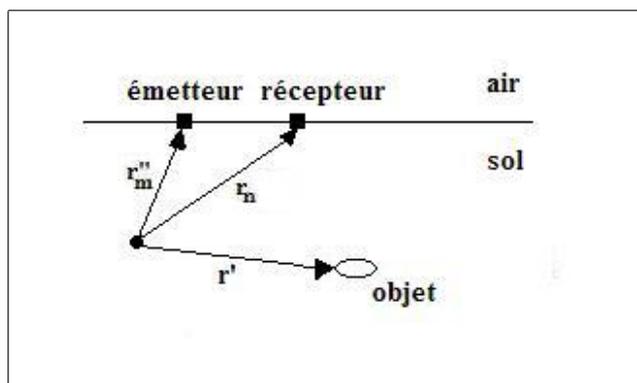


FIGURE 3.3 – géométrie du problème dans le cas du radar GPR

Dans le cas d'un radar comportant N émetteurs et M récepteurs, la sortie du filtre adaptée s'écrit :

$$S(r') = \sum_{n=1}^N \int \sum_{m=1}^M H(r''_n, r', r_m; \omega) U_n(r_m; \omega) d\omega \quad (3.8)$$

avec :

- U_n la forme du signal due au $n^{\text{ème}}$ émetteur
- H la fonction de transfert du filtre adapté

Dans la suite de la démonstration, nous supposons que le signal reçu contient un point diffractant dominant. La réponse sera donc essentiellement due à un pixel diffractant du volume de calcul.

Le champ diffracté E_d par un réflecteur peut être exprimé comme le produit de la fonction de Green avec les sources de courant :

$$E_d(r, \omega) = - \int G(r, r') J(r') dr' \quad (3.9)$$

Afin d'obtenir le champ total diffracté, il est nécessaire d'intégrer sur la totalité des sources situées dans le volume de calcul.

Pour un diélectrique soumis à un champ $E_i(r')$, la densité de courant $J(r')$ est directement liée au contraste d'indice dans le milieu de propagation :

$$J(r') = (k^2 - k_b^2) \cdot E_i(r') \quad (3.10)$$

avec :

- k la constante de propagation au point r' ($k = \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon(r')}$)
- k_b la constante de propagation dans le milieu ($k_b = \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_r}$)

Cette différence correspond à la différence de permittivité entre le point diffractant et le milieu environnant. Cette différence peut être nulle en dehors de l'objet diffractant. Il est alors possible de réécrire l'équation 3.9 :

$$E_d(r, \omega) = - \int G(r, r') [k^2(r') - k_b^2(r')] E_i(r') dr' \quad (3.11)$$

Cette équation est, dans le cas général, non linéaire car le champ $E_i(r')$ n'est pas connu. Pour les faibles contrastes, l'approximation de Born est généralement utilisée. Cette approximation permet de considérer le champ à l'intérieur de l'objet égal au champ incident.

Si on considère :

$$O(r') = \varepsilon(r') - \varepsilon_b(r') \quad (3.12)$$

Il est alors possible de réécrire l'équation du champ diffracté :

$$E_d(r, \omega) = -\omega^2 \mu_0 \int G(r, r') \cdot O(r') \cdot E_i(r') dr' \quad (3.13)$$

Maintenant, le problème est de trouver l'expression du champ incident E_i . En fait, ce champ peut être exprimé par la fonction de Green en prenant en compte la propagation du champ émis par l'émetteur :

$$E_i(r') = j\omega\mu_0 G(r', r'') T u_t \quad (3.14)$$

avec :

- T le champ émis par l'émetteur
- u_t la polarisation de l'antenne

L'image du signal reçue est considérée comme étant constituée de pixels, où seul un point diffractant est présent, donc la contribution provient seulement d'un pixel. Le champ résultant de cet objet est généré par le champ incident à l'intérieur de cet objet :

$$E_d(r') = -\omega^2 \mu_0 G(r, r') E_i(r') \quad (3.15)$$

Le filtre adapté prend en compte tous les termes de propagation et le conjugué du vecteur représentant la longueur électrique. A partir des équations 3.14 et 3.15, la fonction de transfert du filtre adapté devient :

$$H(r, r', r'') = u_r^* \{-\omega^2 \mu_0 G(r, r') j\omega\mu_0 G(r', r'') T u_t\} \quad (3.16)$$

avec :

- u_r^* le complexe conjugué de la longueur effective de l'antenne de réception
- $G(r, r')$ représente la propagation du point diffractant jusqu'au récepteur
- $G(r', r'')$ représente la propagation de la source jusqu'au point diffractant

L'image à la sortie du filtre peut finalement être exprimée :

$$S(r') = \{j_0 G(r', r) [-j\omega R u_r]^*\} \{j\omega\mu_0 G(r', r'') T u_t\} \quad (3.17)$$

Comme le montre l'équation 3.17, l'image obtenue à la sortie du filtre adaptée peut être séparée en deux parties :

- La première correspond à un champ retro-propagé. R étant le signal reçu, le terme entre crochet donne dans le domaine temporel $R(-t)$. Donc il correspond au signal reçu au niveau du récepteur, retro-propagé jusqu'à la cible

- le second terme correspond au signal incident

Le produit de ces deux champs dans le domaine fréquentiel permet de focaliser le champ à la position de la cible. Dans le domaine temporel, en considérant un champ rétro-propagé à partir de différents récepteurs et un champ directement propagé dans le sol par l'émetteur, la position de la cible est retrouvée par le produit de convolution de ces deux champs.

3.3 Méthode de retournement temporel

3.3.1 Principe

C'est au début des années 90 que l'équipe du professeur Mathias Fink, directeur du laboratoire Ondes et acoustiques (LAO), à l'ESPCI (École supérieure de physique et de chimie industrielle) à Paris, s'intéresse au retournement temporel [63] [64] [65] et met au point un miroir à retournement temporel [66] [68].

Ce système consiste à faire rebrousser chemin à une onde, qu'elle soit acoustique ou électromagnétique. Les miroirs à retournement temporel (MRT) sont des dispositifs électroniques, composés notamment de capteurs, qui enregistrent et numérisent un signal, puis le renvoient à sa source, mais dans l'ordre inverse, en commençant par la fin. Ainsi, quand une onde sonore rencontre un MRT, elle va rebrousser chemin jusqu'à sa source, en remontant toutes les étapes de sa vie antérieure et ce, quel que soit le chemin emprunté et les milieux traversés : c'est comme si le film de l'onde était passé à l'envers. Cela permet de revenir avec une très grande précision jusqu'à la source, et donc éventuellement de la « viser » avec d'autres signaux créés cette fois par le MRT. Les applications sont nombreuses, en imagerie sous-marine, en télécommunications ou encore en domotique, ainsi qu'en imagerie médicale [67], et principalement en échographie.

Au LOA, Mathias Fink et son équipe ont acquis une renommée internationale pour les applications issues de leurs recherches sur le retournement temporel des ondes acoustiques et ultrasonores, notamment en imagerie médicale, grâce à leurs miroirs à retournement temporel.

L'extension de la méthode de retournement temporel aux ondes électromagnétiques permettrait d'utiliser les différents enregistrements radar afin de remonter à la source et ainsi de localiser les objets avec la meilleure précision. Comme le montre le concept du filtre adapté, le produit de convolution entre le signal incident et le signal rétropropagé peut permettre d'obtenir ce résultat.

3.3.2 FDTD pour le retournement temporel

Dans notre cas, l'application de la méthode de retournement temporel a pour but de remonter à la source ayant donnée naissance à l'onde électromagnétique enregistrée par les récepteurs d'un radar. Ainsi cela va permettre de localiser les différents objets diffractants contenus dans le milieu sondé.

Le signal enregistré par l'antenne sera renvoyé à sa source, mais dans l'ordre inverse, c'est à dire en commençant par la fin. L'onde va alors rebrousser chemin jusqu'à sa source

qui dans notre cas correspond aux objets contenus dans le sol.

La méthode FDTD permet de calculer la valeur du champ électromagnétique à l'instant $n + 1$ en fonction de l'instant n .

$$E^{n+1} = E^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \cdot \vec{\nabla} \wedge \vec{H} \quad (3.18)$$

Pour ce qui est du retournement temporel, le but est d'exprimer le champ à l'instant n en fonction de l'instant $n + 1$.

$$E^n = E^{n+1} - \frac{\Delta t}{\varepsilon} \cdot \vec{\nabla} \wedge \vec{H} \quad (3.19)$$

Il suffit alors de reprendre les équations de Maxwell sous la forme discrétisée et de les réécrire sous la forme désirée :

$$E_z \Big|_{i,j}^n = \frac{1 + \frac{\sigma \cdot dt}{2 \cdot \varepsilon}}{1 - \frac{\sigma \cdot dt}{2 \cdot \varepsilon}} E_z \Big|_{i,j}^{n+1} + \frac{\frac{dt}{\varepsilon}}{1 - \frac{\sigma \cdot dt}{2 \cdot \varepsilon}} \left(\frac{H_y \Big|_{i+1/2,j}^{n+1/2} - H_y \Big|_{i-1/2,j}^{n+1/2}}{dx} - \frac{H_x \Big|_{i,j+1/2}^{n+1/2} - H_x \Big|_{i,j-1/2}^{n+1/2}}{dy} \right) \quad (3.20)$$

3.3.3 CPML pour le retournement temporel

Dans le cas de l'utilisation d'un algorithme de retournement temporel, les CPML utilisées pour un algorithme FDTD ne sont plus adaptées. Elles ne jouent plus leur rôle dans l'absorption des ondes et même elles entraînent une divergence de l'algorithme. Afin d'absorber les ondes retournées, il est donc nécessaire de modifier les équations.

$$\left\{ \begin{array}{l} E_x \Big|_{i,j}^n = \frac{1 + \frac{\sigma \cdot dt}{2 \cdot \varepsilon}}{1 - \frac{\sigma \cdot dt}{2 \cdot \varepsilon}} E_x \Big|_{i,j}^{n+1} - \frac{\frac{dt}{\varepsilon}}{1 - \frac{\sigma \cdot dt}{2 \cdot \varepsilon}} \frac{H_z \Big|_{i,j+1/2}^{n+1/2} - H_z \Big|_{i,j-1/2}^{n+1/2}}{dy} + \frac{\frac{dt}{\varepsilon}}{1 - \frac{\sigma \cdot dt}{2 \cdot \varepsilon}} J_{xy} \Big|_{i,j}^{n+1/2} \\ J_{xy} \Big|_{i,j}^{n-1/2} = \frac{-1/2 + \frac{b_y}{dt}}{1/2 + \frac{b_y}{dt}} J_{xy} \Big|_{i,j}^{n+1/2} + \frac{a_y}{1/2 + \frac{b_y}{dt}} \frac{H_z \Big|_{i,j+1/2}^{n+1/2} - H_z \Big|_{i,j-1/2}^{n+1/2}}{dy} \end{array} \right. \quad (3.21)$$

Pour l'expression de J_{xy} , la forme adaptée pour le retournement temporel reste identique à son expression pour la FDTD.

On procède de la même façon pour les autres composantes du champ électromagnétique.

3.3.4 Algorithme de retournement temporel des ondes électromagnétiques

Afin de vérifier le bon fonctionnement de notre algorithme de retournement temporel, une onde provenant d'un point du volume de calcul va être propager en utilisant la méthode FDTD. Cette onde sera ensuite enregistrée après propagation dans le volume puis cette enregistrement sera utilisé pour retrouver la position du point source grâce à notre algorithme de retournement temporel.

3.3.4.1 Enregistrement des courants à l'aide d'une surface de Huygens

Tout d'abord, afin d'avoir le maximum d'information concernant l'onde provenant du point source, nous utiliserons une surface de Huygens fermée, c'est à dire que les courants seront enregistrés sur tout le contour du volume de calcul.

Le volume de calcul utilisé mesure 2m de longueur sur 2m de largeur. Il est composé de 200 cellules en x et de 200 cellules en y de 1cm. La surface de Huygens sera située à 5 cellules des parois du volume. L'onde utilisée est une Gaussienne de fréquence maximale 1Ghz. Cette onde est injectée sur la composante E_z en un point du volume de calcul. Le point choisi est situé à la cellule $x = 100$ et $y = 110$.

L'onde est propagée par FDTD dans un milieu homogène.

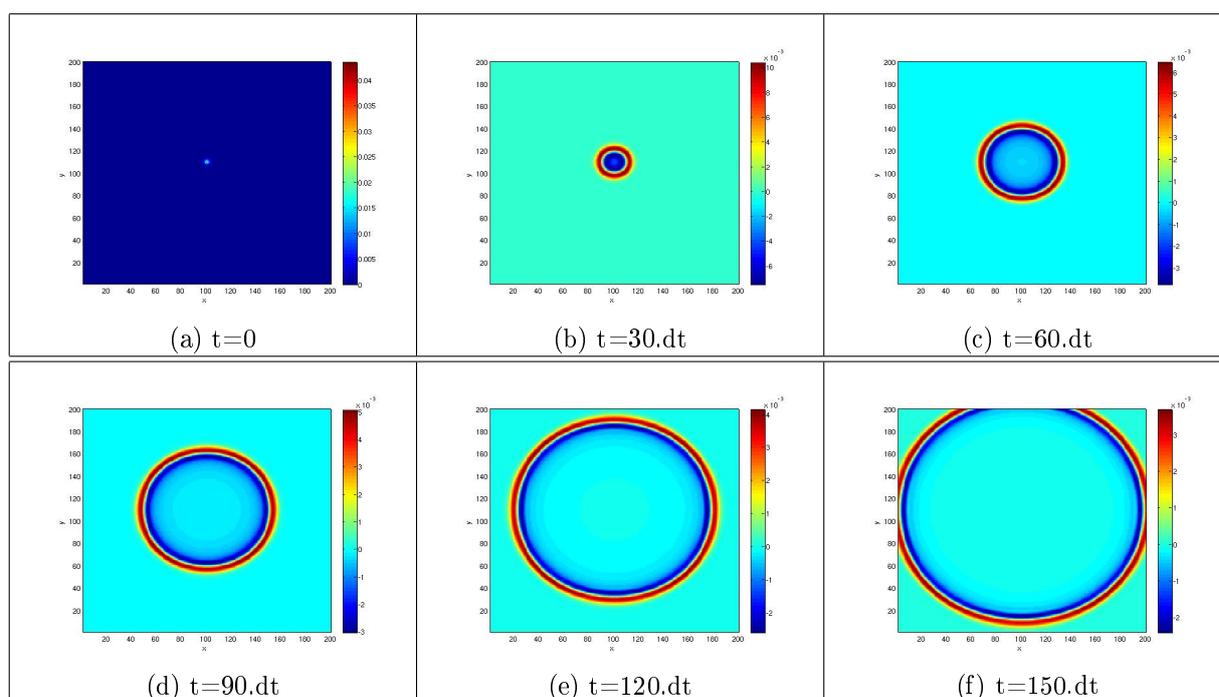


FIGURE 3.4 – rayonnement d'un point source à l'aide d'un algorithme FDTD

Comme le montre la figure 3.4, l'onde se propage à partir du point source (fig.3.4(a)) puis se propage en fonction du temps dans le volume de calcul. Durant la simulation, la différence des champs $E_z^n - E_z^{n-1}$, $H_x^n - H_x^{n-1}$ et $H_y^n - H_y^{n-1}$ est stockée en fonction du temps pour chaque cellule de la surface de Huygens. Ces différences de champ sont ensuite réintroduites dans l'algorithme de retournement temporel (fig.3.5) mais dans l'ordre inverse, c'est à dire que le dernier instant stocké sera le premier utilisé lors du retournement temporel.

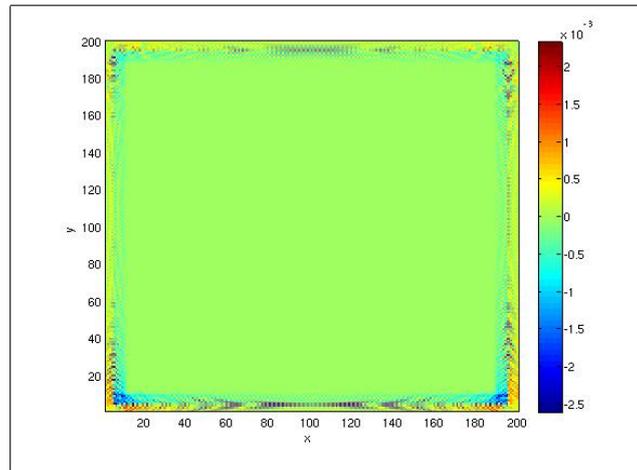


FIGURE 3.5 – courants rayonnés sur la surface de Huygens lors du retournement temporel

L'algorithme de retournement temporel permet alors de faire propager l'onde dans le sens inverse. Tout se passe comme si la vidéo de la propagation de l'onde était rembobinée jusqu'au début (fig.3.6).

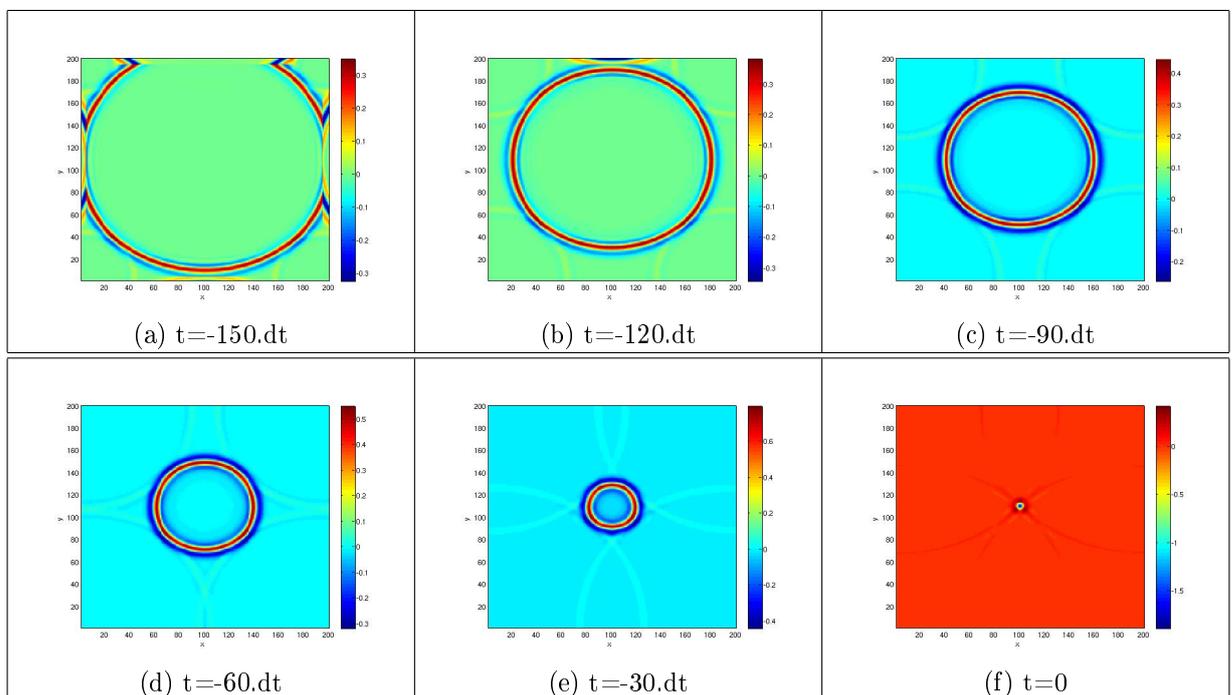


FIGURE 3.6 – propagation de l'onde à l'aide de l'algorithme de retournement temporel

L'utilisation de l'algorithme de retournement temporel a rendu possible la localisation du point qui avait donné naissance à l'onde (fig.3.6(f)). L'onde est revenue à son point d'origine.

Remarque :

L'algorithme basé sur la méthode de retournement temporel permet de revenir au point source qui avait donné naissance à cette onde électromagnétique. Dans le cas où la simulation serait prolongée, l'onde, après avoir refocalisé sur le point source, se propage à nouveau à partir

de ce point. Ceci implique donc de savoir à quel moment arrêter la simulation afin de positionner correctement l'origine de l'onde ou d'utiliser le produit de convolution avec le signal incident.

3.3.4.2 Enregistrement des courants sur un seul côté d'une surface de Huygens

Lors de mesures sur le terrain, il ne serait pas possible d'enregistrer les courants tout autour d'une zone à étudier. Afin de se rapprocher d'un cas réalisable, l'enregistrement de l'onde propagée se fera uniquement sur un côté de la surface de Huygens. Cette surface ne sera donc plus fermée (fig.3.7).

Comme précédemment, la différence des champs qui a été enregistrée, est réintroduite en commençant par la dernière valeur stockée (principe du retournement temporel) mais uniquement sur un seul côté de la surface de Huygens

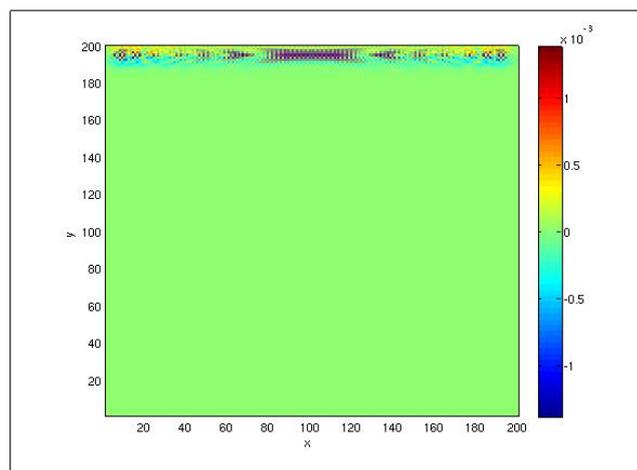


FIGURE 3.7 – courants rayonnés sur un côté d'une surface de Huygens

Afin de faire revenir l'onde jusqu'à sa source, l'algorithme de retournement temporel est alors implémenté.

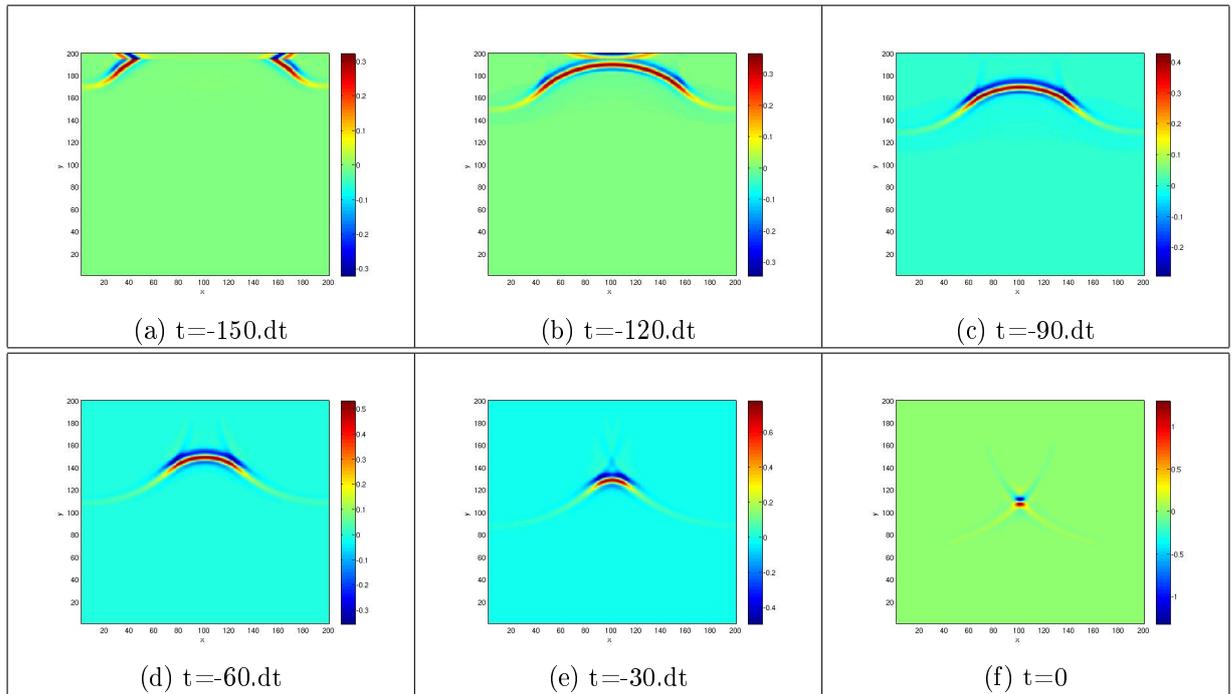


FIGURE 3.8 – propagation de l'onde à l'aide de l'algorithme de retournement temporel

Contrairement au cas précédent, l'enregistrement des courants d'un seul côté du volume ne permet pas de reconstruire l'onde exactement telle qu'elle s'est propagée du fait que les informations sont trop réduites. En revanche, pour ce qui est du but recherché, les informations recueillies sur un seul côté du volume reste suffisantes. La position du point source qui est à l'origine de l'onde est parfaitement retrouvée.

3.3.5 Application à un enregistrement radar

L'algorithme de retournement temporel va maintenant être utilisé dans le cas d'une simulation d'enregistrement GPR. Une scène contenant un tuyau parfaitement conducteur de 6cm de diamètre est modélisée (fig.3.9). Un réseau d'antenne (1 émetteur et 10 récepteurs) est placé à l'interface air-sol. Une simulation à l'aide du logiciel TEMSI-FD, basé sur la méthode FDTD est réalisée. Lors de cette simulation, une onde est émise par l'antenne émettrice. Chacun des 10 récepteurs enregistre l'écho de l'onde après propagation dans le milieu. Cette simulation est effectuée en 3D.

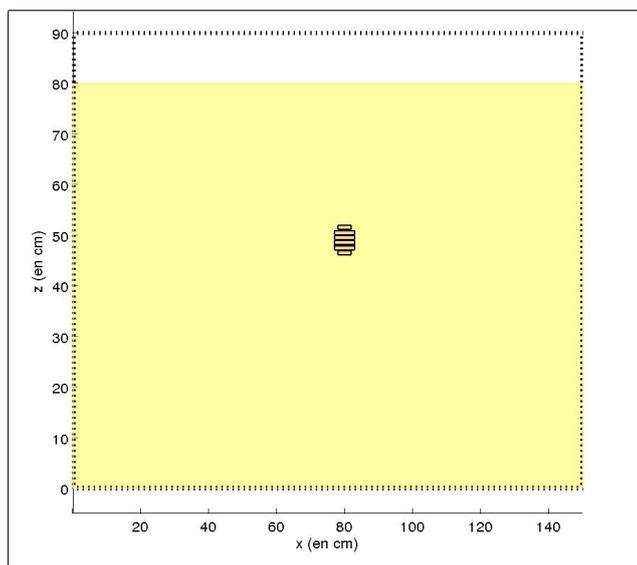


FIGURE 3.9 – scène contenant 1 tuyau métallique

A partir de cette simulation, les courants enregistrés par chaque récepteur sont stockés pour chaque instant dt . Ces courants sont ensuite réinjectés, en commençant par le dernier instant stocké, dans l'algorithme de retournement temporel 2D. Il est nécessaire de bien repositionner chaque récepteur qui joue maintenant le rôle d'émetteur.

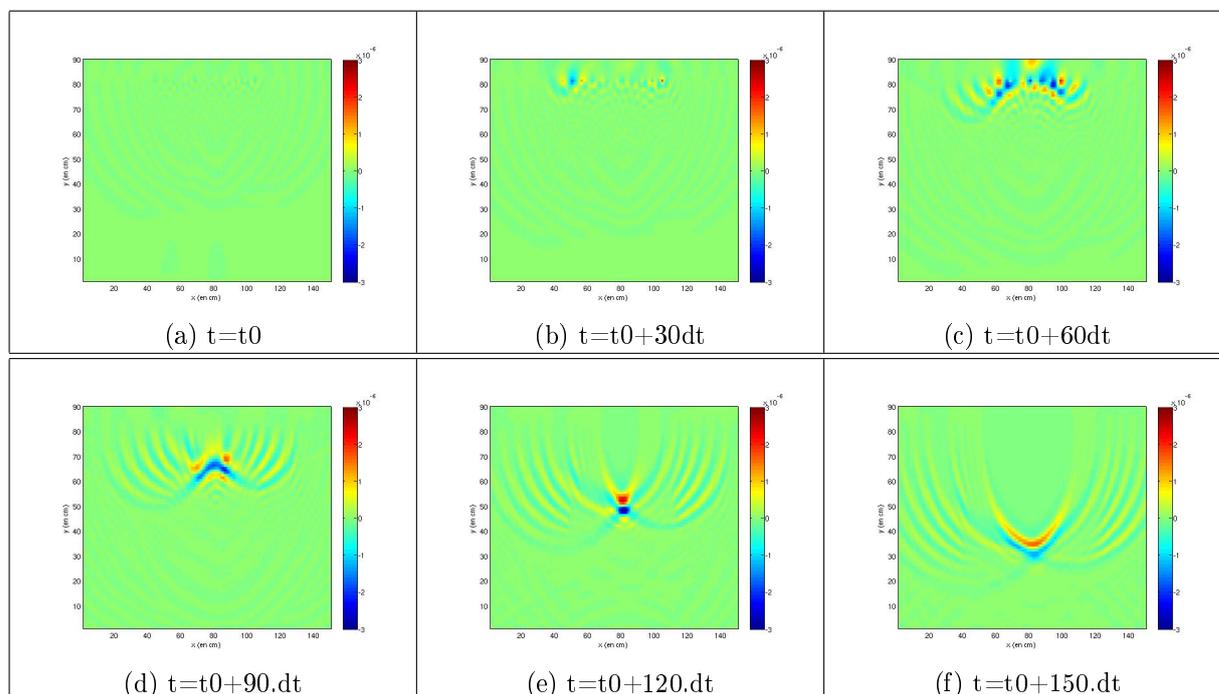


FIGURE 3.10 – retournement temporel d'un enregistrement radar

L'algorithme utilisé permet de refocaliser l'onde vers la position du tuyau. Cette position est déterminée avec une très bonne précision (fig.3.10(e)).

Cependant il est nécessaire de stocker plusieurs cartographies du champ à différents instants, car l'onde, une fois revenue à sa position d'origine (position du tuyau), continue à se propager. Il est donc important de visualiser l'instant dt auquel l'onde est revenue au

point d'origine avant qu'elle continue à se propager. Nous allons voir dans le paragraphe suivant, comment l'utilisation du produit de convolution entre le signal incident et le signal rétropropagé peut palier à ce problème.

Remarque :

La position vers laquelle l'onde se refocalise par retournement temporel ne correspond exactement à la position du tuyau mais à la surface diffractante de celui-ci.

3.3.6 Produit de convolution

3.3.6.1 Principe

La convolution entre deux signaux $x(t)$ et $y(t)$ s'écrit :

$$x(t) * y(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(u)y(t-u)du \quad (3.22)$$

Le calcul de la convolution consiste donc à calculer la surface du produit $x(u).y(t-u)$. Le signal $y(t-u)$ est simplement le signal initial $y(u)$, retourné dans le temps pour donner $y(-u)$, puis translaté de t . En calculant alors l'ensemble des surfaces obtenues en faisant « glisser » y , c'est-à-dire pour tous les décalages de t , on obtient le produit de convolution pour tout t (fig.3.11).

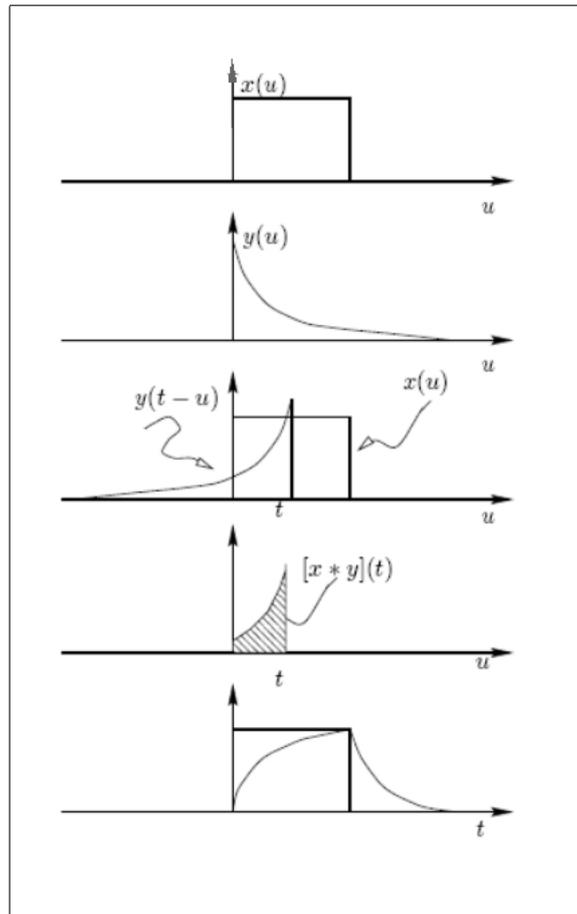


FIGURE 3.11 – principe du produit de convolution

Pour l'application qui nous intéresse, il est nécessaire d'effectuer le produit de convolution entre le signal incident et le signal retourné. Pour cela, notre algorithme fonctionne en 2 étapes :

- Une première étape consiste à calculer simultanément l'évolution du champ incident dans le milieu et le signal retourné. Chaque valeur (en tout point du volume de calcul) du signal incident et du signal retourné est stockée séparément pour chaque instant temporel calculé.
- La seconde étape effectue le produit de convolution. La première valeur stockée du signal incident est multipliée avec la dernière valeur du signal retourné stockée. Ensuite, la deuxième valeur du signal incident est multiplié avec l'avant dernière valeur du signal retourné. Le processus est répété pour tous les instants temporels. Chaque résultat des multiplications est ensuite sommé afin d'obtenir le résultat du produit de convolution.

Cette méthode reste adaptée au cas d'une simulation en 2D. Dans le cas où le calcul serait effectué en 3D, cette méthode nécessiterait trop d'espace mémoire. En effet, cette méthode nécessite de stockées les valeurs du signal incident et du signal retourné pour chaque point de l'espace et pour chaque instant temporel avant d'effectuer le produit de convolution.

Une méthode permettant de palier à ce problème peut être apportée en effectuant le produit après chaque instant temporel. Il ne serait alors pas nécessaire de stocker les différents instants temporels. Afin de réaliser cette opération, il est nécessaire de stocker sur une surface de Huygens (cf. 3.3.4.1) le signal incident. Ensuite, il sera donc possible de calculer l'évolution du signal retourné en même temps que l'on retourne également le signal incident. Il suffit alors de multiplier les deux signaux calculés à chaque instant temporel et d'ajouter les différents résultats obtenus. Cette méthode permet d'utiliser moins d'espace mémoire est sera donc adaptée à une simulation en 3D.

3.3.6.2 Application

L'utilisation du produit de convolution lors du retournement temporel d'un enregistrement radar a pour but de localiser avec précision les différents objets dans le sol. Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent (3.3.5), le retournement temporel permet à l'onde de revenir jusqu'au point qui lui a donné naissance mais cette onde continue à se propager. Le produit de convolution entre le signal incident et, le signal reçu par les récepteurs, retourné dans le temps va permettre de localiser l'objet indépendamment du temps [76].

Pour effectuer cette opération, il suffit de multiplier le signal retourné temporellement par le signal incident qui se propagerait dans le même milieu mais ne contenant aucun objet.

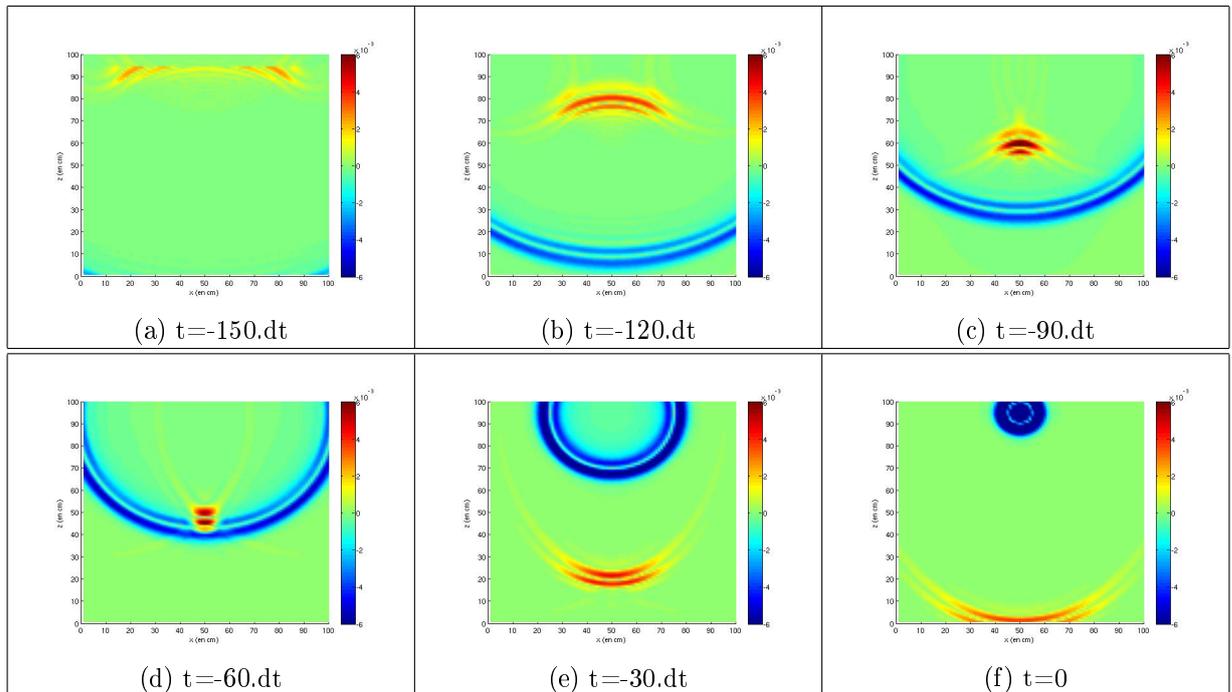


FIGURE 3.12 – signal incident (en bleu) et signal enregistré retourné (en rouge)

Le signal en bleu correspond à l'onde émise par le radar qui se propagerait dans un milieu ne comportant pas d'objets diffractants. Le signal en rouge correspond à l'onde enregistrée par les récepteurs du radar qui se propage par retournement temporel. A chaque instant

dt, le produit entre ces 2 ondes est effectué. Comme le montre la figure (fig.3.12(a,b,c,e,f)), le produit entre ces 2 ondes est nul (les 2 ondes ne se superposent pas) (fig.3.12(a,b,c,e,f)). Il sera non nul seulement à l'instant où les 2 ondes se croisent ((fig.3.12(d)).

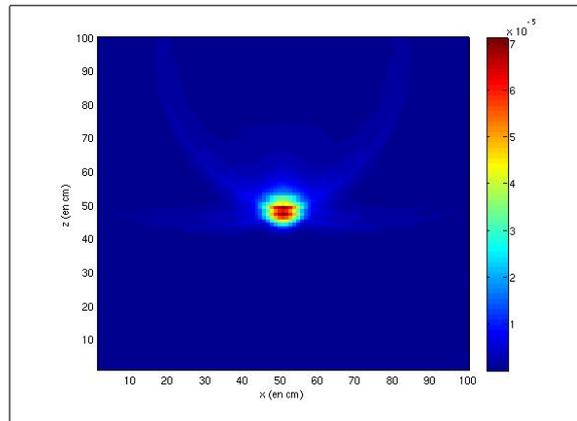


FIGURE 3.13 – résultat du produit de convolution

Cet instant dt correspond à l'instant où le signal incident devrait être réfléchi par l'objet, et où le signal retourné temporellement est revenu exactement à sa source. Ces 2 ondes se croisent donc à l'endroit de la position de l'objet diffractant (fig.3.13).

3.3.6.3 Influence du nombre de capteurs

Différentes simulations ont été réalisées avec un nombre différents de capteurs pour chaque cas.

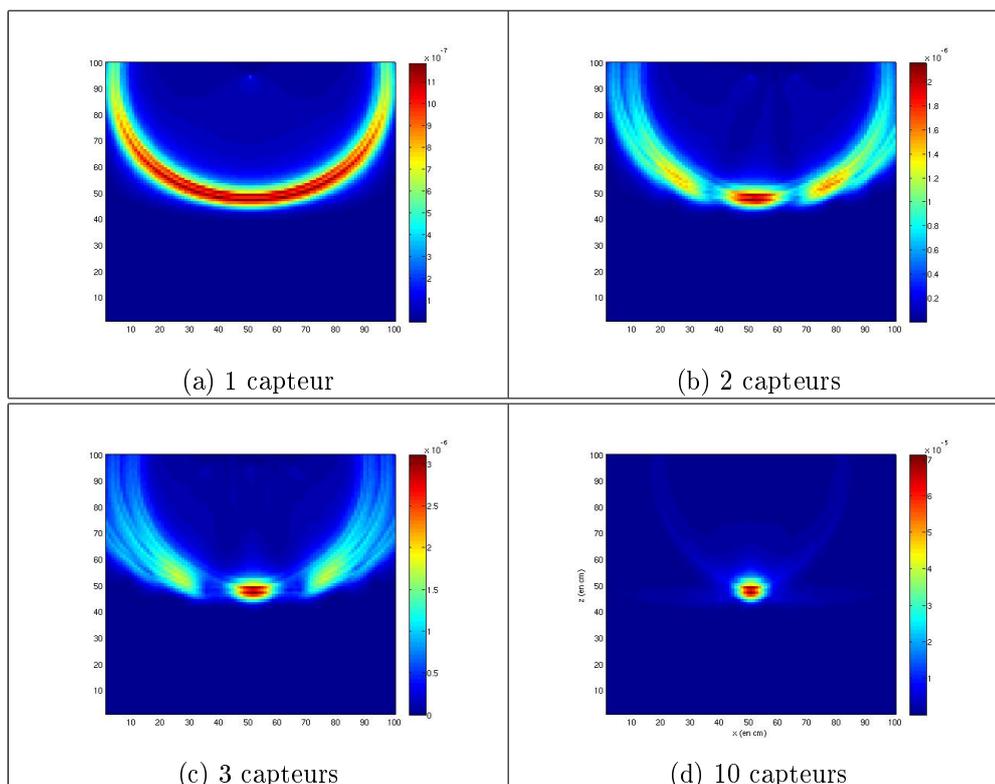


FIGURE 3.14 – résultat du produit de convolution

La figure 3.14 montre qu'il est nécessaire que le nombre de capteur du radar, soit suffisamment important. Cette méthode n'est pas adapté pour le traitement d'enregistrement provenant de radar monostatique. La localisation d'un objet par la méthode de retournement temporel est en revanche bien adaptée aux radars multicapteurs.

3.3.7 Application de la méthode de retournement temporel pour l'étude d'enregistrements radar

3.3.7.1 Principe

Différentes simulations ont été réalisées afin de mettre en évidence l'efficacité de la méthode de retournement temporelle associé au produit de convolution. Ces simulations ont été réalisées de 2 manières différentes.

La première méthode consiste à utiliser la même onde pour l'enregistrement de l'écho radar et pour la convolution. Pour cela nous avons utilisé un programme basé sur la méthode FDTD 2D. L'onde utilisée est une gaussienne de fréquence maximale $f_{max} = 1GHz$ (fig.3.15).

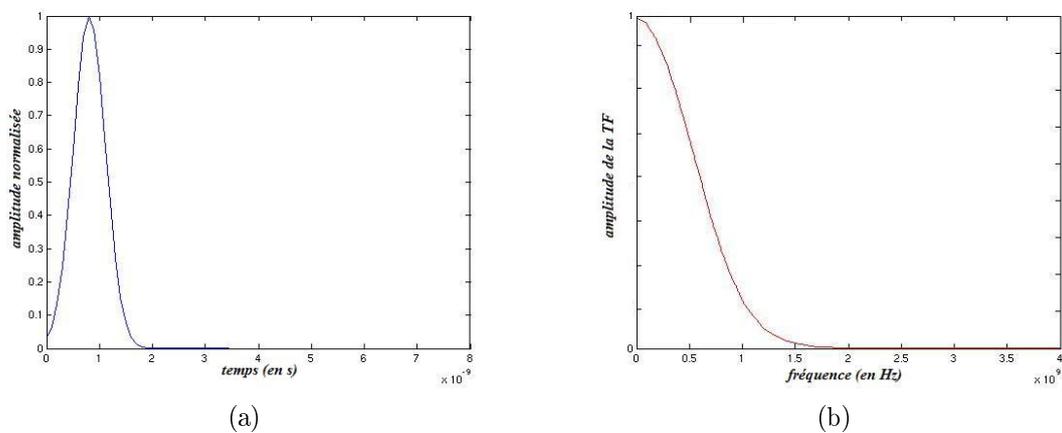


FIGURE 3.15 – réponse en courant temporelle (a) et fréquentielle (b) avec un générateur de tension et une forme d'onde gaussienne avec $f_{max} = 1GHz$

Afin de fixer la fréquence maximale, il est nécessaire de définir les différents paramètres de la gaussienne $e(t)$:

$$e(t) = A_0 e^{-\frac{(t-t_0)^2}{T^2}} \quad (3.23)$$

$$e(f) = A_0 T \sqrt{\pi} e^{-j2\pi f t_0} \quad (3.24)$$

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

Pour déterminer les différents paramètres de cette gaussienne, il suffit de fixer la fréquence maximale (f_{max}) et l'atténuation à f_{max} ($Att_{f_{max}}$) par rapport au maximum d'amplitude situé à $f = 0Hz$. Un paramètre indépendant est utilisé pour définir le pied de

la gaussienne dans le domaine temporel. Il correspond à l'atténuation du signal à $t = 0s$ (Att_0) par rapport au maximum d'amplitude A_0 .

Dans le cas des différentes simulations réalisées, nous avons fixé les paramètres $Att_0 = 1000$, $Att_{f_{max}} = 10$ et $f_{max} = 1GHz$.

De ces données, les paramètres t_0 et T sont directement déduits :

$$T = \frac{\sqrt{\ln(Att_{f_{max}})}}{\pi f_{max}} \quad (3.25)$$

$$t_0 = T\sqrt{\ln(Att_0)} \quad (3.26)$$

Pour la seconde méthode, les enregistrements radars ont été réalisés à l'aide du logiciel TEMSI-FD qui utilise la méthode FDTD 3D. Le retournement temporel sera effectué en 2D ainsi que le produit de convolution. L'onde utilisée comme onde incidente lors du produit de convolution sera la même que celle présentée précédemment (fig.3.15) tandis que l'onde utilisée lors de l'enregistrement radar avec le logiciel TEMSI-FD est une sino-gaussienne (fig.3.16). Cette sino-gaussienne a une durée de 1ns et une fréquence centrale $f = 1GHz$.

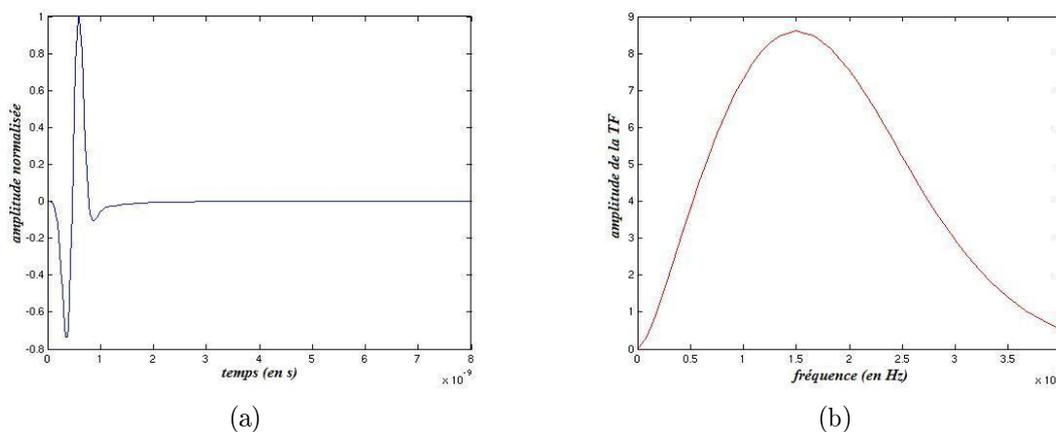


FIGURE 3.16 – réponse en courant temporelle (a) et fréquentielle (b) avec un générateur de tension et une forme d'onde sino-gaussienne

La durée de cette sino-gaussienne est de 1ns. Cette durée a été fixée afin d'obtenir exactement une période du sinus (fig.3.16(a)). La forme du spectre (fig.3.16(b)) de cette onde peut être expliquée par sa courte durée. Le spectre d'une sino-gaussienne est la convolution du spectre d'une gaussienne (gaussienne centrée en 0) avec le spectre d'un sinus (dirac à la fréquence f_0 et $-f_0$). Le spectre obtenu est donc une gaussienne centrée en f_0 et une centrée en $-f_0$. Dans notre cas, le spectre de la gaussienne centrée en f_0 se superpose avec celui de la gaussienne $-f_0$. C'est pour cette raison que le maximum d'amplitude du spectre ne se trouve pas à la fréquence $f = 1GHz$.

3.3.8 Etude de différentes configurations de scène

La méthode de retournement temporelle associée au produit de convolution va être testée pour différentes configurations de scènes. Dans le cas des scènes 2D, l'enregistrement et le retournement temporel sont réalisés en 2D dans un milieu homogène. Dans le cas des scènes en 3D, l'enregistrement est réalisé en 3D dans une scène remplie d'un milieu hétérogène à l'aide du logiciel TEMSI alors que le retournement temporel et le produit de convolution avec le signal incident sont eux calculés en 2D dans un scène contenant un milieu homogène.

3.3.8.1 Scène 2D : 1 plaque

Pour cette première simulation, nous avons utilisé une scène comportant 1 seul objet. Cette scène (fig.3.17(a)) mesure 1m de largeur sur 1m de hauteur. Le milieu qui compose ce volume de calcul est homogène, et possède une permittivité relative $\varepsilon_r = 6$. L'interface air-sol se situe en $z = 90\text{cm}$. Le point source est situé sur cette interface, au milieu du volume. 6 capteurs de champs sont situés de chaque côté de ce point source, soit un total de 12 capteurs espacés chacun de 5cm.

L'objet qui est à détecter, est une plaque parfaitement conductrice. Elle mesure 5cm de largeur et 1cm d'épaisseur. Elle est placée à 30 cm sous la surface du sol ($z = 60\text{cm}$) au milieu du volume.

L'enregistrement est effectué à l'aide de l'algorithme FDTD 2D (mode TM). L'onde utilisée est une gaussienne ($f_{max} = 1\text{GHz}$) (fig.3.15). L'évolution, en fonction du temps, des champs (E_z, H_x, H_y) est stockée pour chaque récepteur. Ces valeurs sont ensuite utilisées pour le retournement temporel. La première valeur à être utilisée pour le retournement temporel est la dernière à avoir été stockée lors de l'enregistrement par le capteur. Chaque capteur joue alors le rôle d'émetteur.

Il suffit alors d'effectuer le produit de convolution entre le signal ainsi retourné et le signal incident. Le résultat obtenu est présenté figure 3.17(b) :

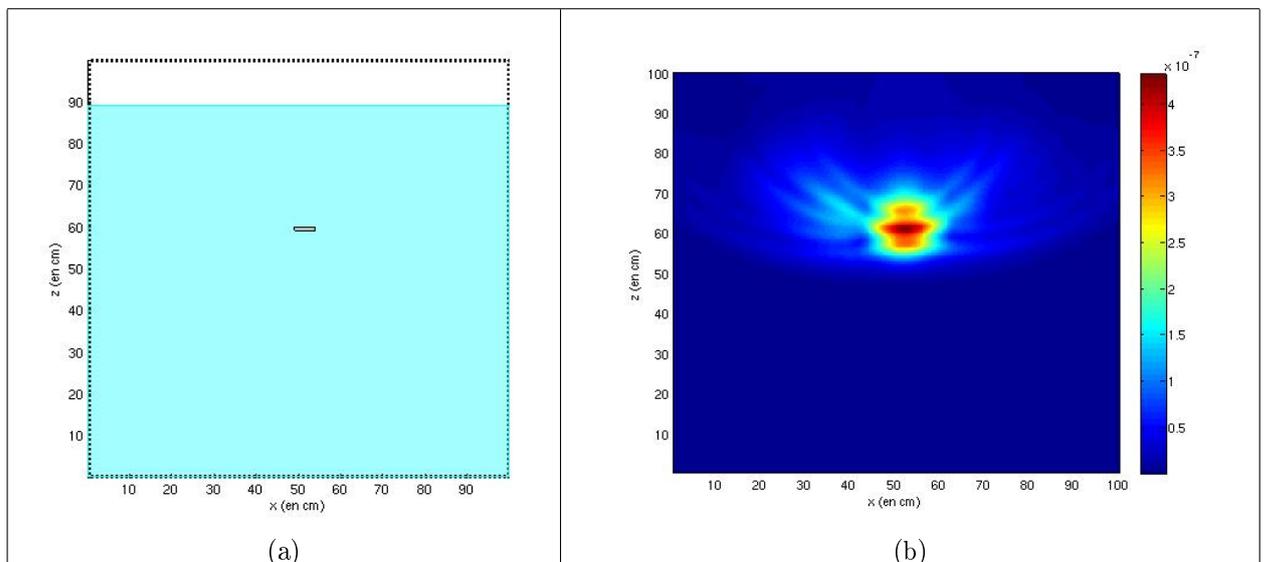


FIGURE 3.17 – scène comportant 1 plaque (a) et résultat obtenu après produit de convolution (b)

Le produit de convolution permet de retrouver avec précision la position de l'objet.

3.3.8.2 Scène 2D : 2 plaques

Pour cette seconde simulation, nous avons utilisé la même scène que celle modélisée précédemment (même dimension, même milieu, même réseau d'antenne). Un second objet, identique au premier, a été ajouté. Ces 2 objets sont situés à la même profondeur (fig.3.18(a)).

L'enregistrement radar s'effectue toujours avec l'algorithme FDTD 2D. Comme dans le cas précédent, un seul enregistrement a été effectué (le radar n'est pas déplacé à la surface du sol). L'antenne émettrice est située à l'interface air-sol.

Le retournement temporel est effectué en 2D et l'onde utilisée pour le produit de convolution est identique à celle émise par l'antenne émettrice lors de l'enregistrement.

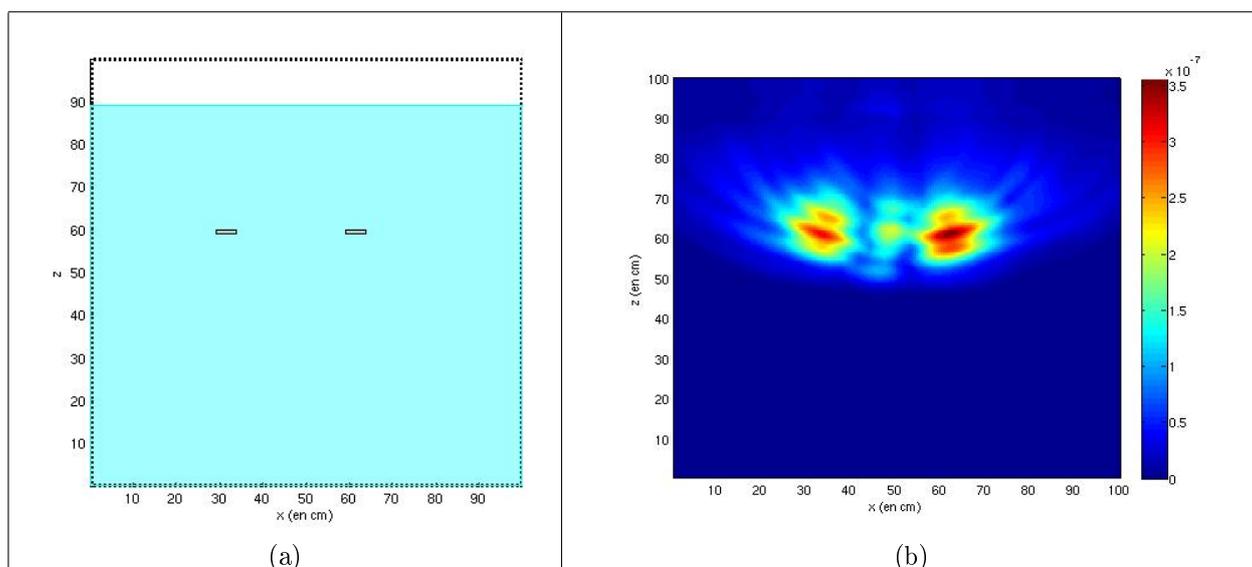


FIGURE 3.18 – scène comportant 2 plaques (a) et résultat obtenu après produit de convolution (b)

Comme le montre la figure (fig.3.18(b)), la position des 2 plaques est retrouvée. Le niveau du signal représentant la position de la plaque de droite est plus important que celui représentant la plaque de gauche. Ceci est dû au fait que l'antenne émettrice ne se trouve pas exactement sur la médiatrice du segment reliant les 2 objets. Elle est légèrement décalée sur la droite. Le temps de parcours entre l'antenne et la plaque de droite est donc plus court que le trajet entre l'antenne et la 2nd plaque (à gauche). Cette légère différence d'amplitude du signal entre les deux objets peut être supprimée en effectuant plusieurs mesures avec des positions différentes du réseau.

Ce résultat a été obtenu avec un seule mesure contrairement à un B-scan qui nécessite le déplacement du radar à la surface du sol. L'interférence entre les 2 objets (pic de signal entre les objets (fig.3.18(b))) peut être également supprimé en déplaçant l'antenne

émettrice pour effectuer d'autres enregistrements de l'onde diffractée comme dans le cas de l'obtention d'un B-scan.

3.3.8.3 Scène 3D (1 tuyau) : radar statique

Pour cette scène, l'enregistrement radar a été effectué à l'aide du logiciel tridimo. L'onde émise par l'antenne émettrice du réseau est donc une sino-gaussienne (fig.3.16). Pour cette simulation, l'enregistrement sera effectué en 3D. L'objet à détecter est un tuyau de section cylindrique de diamètre 6cm parfaitement conducteur. Le milieu représentant le sol est homogène sans perte et présente une permittivité relative $\varepsilon_r = 6$

Le volume de calcul mesure 1mx1mx1m. Le tuyau traverse entièrement le volume et est orienté suivant l'axe y.

L'antenne réseau utilisée est composée d'un émetteur entouré de chaque côté par 5 antennes réceptrices. Les antennes sont espacées de 6 cm les unes des autres.

Lors de la simulation, l'onde émise par l'émetteur se propage dans le milieu puis est réfléchiée par l'objet. Les différentes antennes réceptrices enregistrent l'intensité du signal reçu.

Ces différentes intensités sont ensuite utilisées lors du retournement temporel. Le produit de convolution ainsi que le retournement temporel sont effectués à l'aide de l'algorithme FDTD 2D.

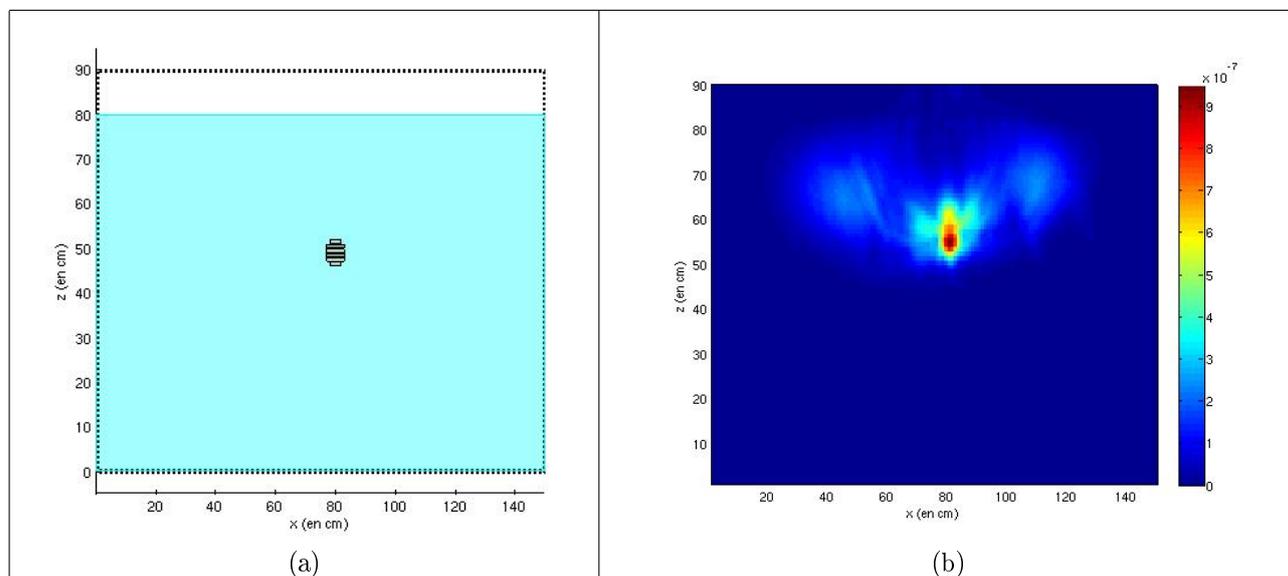


FIGURE 3.19 – scène comportant 1 tuyau (plan xz) (a) et résultat obtenu après produit de convolution (b)

Le position du tuyau est retrouvée avec une grande précision. Le signal représentant cette position est moins étalée du fait que l'onde utilisée par le logiciel TEMSI-FD est plus courte (1ns) que l'onde utilisée par l'algorithme 2D (2ns). Lors de la convolution, la sino-gaussienne de durée 1ns a été convoluée avec la gaussienne de durée 2ns. L'étalement de la tache a été réduit sans modifier la position de l'objet. La précision a donc été augmentée.

Il n'est pas nécessaire d'utiliser la même onde lors de la convolution que celle utilisée lors de l'enregistrement radar. Il suffit seulement que les 2 ondes possèdent exactement la même vitesse de propagation dans le milieu. Dans la pratique, cela signifie que la forme

de l'onde incidente utilisée pour le produit de convolution pourra être indépendante de l'onde utilisée par le radar.

3.3.8.4 Scène 3D (2 tuyaux) : radar statique

Cette scène est identique à celle présentée précédemment. Un second tuyau identique au premier a été ajouté. Il est situé 10 cm plus en profondeur que le premier. Ces 2 tuyaux sont espacés de 60 cm. Nous procédons comme précédemment. L'enregistrement s'effectue avec l'algorithme FDTD 3D du logiciel TRIDIMO. Le retournement temporel ainsi que la convolution s'effectuent en 2D.

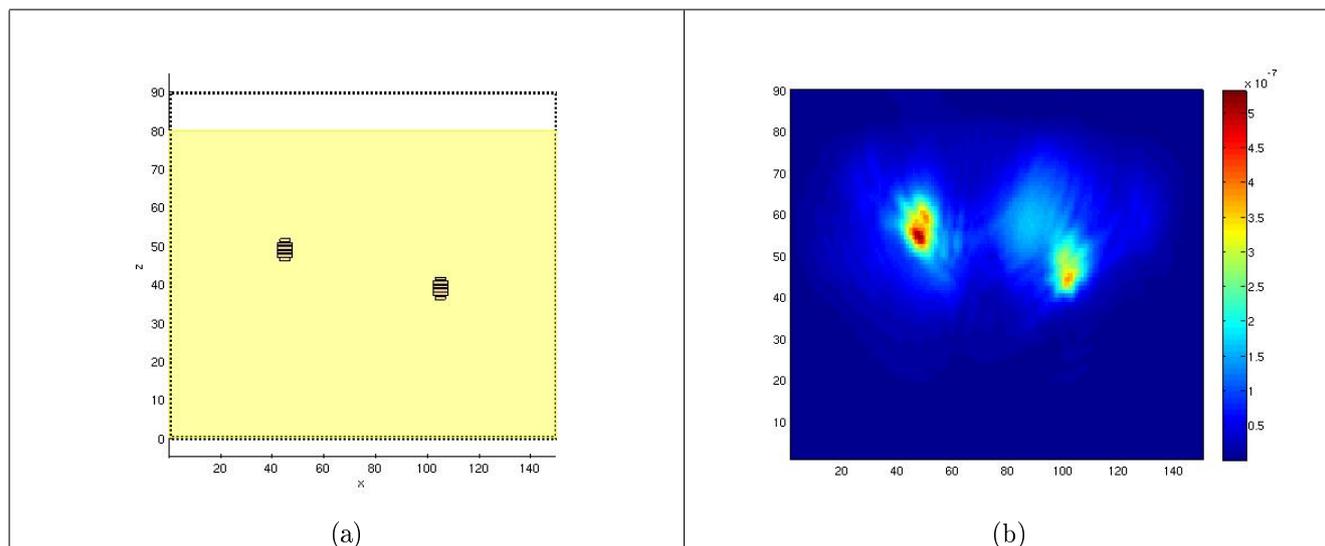


FIGURE 3.20 – scène comportant 2 tuyaux à différentes profondeurs (a) et résultat obtenu après produit de convolution (b)

Ces 2 objets sont correctement localisés. Cependant le signal du 2nd tuyau enterré plus profondément est plus faible que le premier. Ceci est dû au fait que le temps de parcours entre l'antenne et le premier tuyau est plus court que celui entre cette antenne et le 2nd tuyau. L'atténuation de l'onde est donc plus importante pour l'objet le plus profondément enfoui.

3.3.8.5 Scène 3D (2 tuyaux) : radar mobile

Afin d'améliorer la localisation, nous avons effectué plusieurs mesures. Nous procédons comme lors de la réalisation d'un B-scan. Une scène globale est décrite (fig.3.21(a)) puis est découpée en sous-volume de calcul représentant chacun le déplacement du radar à la surface du sol. La figure 3.20 (a) correspond à une de ces sous-scènes. Un enregistrement radar est donc réalisé pour chaque sous-volume de calcul. Cette simulation revient à déplacer le radar à la surface du sol comme dans le cas de mesures radars. Chaque enregistrement est décalé du précédent de 10cm selon l'axe des x.

Pour chaque enregistrement, le retournement temporel ainsi que le produit de convolution sont réalisés. Les résultats ainsi obtenus sont ensuite ajoutés afin d'obtenir la cartographie représentant la scène totale (fig.3.21(b)).

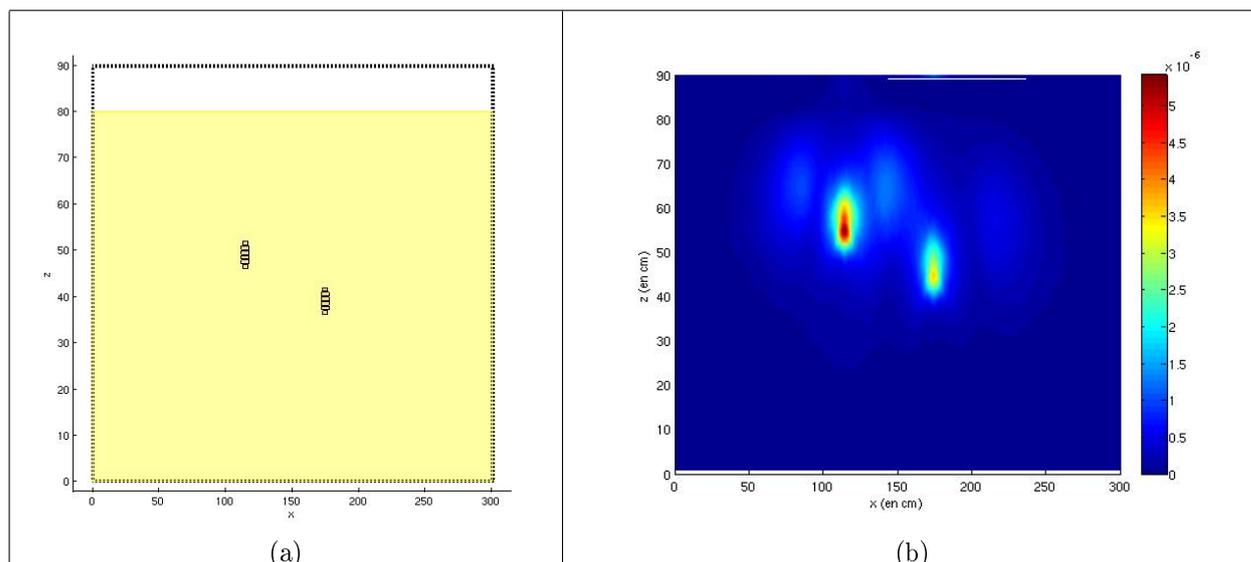


FIGURE 3.21 – scène globale comportant 2 tuyaux à différentes profondeurs (a) et résultat obtenu après sommation des différents produits de convolution (b)

Le résultat obtenu est donc plus précis. Le fait de réaliser ces différents enregistrements à la manière d'un B-scan est certes plus long (autant de retournements temporel et de produits de convolution que d'enregistrements) mais permet une meilleure localisation.

3.3.8.6 Scène 3D (2 tuyaux proches) : radar mobile

Nous avons voulu voir, lors de cette simulation, s'il était possible de distinguer 2 objets proches. Ces 2 tuyaux présentent un diamètre de 10 cm et sont espacés de 10 cm (bord à bord). Ils sont situés à la même profondeur.

Pour cette simulation, nous avons réalisé 16 enregistrements radar, c'est à dire qu'un enregistrement a été effectué en déplaçant l'antenne à la surface du sol tous les 10 cm. Pour chaque enregistrement, le retournement temporel ainsi que le produit de convolution ont été réalisés. Les différents résultats ont ensuite été sommés.

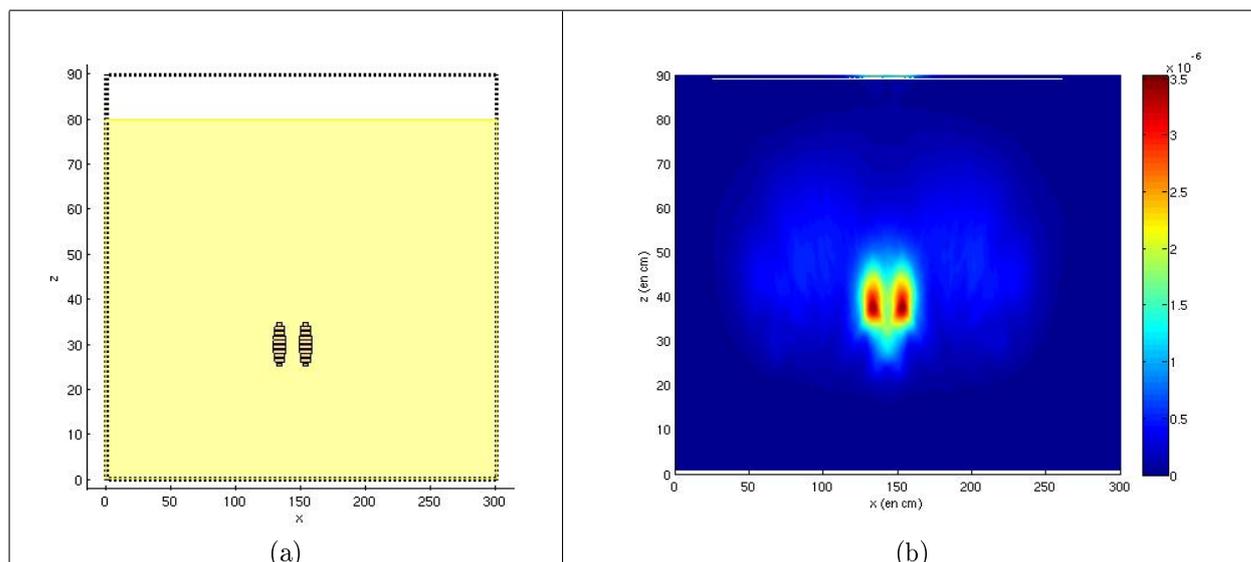


FIGURE 3.22 – scène comportant 2 tuyaux proches (a) et résultat obtenu après sommation des différents produits de convolution (b)

Le retournement temporel associé au produit de convolution a permis de retrouver la position distincte des 2 différents objets.

3.3.8.7 Scène 3D (2 tuyaux superposés) : radar mobile

Dans cet exemple, les 2 objets sont situés sur le même axe vertical. Dans le cas où une seule mesure serait effectuée avec l'antenne émettrice située juste à la verticale de ces objets, il serait alors impossible de voir le 2nd objet situé juste en dessous du 1^{er}. Comme dans l'exemple précédent, nous avons réalisé plusieurs mesures en déplaçant l'antenne à la surface du sol comme ce qui serait fait pour réaliser un B-scan.

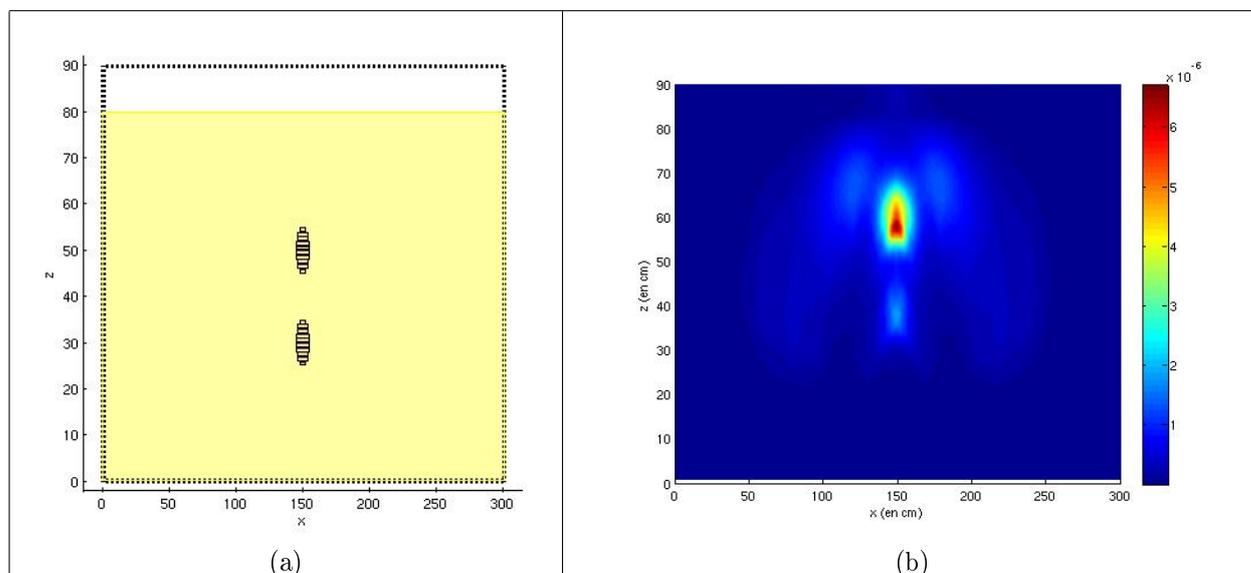


FIGURE 3.23 – scène comportant 2 tuyaux situés à la verticale l'un de l'autre (a) et résultat obtenu après sommation des différents produits de convolution (b)

Le fait d'effectuer plusieurs mesures avec l'antenne émettrice en plusieurs positions permet de distinguer la présence du 2nd objet. Il s'agit ici d'un cas extrême qui rend sa localisation difficile. Le tuyau le plus profondément enfoui n'était pas décelable sur un simple B-scan. Cependant cet objet a été détecté grâce à la méthode de retournement temporel, et l'apport de filtre ou de gain en fonction de la profondeur permettrait de le rendre encore plus visible.

3.3.8.8 Scène 3D (scène complète) : radar mobile

Une scène globale comportant une plaque et deux tuyaux (parfaitement conducteur) est maintenant modélisée. Cette scène est composée de 2 milieux de permittivités relatives différentes (fig.3.24(a)). Les enregistrements de l'onde réfléchie ont été réalisés avec le logiciel tridimo, pour 16 positions différentes de l'antenne émettrice.

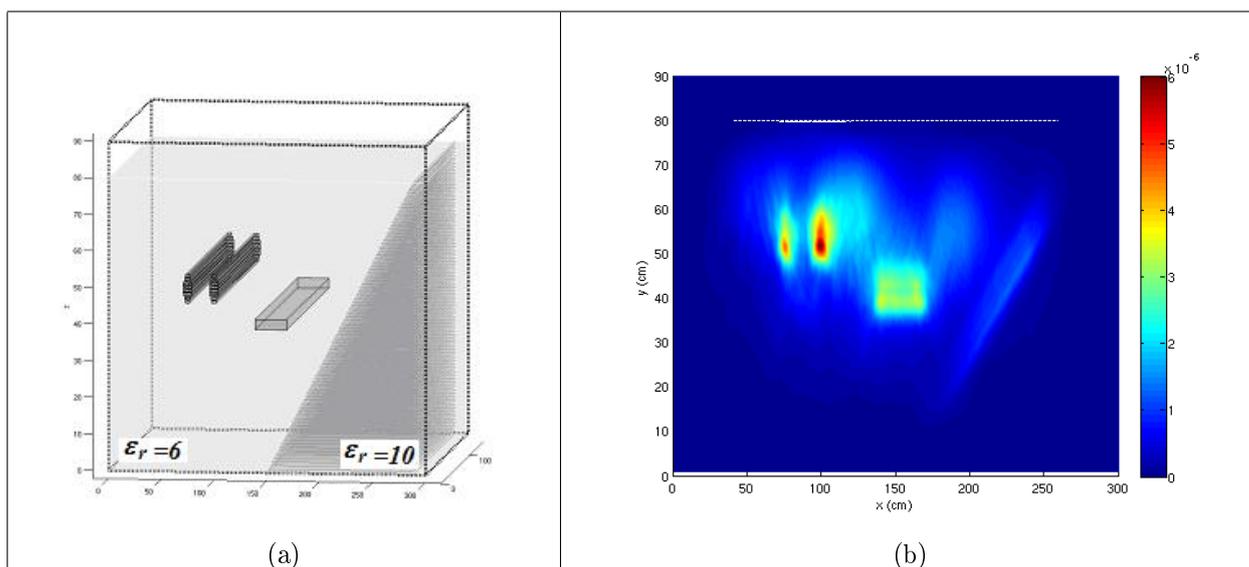


FIGURE 3.24 – scène complète composée d'une plaque oblique, d'un tuyau et d'un plan incliné dû à la séparation entre le milieu $\epsilon_r = 6$ (jaune) et un milieu $\epsilon_r = 10$ (vert) (a). Résultat obtenu après sommation des différents produits de convolution (b)

Le résultat obtenu après sommation des différentes simulations (retournement temporel et produit de convolution) permet de rendre compte de la nature de la zone sondée. Tous les objets sont correctement repositionnés ainsi que l'interface entre les 2 milieux. Le retournement temporel et le produit de convolution ont été effectués en 2D. Les résultats obtenus pourraient probablement encore être améliorés en réalisant ces 2 opérations en 3D et avec un réseau 2D d'antenne avec 2 polarisations.

3.4 Méthode de focalisation de phase

3.4.1 principe

Le but de cette méthode est de retrouver avec précision la position des différents objets contenus dans un milieu sondé. Les différents enregistrements des antennes de réception pour chaque position du radar seront le point de départ de l'algorithme.

La première étape de l'algorithme consiste à diviser la scène globale en mailles élémentaires. Ainsi chaque pixel du volume sera représenté par le point milieu de ce volume élémentaire. Pour chaque point, la distance parcourue par l'onde électromagnétique est calculée. Il s'agit de la distance entre l'émetteur et le point pris en compte ajoutée à la distance de ce point jusqu'au récepteur (Fig. 3.25). Cette distance d pour chaque point est ensuite convertie en temps t en tenant compte des caractéristiques du milieu :

$$t = \frac{d \cdot \sqrt{\varepsilon_r}}{c} \quad (3.27)$$

avec :

- c la vitesse de propagation d'une onde électromagnétique dans le vide
- ε_r la permittivité relative du milieu. Dans le cas d'un milieu fractal, cette valeur correspond à la valeur moyenne de la permittivité.

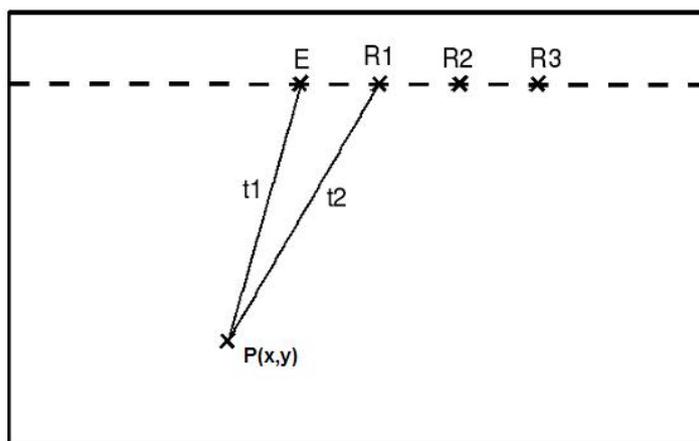


FIGURE 3.25 – Calcul du temps de parcours de l'onde ($t_{i,j} = t_1 + t_2$)

Ce calcul du temps de parcours de l'onde (Fig. 3.25) doit être réalisé pour chaque point de la scène simulée et pour chaque position de l'émetteur (noté d'indice i) et pour chaque antenne de réception (noté d'indice j). Il est possible de définir la fonction de corrélation entre la réponse temporelle et le champ incident pour chaque point (x,y) du volume de calcul :

$$C_{i,j}(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_{i,j}(t) \cdot E_j(t - t_{i,j}) dt \quad (3.28)$$

Si seul le front d'onde est pris en compte, et non l'amplitude du champ, le champ incident E peut être assimilé à un dirac. La formule suivante peut être vue comme la corrélation entre le signal enregistré et une onde sphérique au point P :

$$E_{result}(x, y, z) = \sum_{j=1}^N \sum_{i=1}^M R_{i,j}(t) \cdot \delta(t - t_{i,j}) \quad (3.29)$$

$$t_{i,j} = \frac{\overline{E_j P} + \overline{P R_i}}{c / \sqrt{\varepsilon_r}}$$

avec :

- M le nombre de simulation (nombre des différentes position de l'émetteur)
- N le nombre de récepteur
- $R_{i,j}$ signal reçu par le récepteur j quand l'émetteur est à la position i

Pour une position de l'émetteur i , la valeur correspondant au temps $t_{i,j}$ ($R_{i,j}(t_{i,j})$), enregistrée par le récepteur j est attribuée à ce point. Dans ce cas, les points auxquels cette valeur a été attribuée décrivent une courbe. Cette courbe est une ellipse (Fig. 3.26) dont les deux foyers sont l'émetteur et le récepteur pris en compte.

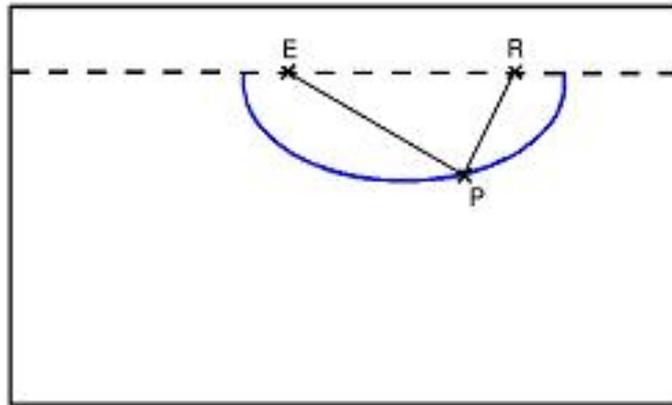


FIGURE 3.26 – Les différents point P auxquels la valeur $R_{i,j}(t_{i,j})$ a été attribuée décrivent une ellipse de foyer E et R

Pour une position donnée E_i et un récepteur R_j , on retrouve donc une infinité d'ellipses de foyers E_i et R_j , mais avec des pondérations différentes. De nouvelles ellipses sont ensuite tracées pour chaque récepteur et pour chaque nouvelle position de l'émetteur. Ceci est la représentation graphique de ce qui se passe lors du calcul du temps de parcours de l'onde; tous les points pour lesquels la distance de parcours de l'onde reste la même sont affectés de la même valeur. Tous ces points décrivent alors une ellipse. Les nouvelles valeurs attribuées pour chaque point sont ajoutées aux valeurs précédentes.

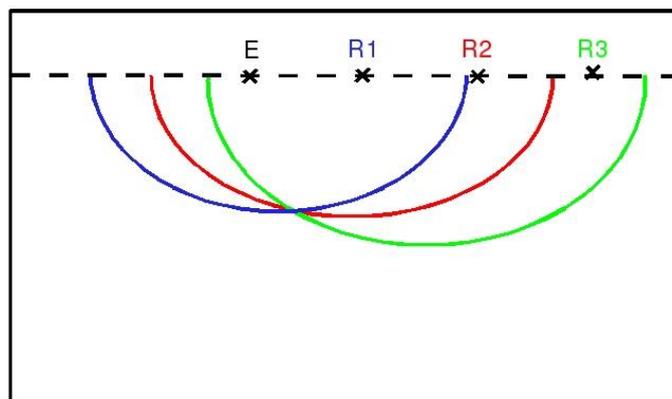


FIGURE 3.27 – Superposition des différentes ellipses

La superposition des ellipses permet de faire ressortir certains points qui correspondent aux discontinuités du milieu. Le résultat obtenu permet d'éliminer les différentes hyperboles caractéristiques des différents objets qui apparaissent sur les radargrammes.

3.4.2 Amélioration de la méthode

Dans le but d'améliorer encore les résultats obtenus avec cette méthode, une petite modification est ajoutée. D'après le diagramme de rayonnement de l'antenne (Fig. 2.30), le rayonnement en direction du sol perpendiculairement à la surface du sol est le plus important. En se basant sur ce principe, seuls les points contenus dans un cône en dessous du récepteur seront pris en compte (Fig. 3.28). L'angle d'ouverture de ce cône pourra être choisi en fonction du diagramme de rayonnement de l'antenne utilisée mais également en fonction de la structure du milieu sondé. D'un point de vue graphique l'ajout du cône d'ouverture se traduira par des tracés de tronçons d'ellipses au lieu de demi-ellipses.

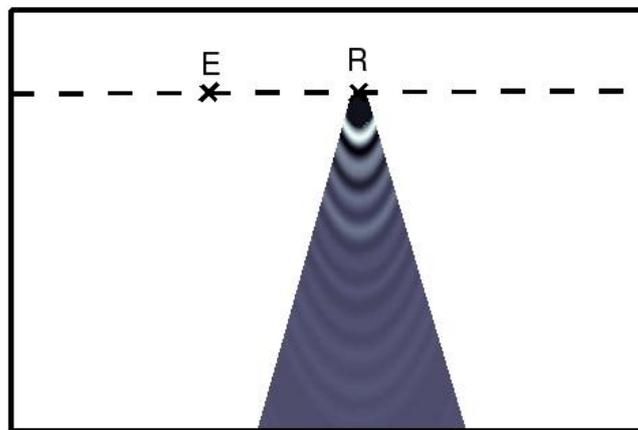


FIGURE 3.28 – Cône d'ouverture en dessous du récepteur

Dans chaque cas, l'angle d'ouverture qui sera donné pour chaque simulation correspond au demi-angle au sommet de ce cône. Un angle de 90° correspondra donc à l'ensemble des points contenu dans le milieu.

3.4.3 Application pour différentes scènes

La première configuration qui va être testée est une scène comportant 2 tuyaux. Le B-scan obtenu lors de la simulation de cette scène est donné figure 3.29 (a). A partir de cet enregistrement, la méthode de focalisation de phase va être utilisée avec un cône de 45° .

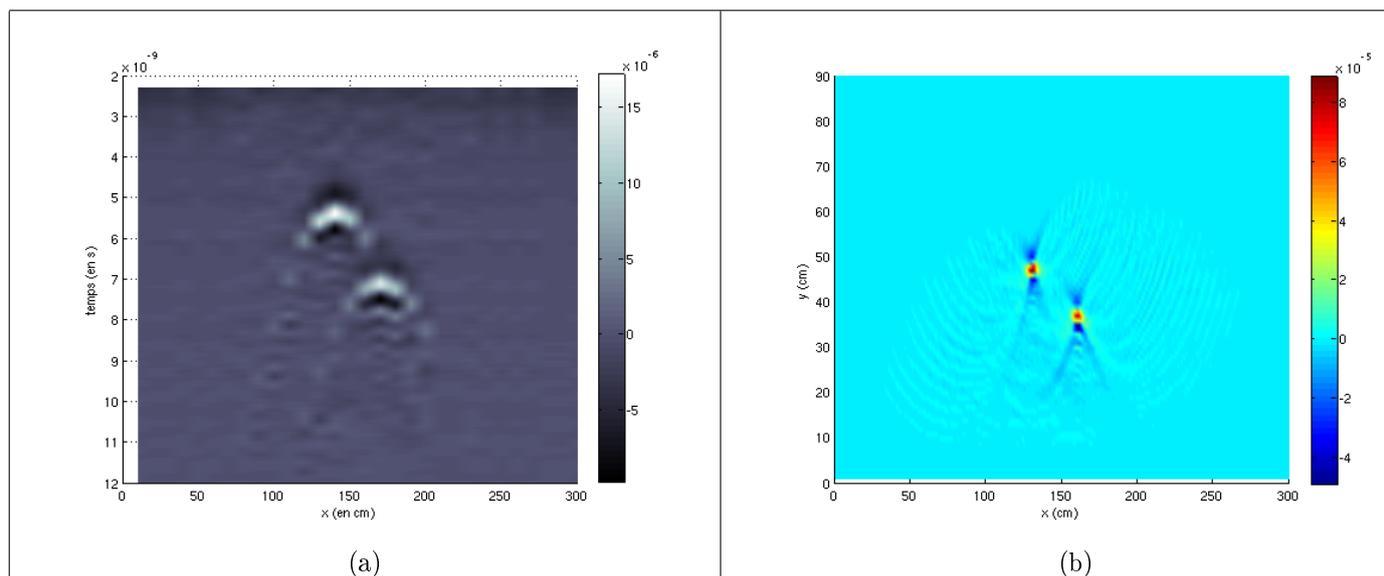


FIGURE 3.29 – B-scan d’une scène comportant 2 tuyaux (a) et résultat obtenu après application de la méthode de focalisation de phase (b)

Le résultat de l’application de cette méthode est donné figure 3.29 (b). Les deux positions des tuyaux sont retrouvées avec une grande précision. Les branches des hyperboles caractéristiques des objets sur les radargrammes ont été tronquées, ce qui permet une meilleure précision pour l’analyse de la composition de la scène.

Dans cette deuxième configuration, nous avons repris l’enregistrement de la scène comportant deux tuyaux alignés verticalement. La détection du tuyau enfoui le plus profondément est rendue très difficile par la présence du premier. Il est pratiquement impossible de voir la présence du second objet sur le B-scan. L’utilisation de la méthode de focalisation permet de faire ressortir le signal qui correspond au tuyau le plus profond.

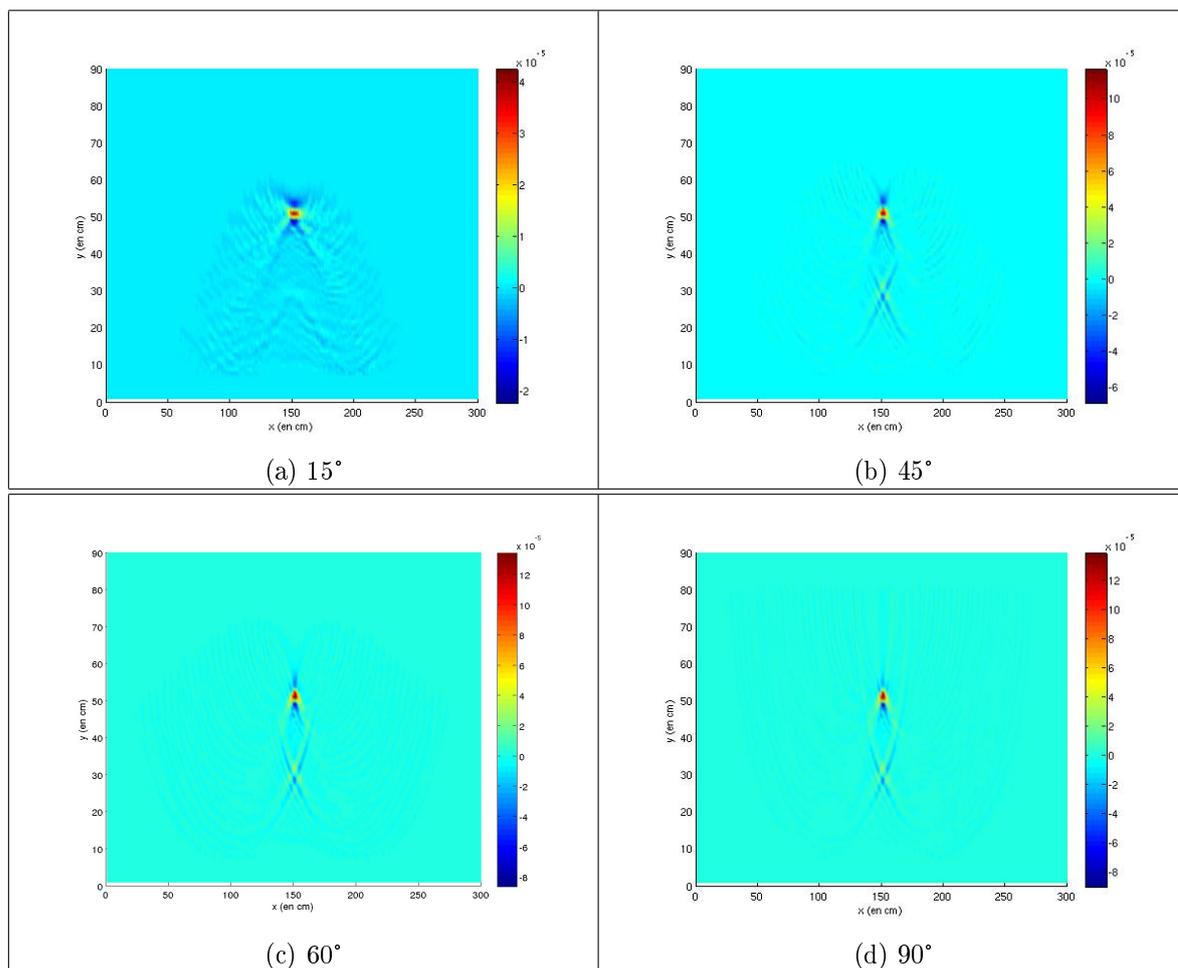
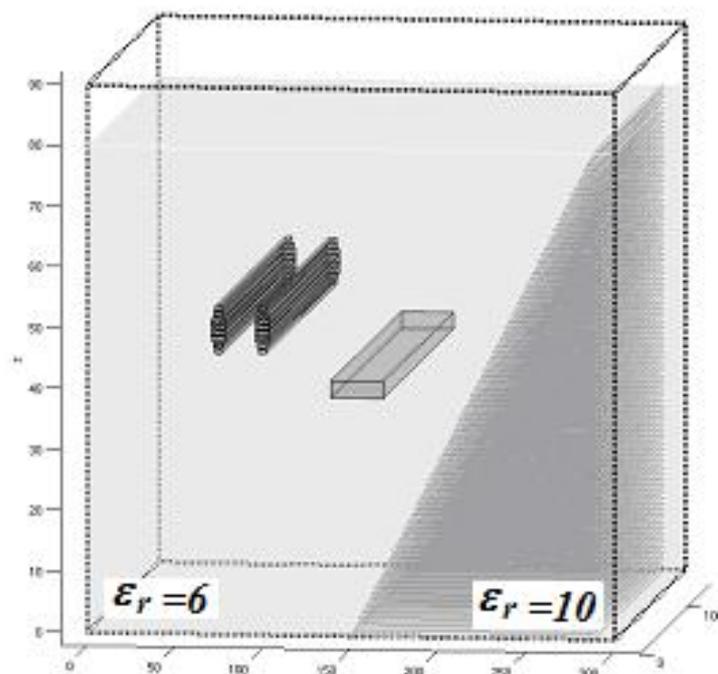


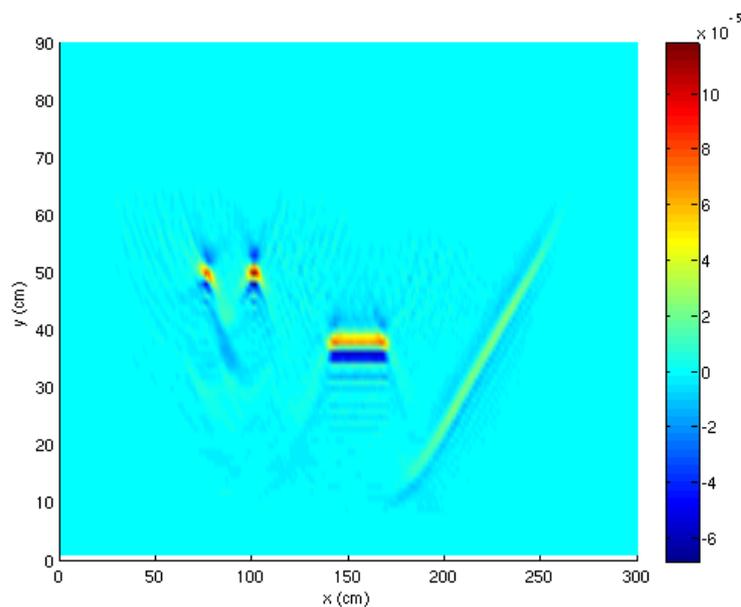
FIGURE 3.30 – résultant obtenu avec des cônes de demi-angles d’ouverture différents sous le récepteur pour une scène comportant 2 tuyaux superposés

L’influence du choix de l’angle d’ouverture du cône sous le récepteur est dans ce cas très importante. Il ne devra pas être choisi trop petit afin d’utiliser les echos provenant de la diffraction du second objet. Si cet angle est trop faible (angle de 15°), les informations ne seront pas suffisantes pour reconstruire l’image de cet objet. Il pourrait être intéressant de prendre en compte le diagramme de rayonnement de l’antenne.

Une scène plus complexe (Fig. 3.31(a)) comportant deux tuyaux parfaitement conducteurs, une plaque également conductrice et une interface entre deux milieux ($\epsilon_r = 6$ et $\epsilon_r = 10$) a maintenant été simulée. Les résultats obtenus après utilisation de la méthode de retournement temporel avec un cône de 45° sont donnés figure 3.31(b).



(a)



(b)

FIGURE 3.31 – Application de la méthode de focalisation de phase sur l'enregistrement provenant d'une scène comportant différents objets et une interface entre deux milieux

L'application de cette méthode a permis de retrouver la forme et la position des différents objets contenus dans cette scène. L'interface entre les deux milieux de permittivité différente est elle aussi retrouvée.

3.4.4 application de la méthode de focalisation de phase en 3D

La méthode de focalisation de phase va maintenant être utilisée en 3 dimensions. Dans ce cas, les points pris en compte pour un enregistrement donné seront contenus dans un cône 3D (Fig. 3.32) en dessous du récepteur.

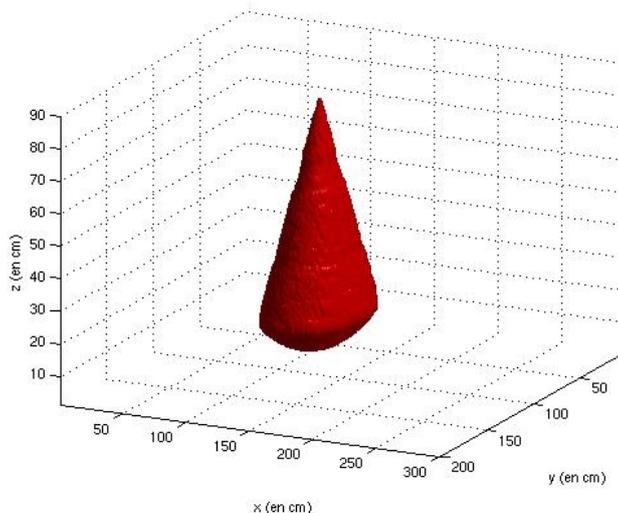


FIGURE 3.32 – Cône d'ouverture en 3D en dessous du récepteur

La première scène testée avec cette méthode 3D est composée de 2 tuyaux parfaitement conducteurs enterrés à 2 profondeurs différentes (30cm et 40 cm) dans un milieu hétérogène de permittivité relative moyenne $\varepsilon_r = 6$. L'enregistrement a été réalisé avec une configuration multicapteur composée de 1 émetteur et 10 récepteur (Fig. 2.47). Les résultats obtenus après l'application de la méthode de focalisation de phase 3D sont donnés pour des cônes d'ouverture de 15° et 45° .

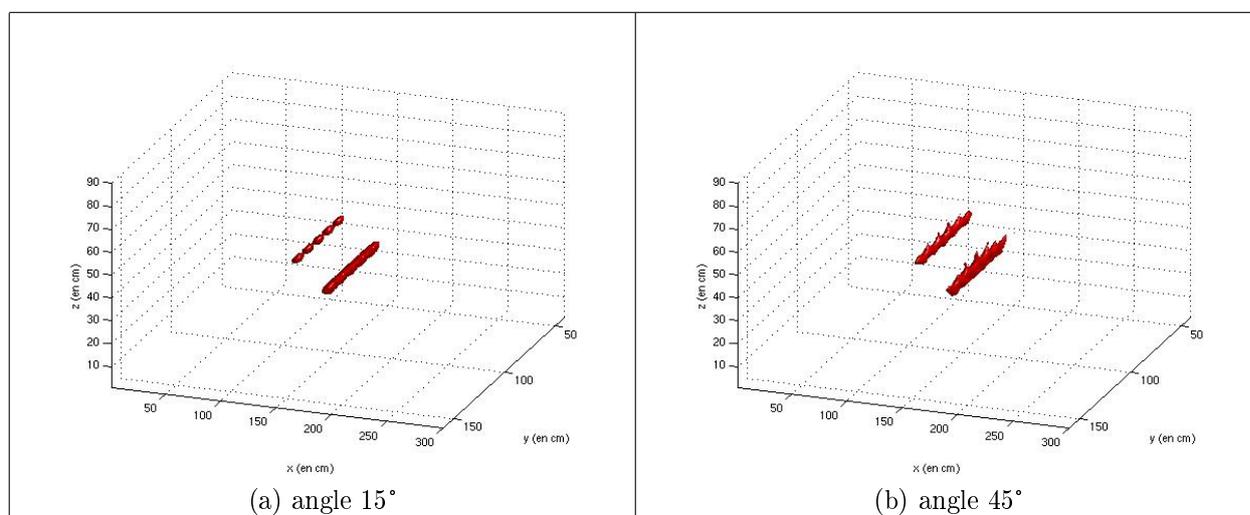


FIGURE 3.33 – application de la méthode de focalisation de phase en 3D pour une scène composée de 2 tuyaux avec un cône d'ouverture de 15° (a) et 45° (b)

La visualisation 3D obtenue permet de repositionner correctement dans le volume les 2 objets. Ces 2 représentations montrent l'importance du choix du cône d'ouverture. Si

celui-ci est trop petit, les informations recueillies lors de l'enregistrement sont insuffisantes et ne permettent pas de reconstruire l'image de l'objet correctement. Dans le cas, où le cône serait trop grand ou si l'on n'utilisait pas de cône d'ouverture, l'image des objets ne pourrait pas être reconstruite correctement. C'est ce que l'on peut voir, sur le résultat obtenu après simulation de la scène de la figure 3.31(a) avec un cône d'ouverture de 90° (équivalent au cas où aucun cône ne serait utilisé) (Fig.3.34(a)). En revanche, avec un angle de 30° (Fig.3.34(b)), la composition de la scène est parfaitement retrouvée.

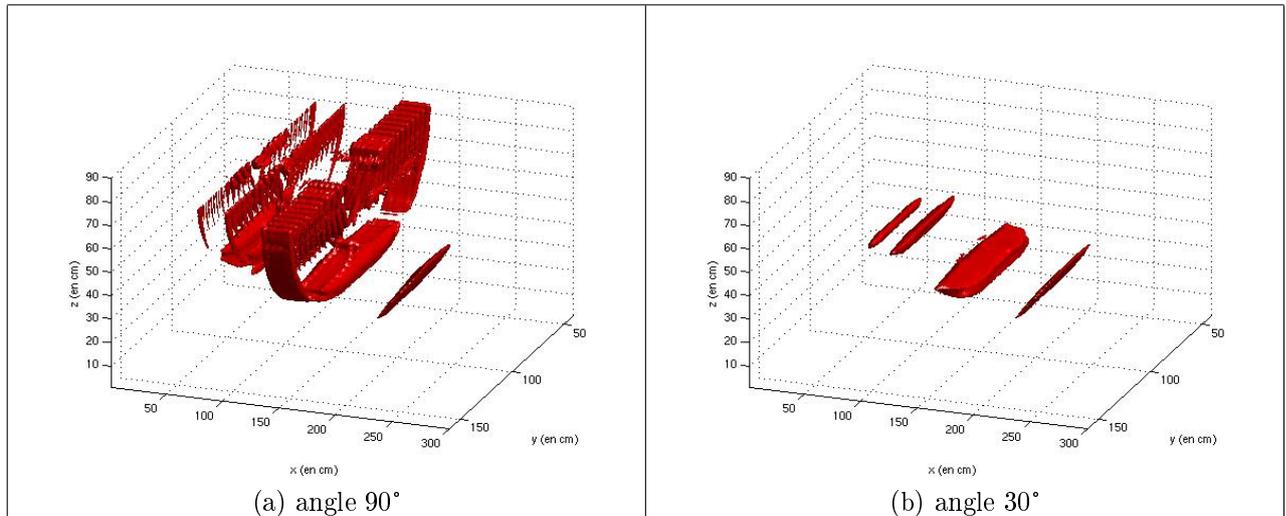


FIGURE 3.34 – application de la méthode de focalisation de phase en 3D pour une scène comportant différents objets avec un cône d'ouverture de 90° (a) et 30° (b)

3.4.5 application aux mesures effectuées sur le site LCPC

En octobre 2003, l'équipe OSA du laboratoire Xlim a réalisé une campagne de mesure [81] avec le radar Ramac sur le site test du Laboratoire Central des Ponts et Chaussées (LCPC) de Nantes [82]. Ce site test se veut un outil scientifique de référence, ses caractéristiques se doivent d'être aussi bien connues et constantes que possible pour permettre la comparaison des méthodes et des procédés. Il répond à plusieurs objectifs :

- Faciliter le développement de nouvelles méthodes en offrant un site expérimental aux caractéristiques géométriques et géologiques connues pour aider à la modélisation et valider les méthodes de mise au point
- Comparer les méthodes ou les procédés entre eux sur un site unique de référence
- Etalonner des procédés par rapport à une référence pouvant être considérée comme absolue

Pour être désigné et considéré comme un site modèle et de référence, ce lieu d'expérimentation doit être constitué de matériaux bien définis et non de mélanges. Ce site est assimilable à une fosse de 30 mètres sur 20 mètres au niveau de la surface (Fig. 3.35). Cette fosse est remplie de matériaux contrôlés dans lesquels sont noyés différents types d'objets. Elle a une profondeur variable et linéaire (pente naturelle à 5%) de 3,50 mètres à 4,90 mètres. Le fond mesure 5 mètres de large et les flancs ont une pente de 50%. Les matériaux de remplissage sont disposés en tranches transversales.

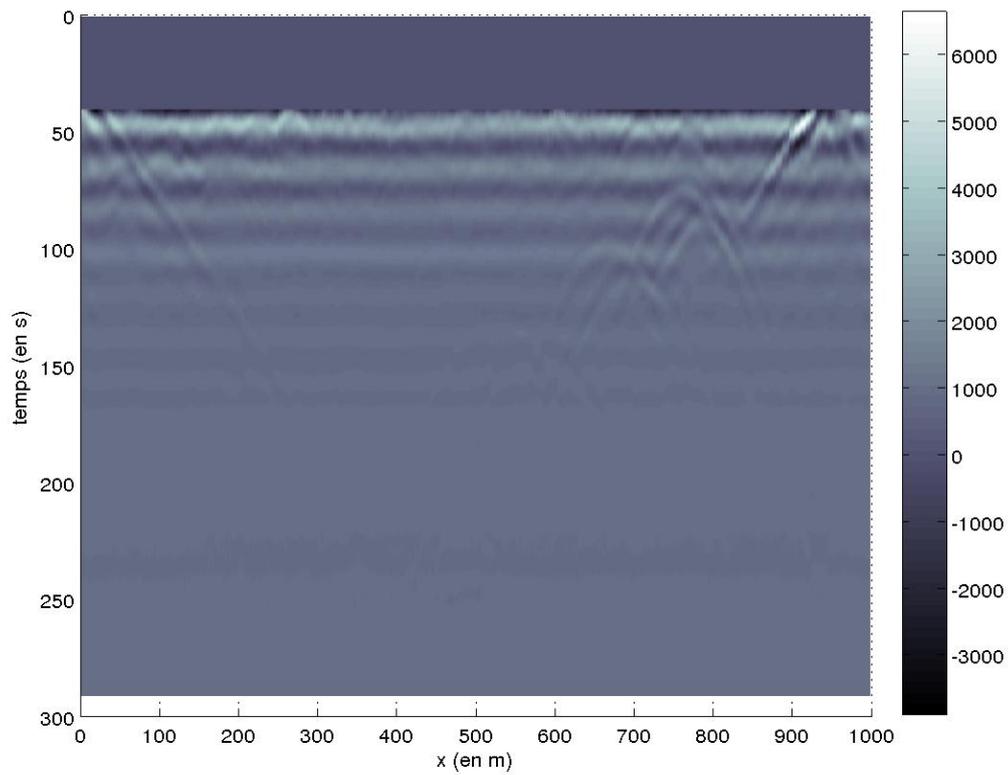


FIGURE 3.36 – B-scan de la tranche de sable calcaire obtenu à l'aide du radar Ramac (antenne de 800MHz)

Sur ce B-scan, les hyperboles traduisent la présence de plusieurs tuyaux. Il est possible de distinguer 3 nappes de tuyaux à différentes profondeurs. La méthode de focalisation de phase est donc appliquée à cet enregistrement.

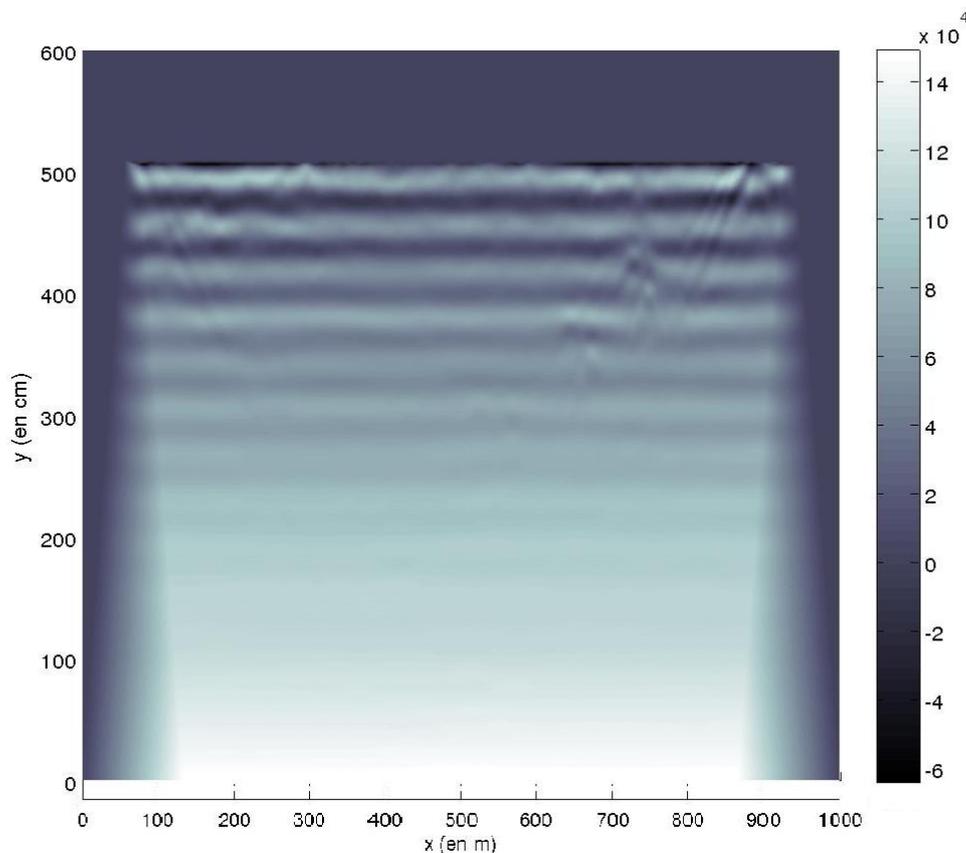


FIGURE 3.37 – résultat obtenu après application de la méthode de focalisation de phase (angle de 15°)

Les résultats obtenus ont permis de supprimer les branches des hyperboles. Il ne reste plus que le sommet de ces hyperboles qui correspondent à la position des différents tuyaux. Le cône utilisé dans cet application a un demi-angle d'ouverture de 15° .

Cette méthode a pu être testée avec un radar fonctionnant en bistatique. Les résultats obtenus pourraient être améliorés en utilisant cette méthode d'inversion à partir d'enregistrements provenant d'un radar multiscapteur.

3.5 Conclusion

Au cours de ce chapitre, le principe des méthodes inverses a été abordé. Nous nous sommes intéressé plus précisément à deux méthodes adaptées à la localisation d'objets enfouis. Ces méthodes découlent toutes les deux de la théorie du filtre adapté.

La première méthode réalise le retournement temporel des ondes électromagnétiques. Le produit de convolution entre le signal retourné et le signal incident permet de remonter aux sources qui ont donné naissance aux différentes ondes enregistrées par le radar, c'est à dire la position des différents objets contenus dans le sol. Cette méthode qui donne de très bons résultats nécessite cependant un temps de calcul et un espace mémoire important.

La seconde méthode découle également du principe du filtre adapté. Dans ce cas, le

produit avec le signal incident est remplacé par le produit avec une fonction de Dirac. L'interprétation graphique de cette méthode, rend son implémentation très facile à mettre en place, et permet une grande précision pour la localisation des différents objets.

Conclusion

Ces travaux de thèse constituent une contribution à l'étude des radars de type GPR multiscapteurs. Ils ont notamment montré l'apport d'une configuration multiscapteur par rapport à une configuration monostatique ou bistatique. Deux méthodes d'inversions utilisées dans le domaine temporel adaptées aux enregistrements multiscapteurs ont également été présentées.

L'étude de différentes configurations de radars multiscapteurs a été rendue possible grâce à une méthode rapide de modélisation. Cette méthode permet d'obtenir, avec un temps de calcul minimum, le B-scan ou le C-scan d'une scène comportant différents objets et remplie d'un milieu hétérogène. Ce milieu est basé sur la méthode "Diamond-Square 4D" (méthode fractale), il permet de se rapprocher le plus possible d'un cas réaliste.

La mesure du rapport signal à bruit a permis de quantifier l'apport d'une configuration multiscapteur. Les enregistrements provenant de la configuration qui nous a permis d'obtenir la meilleure dynamique ont ensuite été utilisés avec deux méthodes d'inversion adaptées à la localisation d'objets.

Ces deux méthodes sont toutes les deux issues de la théorie du filtre adapté mais leur mode d'application est très différent. La première méthode consiste à retourner dans le temps l'onde enregistrée par le radar afin de remonter jusqu'à sa source (position des différents points diffractants) puis d'effectuer le produit de convolution avec le signal incident. Cette méthode basée sur le retournement temporel permet d'obtenir de très bons résultats pour la localisation d'objets enterrés. Cette méthode, nécessitant un espace mémoire important, a été uniquement testée en deux dimensions. Certaines solutions apportées dans ce rapport (effectuer le produit de convolution à chaque instant temporel afin d'éviter le stockage du signal incident et du signal retourné) permettent d'envisager de réaliser un algorithme en trois dimensions, ce qui améliorerait encore les résultats obtenus

La seconde méthode, "méthode de focalisation de phase", est beaucoup plus simple à mettre en oeuvre. Elle peut être expliquée facilement par une méthode graphique, et donne elle aussi d'excellents résultats pour la localisation d'objets. Les résultats obtenus avec ces deux méthodes ont permis d'améliorer la lisibilité d'un radargramme qui reste souvent difficile à interpréter. Lors de l'application de ces deux méthodes, l'ensemble des calculs ont été réalisés dans le domaine temporel, ce qui évite les différents passages dans le domaine fréquentiel.

Certaines améliorations pourront certainement être apportées par l'emploi de réseaux d'antenne en 2D facilitant ainsi l'enregistrement des différentes polarisations des ondes.

L'emploi d'un tel réseau nécessitera l'élaboration d'un algorithme de retournement temporel en 3D afin de pouvoir correctement appliquée cette méthode d'inversion.

Bibliographie

- [1] S. Tillard, "*Evaluation des performances de la technique radar en prospection géophysique*", Thèse de l'université Louis Pasteur Strasbourg I, 1991.
- [2] J.L. Davis, A.R. Annan, "*Ground Penetrating Radar for high-resolution mapping of rock stratigraphy*", *Geophysical Prospecting*, 37 :531-551, 1989
- [3] J.C. Maxwell, "*A treatise on electricity and magnetism*", 2^{ème} édition, Edition Oxford, 1881
- [4] K.W. Wagner, "*Explanation of the dielectric fatigue phenomenon on the basis of Maxwell's concept*", *Arkiv für Electrotechnik*, Edition Shering H. Berlin, 1914
- [5] P. Debye, "*Polar molecules*", Edition New York : The chemical catalog, 1929
- [6] K.S. Cole, R.H. Cole, "*Dispersion and absorption in dielectrics, Alternating current characteristics*", *Journal of Chemical Physics*, Vol. 9, pp. 341-351, 1941
- [7] R.L. Robert, J.J. Daniels, "*Analysis of GPR Polarization Phenomena*", *Proceeding, Journal of Environmental and Engineering Geophysics*, 1996, 1 :139-157
- [8] W.A. ensink, J. Hofman, J.K. Van Deen, "*Measured reflection strengths of underwater pipes irradiated by a pulsed horizontal dipole in air : Comparison with continuous plane-wave scattering theory*", *Geophysical Prospecting*, 1991, 39 :543-566
- [9] D.J. Daniels, "*Surface Penetrating Radar*", IEE, 1996
- [10] J.L. Davis, A.R. Annan, "*Ground Penetrating Radar for high-resolution mapping of rock stratigraphy*", *Geophysical Prospecting*, 37 :531-551, 1989
- [11] D. Noon, G. Stickley and D. Longstaff, "*A frequency-independant characterisation of GPR penetration and resolution performance*", *Journal of Applied Geophysics*, pp. 127-137, 1998
- [12] A. Schukin, I. Kaploun, A. Yarovoy, L. Lighthart, "*Evolution of GPR antennas, pulse generators and sample recorders*", ESA AP, Davos, 2000
- [13] S. Koppenjan, M. Glassow, L. Conyers, D. Goodman, B. Silva, "*GPR Investigation of Chumash Indians Sites on Santa Cruz Island*", 12th International conference on GPR, Birmingham, 2008
- [14] A.D. Olver, L.G. Cuthbert, "*FMCW radar for hidden object detection*", *IEE Proceeding*, VOL.135, N°4, août 1988, p354-361.
- [15] M. Carpentier, "*Radars : Bases modernes*", Masson 1981
- [16] D.A. Noon, "*Stepped-frequency radar design and signal processing enhances ground penetrating radar performance*", université du Queensland, Australie, 1996
- [17] S. Koppenjan, M. Bashforth, "*The department of energy's ground penetrating radar (GPR), an FM-CW system*", *SPIE Proceedings*, Vol. 1942, avril 1993, p. 44-55

- [18] N. Verneuil, "*Conception et réalisation d'un radar subsurface à sauts de fréquence*", Thèse de l'université de Rennes I, 2000
- [19] K. Iizuka, A.P. Freundhorfer and al., "*Step frequency radar*", Journal of Applied Physics, Vol. 59, N°6, novembre 1984, p 2572-2582
- [20] N. Verneuil, A. Bourdillon, "*Design of ultra wide band antennas for the detection of buried objects*", proc. of the 23rd annual Antenna Applications Symposium, Monticello, Illinois, USA, septembre 1999.
- [21] Y.I. Lukashenko, A.I. Maslov and al., "*Subsurface sounding in the UHF band of lenses of ground water and continental glaciers*", Telecomm. & Radio Eng., Vol. 34, N°4, avril 1979, p. 94-95.
- [22] E.K. Walton, "*Ground penetrating radar using ultra-wideband noise*", proc. of the second Gov. Workshop on GPR : Technologies and applications, Columbus, Ohio, USA, octobre 1993, p. 121-131
- [23] D.J. Daniels, "*Low cost, hand-held, microwave radiometer for surface land mines*", proc. of the second international conference on the detection of abandoned land mines, Edimburg, UK, octobre 1998, p. 222-225
- [24] N. Osumi, K. Ueno, "*Microwave holographic imaging of underground objects*", IEEE transaction on Antennas and Propagation, Vol. 33, N°2, février 1985, p. 152-159
- [25] Société Abem France, www.abem-france.com
- [26] K.S. Yee, "*numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media*", IEEE Trans. on Antennas and Propagation, Vol. 14, 302-307, 1966
- [27] A. Taflove, "*The Finite Difference Time Domain Method*", Artech House, Inc, 1995
- [28] C. Guiffaut, "*Contribution à la méthode FDTD pour l'étude d'antennes et de la diffraction d'objets enfouis*", thèse de l'université de Rennes I, 2000
- [29] R. Holland, J. Williams, "*Total-field versus scattered-field finite difference*", IEEE Trans. Nuclear Sciences, vol. 30, p 4583-4587, 1993
- [30] J.P. Berenger, "*A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves*", Journal of Computational Physics, Vol. 114, p185-200, 1994
- [31] J. Alan Roden, S.D. Gedney, "*Convolution PML (CPML) :an efficient FDTD implementation of the CFS-PML for arbitrary media*", Microwave Opt Technol Lett, Vol 27, pp. 334-339, december 2000
- [32] M. Kuzuoglu, R. Mittra, "*Frequency dependence of the constitutive parameters of causal perfectly matched anisotropic absorbers*", IEEE Microwave Guide Wave Lett 6, pp. 447-449, 1996.
- [33] S. Besse, "*Etude théorique de radars géologiques : analyses de sols, d'antennes et interprétations des signaux*", thèse de l'université de Limoges, septembre 2004
- [34] B.B. Mandelbrot, "*Fractal Geometry of Nature*", 1982
- [35] B.B. Mandelbrot, "*Les objets fractals*", 1984
- [36] J-F. Gouyet, "*Physique et structures fractales*", ISBN : 2-225-82777-X, 1992
- [37] B. Sapoval, "*Universalités et fractales*", ISBN : 2-08-211207-1, 1997
- [38] G.S.P. Miller, "*The definition and rendering of terrain maps*", Siggraph conference proceeding, vol.20, n°4, 1986

- [39] S. Besse, A. Reineix, “*Modélisation de surfaces rugueuse fractales et caractérisation*”, XIII^{ème} JNM, mai 2003
- [40] T. Scullion, C.L. Lau, T. Saarenketo, “*Performance specifications of Ground Penetrating Radar*”, Proceeding, 6th International Conference on Ground-Penetrating Radar, Septembre 1996, p341-346
- [41] D. Noon, G. Stickley, D. Longstaff, “*A frequency-independent characterisation of GPR penetration and resolution performance*”, Journal of Applied Geophysics, p 127-137, 1998
- [42] D. Noon, G. Stickley, D. Longstaff, “*A frequency-independent characterisation of GPR penetration and resolution performance*”, 7th International Conference on Ground Penetrating Radar, 27-28 May 1998, p 27-30
- [43] R. Plumb, D. Noon, G. Stickley and D. Longstaff, “*A waveform range performance diagram for Ground Penetrating Radar*”, Journal of applied Geophysics, p117-126, 1998
- [44] C. Balanis, “*Antenna Theory, Analysis and Design*”, John Wiley and Soons, 1982
- [45] Société Satimo, www.satimo.com
- [46] A.A. Lestari, A.G. Yarovoy and L.P. Ligthart, “*An efficient ultra wideband bow-tie antenna*”, Proc.of the 31th European Microwave Conference, London, Sept. 25-27, 2001
- [47] M. Hilbert, M.A. Tilston, K.G. Balmain, “*Resonance Phenomena of Log-Periodic Antennas : Characteristic Mode Analysis*”, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol.37, n°10, october 1989
- [48] C. Ulysse, A. Meraj, A. Gaugue, C. Letrou, A. Kreisler, “*Antenne planaire log-périodique très large bande (4-160 GHz)*”, OHD 2001
- [49] S.K. Gunnala, M. Lu, J.W. Bredow, S. Tjuatja, “*A Novel Wide-Band Slot Antenna for Ground Penetrating Radar*”, IEEE International AP-S Symposium, San Diego, July 5-12, 2008
- [50] J. Romeu, J. Soler, “*Generalised Sierpinski fractal multi-band Antenna*”, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 49, n°8, août 2001
- [51] X. Yang, J. Chiochetti, D. Papadopoulos, L. Susman, “*Fractal Antenna Elements and Arrays*”, Microwave & Wireless magazine, pp. 24-46, vol. 11, n°5, 1999
- [52] T.T. Wu, R.W.P. King, “*The Cylindrical Antenna with Nonreflecting Resistive Loading*”, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1965
- [53] J.J. Berthelie, A. Reineix, P. Paillou, “*The GPR experiment on Netlander*”, Planetary and space science, pp1161-1180, 2000
- [54] A. Herique, W. Koffman, “*Determination of the ice dielectric permittivity using the data of the test in antarctica of ground penetrating radar for Mars’98 Mission*”, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 35, 1997
- [55] M. Neyrat, C. Guiffaut, A. Reineix, “*C-scan Representation by FDTD Simulation in Realistic Environment : Application to the Analysis of Multisensor GPR Capacity*”, European Conference on Antennas and Propagation, Nice, France, 2006
- [56] D.J. Zillig, K. Perko, M.F. Burns, G. Welti, “*Feasibility of a phased array antenna for dual TDRSS/direct-to-ground Ka-band communications*”, Third Ka-band utilization conference, Sorrento, Italy, 1997

- [57] R.A. Marino, "A Novel Tapered Slot PCS Antenna Array and Model", Microwave Journal, 90-100, 1999
- [58] V. Utsi, "The developement and different modes of operation of multi-receiver ground penetrating radar system", Proceeding, 8th International Conference on GPR, May 23-26, 2000
- [59] E.D. Lynch, R.D. Brown, J. Maher, R.A. Schneible and M.C. Wicks, "Linear FM Radar for 3-D images of subsurface layers", Conference on Ground Penetrating Radar in Sediments : Applications and Interpretation, London, 2001
- [60] P. Lutz, "Acquisitions multi-modes en radar géologique de surface", Thèse de l'université de Pau et des pays de l'Adour, 2002
- [61] C.J. Leuschen, R.G. Plumb, "A matched-filter-based reverse-time migration algorithm for ground-penetrating radar data", IEEE Trans Geosci Remote Sens 39, 929-936, 2001
- [62] A. Taflove, "The Finite difference Time Domain Method", Artech House, Inc, 1995
- [63] M. Fink, "Le Retournement Temporel des Ondes Acoustiques", La Recherche, Vol.264, pp. 392-400, Apr 1994
- [64] N. Chakroun, M. Fink, F. Wu., "Time reversal processing in non destructive testing", IEEE Transactions Ultrasonics, Ferroelectric and Frequency Control, vol. 42, n° 6, novembre 1995, pp. 1087-1098.
- [65] M. Fink, C.Prada, D. Cassereau, E. Kerbrat, "Time Reversal Techniques in Non Destructive Testing", Europ. Congr. Acoust., 2002
- [66] M. Fink, "Acoustic time-reversal mirrors Imaging of complex media with acoustic and seismic waves", Topics in Applied Physics, Springer-Verlag, Berlin Vol.84, pp. 17-42, 2002
- [67] M. Fink, G. Montaldo, M. Tanter, "Time-reversal acoustics in biomedical engineering", Ann. Rev. Biomed. Eng., Vol.5, pp. 465-497, 2003
- [68] M. Fink, C. Prada, "Acoustics time-reversal mirrors", Invers. Probl., Vol. 17 (1), pp R1-R38, 2001
- [69] A. Herique, W. Kofman , "Determination of the ice dielectric permittivity using the data of the test in antarctica of the ground-penetrating radar for mars 98 mission", IEEE transactions on geoscience and remote sensing, vol.35, no. 5, pp. 1338-1349, september 1997
- [70] C.C. Chiu, Y-W. Kiang , "Electromagnétic inverse scattering of a conducting cylinder buried in a lossy half-space", IEEE transactions on antennas and propagation, vol 40 n°12, december 1992.
- [71] N. Bleistein, J.K. Cohen, J.W. Stockwell Jr, "Mathematics of multidimensional seismic imaging, migration, and inversion", ed. Springer, 2001
- [72] J.B. Keller, "Inverses problems", Amre. Math. Monthly, 73 :2-23, 1996
- [73] W.A. Schneider, "Integral formulation for migration in two and three dimensions", Geophysics, 49-76, 1978
- [74] J. Gazdag,"wave equation migration with the phase-shift method", Geophysics, 1342-1351, 1978
- [75] R.H. Stolt, "Migration by Fourier transform", Geophysics, 23-48, 1978

- [76] M. Neyrat, C. Guiffaut, R. Reineix, "*Reverse Time Migration Algorithm for Detection of Buried Objects in Time Domain*", IEEE International AP-S Symposium, San Diego, July 5-12, 2008
- [77] R.Holland, J.Williams, "*Total-field versus scattered-field finite-difference*", IEEE Trans. Nuclear Sciences, Vol. 30, p4583-4587, 1983
- [78] J.P. Berenger, "*A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves*", Journal of Computational Physics. Vol. 114, p185-200, 1994
- [79] J. Alan Roden, Stephen D. Gedney, "*Convolution PML (CPML) :an efficient FDTD implementation of the CFS-PML for arbitrary media*", Microwave Opt Technol Lett, Vol 27, pp. 334-339, december2000
- [80] M. Kuzuoglu, R. Mittra, "*Frequency dependence of the constitutive parameters of causal perfectly matched anisotropic absorbers*", IEEE Microwave Guide Wave Lett 6, pp. 447-449, 1996.
- [81] R. Perez, "*Contribution à l'analyse théorique et expérimentale de radargrammes GPR. Performances des antennes : apports d'une configuration multistatique*", Thèse de l'université de Limoges, octobre 2005
- [82] J-L. Chazelas, "*Création d'un site-test pour les méthodes géophysiques appliqués aux travaux sans tranchée*", rapport de présentation après réalisation, Laboratoire Central des Ponts et Chaussée, 1998

Liste des publications

M. NEYRAT, C. GUIFFAUT, A. REINEIX, “ *C-scan Representation by FDTD Simulation in Realistic Environment: Application to the Analysis of Multisensor GPR Capacity* ”, European Conference on Antennas and Propagation, Nice, France, 2006

M. NEYRAT, C. GUIFFAUT, A. REINEIX, “ *Reverse Time Migration Algorithm for Detection of Buried Objects in Time Domain* ”, IEEE International AP-S Symposium, San Diego, July 5-12, 2008

M. NEYRAT, C. GUIFFAUT, A. REINEIX, F. REYNAUD “ *Fast modeling using FDTD method and wave front inverse method for multisensor GPR simulations in the time domain* ”, Microwave and Optical Technology Letters, Volume 51, Issue 3, pp. 796-802, March 2009