

# UNIVERSITE DE LIMOGES

ECOLE DOCTORALE Science- Technologie –Santé

FACULTE des Sciences et Techniques

Année : 2005

Thèse N° 34-2005

## Thèse

pour obtenir le grade de

## DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES

Discipline : Electronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique

Spécialité : Télécommunications

Présentée et soutenue par

Rafaël PEREZ

le 10 octobre 2005

Contribution à l'analyse théorique et expérimentale  
de radargrammes GPR. Performances des antennes :  
apports d'une configuration multistatique

Thèse dirigée par Alain REINEIX

### JURY :

François REYNAUD *Professeur, Université de Limoges, IRCOM, Limoges* *Président*

Alain BOURDILLON *Professeur, Université de Rennes, IETR* *Rapporteur*

Valérie CIARLETTI *Maître de Conférences, Université de Paris Nord, CETP* *Rapporteur*

Alain REINEIX *Directeur de Recherche, Université de Limoges, IRCOM* *Examineur*

Christophe GUIFFAUT *Chargé de Recherche, Université de Limoges, IRCOM* *Examineur*

Xavier DEROBBER *Ingénieur, LCPC* *Examineur*



## ***Remerciements***

Ce travail de recherche s'est déroulé à la Faculté des Sciences et Techniques de Limoges au sein du laboratoire de l'IRCOM (Institut de Recherches en Communication Optique et Micro-onde).

Je remercie Monsieur Alain REINEIX, Directeur de Recherche au C.N.R.S et responsable de l'équipe Diffraction ElectroMagnétique (D.E.M.) qui m'a permis d'effectuer cette thèse dans de très bonnes conditions.

J'exprime ma reconnaissance à Monsieur Christophe GUIFFAUT pour l'attention toute particulière qu'il a porté sur mes travaux durant ces trois années et de l'encadrement dont il m'a fait bénéficié.

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

J'associe également à ces remerciements Madame Valérie CIARLETTI et Monsieur Alain BOURDILLON, respectivement Maître de Conférences au CETP de Paris (Centre d'étude des Environnements Terrestres et Planétaires) et Professeur à l'IETR de Rennes (Institut d'Electronique et de Télécommunications de Rennes).

J'exprime ma sincère reconnaissance à Monsieur Xavier DEROBERT qui nous a permis de réaliser une campagne de mesures sur le site du LCPC et qui me fait l'honneur d'être membre du Jury.

Une pensée toute particulière à Nadine AYMARD qui a fait preuve de gentillesse et de bonne humeur tout au long de ces trois années.

Je remercie également tous mes collègues de thèse pour leur bonne humeur : Tonio ( spécialiste des apéros sans fin, grand révisionniste du Code de la Route ), Hervé (notre modèle de vie), Dédel (strip-teaseur et ancien président de l'ADELCOM), Reno RAINS (le rebelle de l'IRCOM), Pipo ( un exemple à suivre), Nico ( dit « la nique »), la Fred (roi de la fibre...optique), Alan, Po, Laure, Rosine, Sylvain, Guérolée, JAP et ses cartes MAGIC, Crash et beaucoup d'autres...

Bien entendu, je remercie ma mère et mon beau-père sans qui je n'aurais pu arriver à ce niveau d'études sans leur soutien matériel et leurs encouragements pendant de longues années.

Certains d'entre vous qui liront ces pages de remerciements ne s'étonneront pas si j'adresse ma sincère reconnaissance à l'ensemble du personnel de l'ACROPOLIS qui ont su m'encourager à leur manière. Depuis presque 4 ans, c'est une joie de tous vous retrouver chaque week-end ou pour d'autres occasions. Et je ne pourrais terminer ces remerciements sans citer Nanou et Patrick qui dirigent cette entreprise depuis plus de 19 ans avec sérieux et professionnalisme. Merci pour toutes les soirées, pour votre amitié et fidélité et de votre encouragement pour mon travail de thèse. Je souhaite que ma réussite professionnelle s'inspire de la vôtre.

<b>Introduction.....</b>	<b>7</b>
<b>Chapitre 1 : Notions d'électromagnétisme.....</b>	<b>9</b>
1.1 <i>Propriétés du sol</i> .....	9
1.1.1    Matière et champ magnétique.....	9
1.1.2    Matière et champ électrique.....	11
1.1.2.1    Conductivité électrique.....	11
1.1.2.2    Permittivité électrique.....	11
1.1.2.3    Courant total et paramètres effectifs.....	14
1.2 <i>Propagation et diffusion</i> .....	16
1.3 <i>Modélisation des paramètres électromagnétiques</i> .....	19
1.3.1    Modèle de Debye et Cole-Cole.....	19
1.3.2    Modèle semi-disperse.....	20
1.4 <i>Modélisation électromagnétique par F.D.T.D</i> .....	21
1.4.1    Présentation de la méthode.....	21
1.4.2    Equations de Maxwell au sens des différences finies dans le domaine temporel.....	21
1.4.3    Contraintes numériques de la méthode.....	23
1.4.4    Convolution Perfectly Matched Layer (C.P.M.L.).....	24
1.4.4.1    Les couches absorbantes.....	24
1.4.4.2    Perfect Match Layer (P.M.L.).....	25
1.4.4.3    Convolution Perfect Match Layer (C.P.M.L.).....	25
1.5 <i>Ondes et interfaces</i> .....	27
1.5.1    Lois de Snell-Descartes.....	27
1.5.2    Dépolarisation de l'onde électromagnétique.....	30
1.5.2.1    Cas d'une interface plane.....	30
1.5.2.2    Interface avec un long cylindre circulaire.....	31
1.6 <i>Conclusion</i> .....	33
<b>Chapitre 2 : Principe et performances du radar GPR.....</b>	<b>35</b>
2.1 <i>Principe de la prospection GPR</i> .....	35
2.1.1    Principe.....	35
2.1.2    Utilisations GPR.....	37
2.2 <i>Méthodes de prospection</i> .....	39
2.2.1    Radar bistatique.....	39
2.2.2    Méthode « Common Measure Point » (C.M.P).....	39
2.2.3    Autres méthodes.....	40
2.3 <i>Techniques de modulation</i> .....	41
2.3.1    Méthode impulsionnelle.....	41
2.3.2    Vobulation linéaire de fréquence (FMCW).....	41
2.3.3    Radar à saut de fréquence.....	42
2.3 <i>Performance du radar GPR</i> .....	43
2.3.1    Bilan de liaison et dynamique du système.....	44
2.3.2    Profondeur d'investigation maximale du radar.....	46

2.3.3	Résolution en profondeur.....	46
2.4	<i>Antennes sur GPR</i> .....	47
2.4.1	Antennes papillons (« bow-tie antenna »).....	47
2.4.2	Antennes indépendantes de la fréquence.....	49
2.4.3	Antennes cornets.....	51
2.4.4	Autres antennes.....	52
2.5	<i>Radars commercialisés</i> .....	52
2.5.1	Radar GPR RAMAC.....	52
2.5.1.1	Antennes.....	52
2.5.1.2	Unités de contrôle.....	53
2.5.1.3	Unité de visualisation et logiciel GROUNDVISION.....	54
2.5.2	Radar pulseEKKO.....	55
2.5.2	SIR-3000.....	56
2.6	<i>Conclusion</i> .....	57

## **Chapitre 3 : Antennes .....59**

3.1	<i>Un peu de théorie</i> .....	59
3.1.1	Rappel : l'angle solide.....	59
3.1.2	Diagramme de rayonnement.....	60
3.1.3	Directivité.....	61
3.1.4	Gain et rendement.....	61
3.1.5	Impédance d'entrée de l'antenne.....	61
3.1.6	Efficacité.....	63
3.1.7	Largeur de bande.....	63
3.1.8	Largeur de bande d'adaptation.....	63
3.1.9	Polarisation d'une antenne.....	64
3.2	<i>Logiciel Tridimo</i> .....	64
3.3	<i>Antenne Wu-King</i> .....	66
3.3.1	Théorie.....	66
3.3.2	Etude paramétrique.....	68
3.3.2.1	Influence du nombre de résistances.....	68
3.3.2.1.1	Répartition du courant.....	68
3.3.2.1.2	Impédance d'entrée.....	69
3.3.2.2	Influence du rayon du fil.....	71
3.3.2.3	Allongement de l'antenne.....	71
3.3.2.4.1	Impédance d'entrée.....	76
3.4	<i>Antenne papillon (« Bow-tie antenna »)</i> .....	79
3.4.1	Etude paramétrique.....	79
3.4.1.1	Influence de l'espace entre pôle.....	79
3.4.1.2	Influence de la longueur L.....	80
3.4.1.3	Influence de l'angle $\theta$ .....	80
3.4.1.4	Influence de la présence d'un sol.....	81
3.5	<i>Conclusion</i> .....	84

<b>Chapitre 4 : Prospection et simulations</b> .....	<b>87</b>
4.1 Site du LCPC.....	87
4.1.1 Présentation du site .....	87
4.1.2 Radar GPR RAMAC.....	94
4.2 Résultats expérimentaux.....	95
4.2.1 Logiciel Reflexw.....	95
4.2.2 Mesures .....	96
4.2.2.1 Tranches de limons.....	96
4.2.2.2 Tranche de sable calcaire .....	98
4.2.2.3 Tranche de gravier gneiss 14/20.....	100
4.2.2.4 Tranche de gravier gneiss 0/20.....	101
4.2.2.5 Tranche multicouche .....	101
4.3 Simulations.....	102
4.3.1 Description des structures.....	103
4.3.1.1 Tranche de limons .....	103
4.3.2.2 Tranche de sable calcaire .....	104
4.3.2 Simulations.....	105
4.3.2.2 Antennes.....	107
4.3.2.2.1 Antenne 250 MHz .....	107
4.3.2.2.2 Antenne 500MHz.....	110
4.3.2.3 Résultats théoriques.....	112
4.3.2.3.1 Tranche de limons .....	112
4.3.2.3.2 Tranche de sable calcaire .....	115
4.4 Conclusion.....	116
<b>Chapitre 5 : Radar GPR multicapteur</b> .....	<b>117</b>
5.1 Bibliographie.....	117
5.2 Méthodologie des simulations.....	123
5.2.1 Définition des volumes de calcul .....	123
5.2.1.1 Plaques enfouies.....	123
5.2.1.2 Tuyaux enfouis.....	126
5.2.2 Antenne utilisée.....	127
5.2.2.1 Signal émis .....	127
5.2.2.2 Conception et Adaptation de l'antenne .....	129
5.2.3 Méthodes d'acquisitions des traces.....	133
5.2.3.1 Démarche .....	133
5.2.3.2 Contraintes du temps de calcul.....	134
5.2.4 Traitements et analyses des résultats.....	137
5.2.4.1 Principe de reconstitution des traces .....	137
5.2.4.2 Interprétation des résultats .....	140
5.2.4.2.1 Plaques enfouies.....	140
5.2.4.2.2 Nappes de tuyaux enfouies.....	143
5.2.4.2.3 Correction en amplitude.....	146
5.3 Migration.....	147
5.3.1 Un peu de théorie .....	147
5.3.1.1 Introduction .....	147

5.3.1.2	Quelques définitions .....	148
5.3.1.2.1	Offset.....	148
5.3.1.2.2	Explosion des réflecteurs .....	149
5.3.1.3	Migration FK.....	149
5.3.1.4	La migration de Kirchoff.....	150
5.3.2	Exploitation des résultats .....	152
5.4	<i>Conclusion</i> .....	156

**Conclusion .....**157

# Introduction

Le radar GPR ( Ground Penetrating Surface) fait son apparition au début du XX<sup>ième</sup> siècle. Loin des performances actuelles, le premier dispositif permettant de localiser des cibles enfouies est attribué aux allemands Leimbach et Löwy en 1910. Leur système reposait sur l'utilisation de dipôles enfouis verticalement et disposés en réseau. Hülsenbeck met en œuvre la première méthode impulsionnelle en 1926 et obtient les premières mesures des caractéristiques diélectriques d'un sol. Toujours d'actualité, la méthode impulsionnelle doit son développement aux progrès de l'électronique, à sa facilité de mise en œuvre et aux nombreuses applications du radar subsurface.

Le repérage de câbles, tuyaux ou citernes enfouis nécessite l'utilisation d'un radar GPR. Egalement, divers programmes scientifiques pour l'exploration martienne ont suscité la présence d'un radar GPR dans leur instrumentation, l'objectif étant la détection d'eau contenu dans le sol. L'équipe Diffraction ElectroMagnétique (D.E.M.) a largement contribué à l'étude du sous-sol martien. Les nombreuses fouilles archéologiques ont bénéficié de l'avantage incontestable de ce système non-destructif.

Plus récemment, le radar GPR se veut un outil à caractère humanitaire. De nombreux pays comme le Cambodge, la Yougoslavie ou l'Afghanistan sont touchés par le fléau des mines antipersonnel et antichar qui déciment près de 2000 victimes chaque mois dans le monde. Plusieurs systèmes de télédétection sont à l'étude en vue de faciliter la localisation des mines.

A ce jour, il existe plusieurs constructeurs commercialisant différents modèles de radar GPR et optimisés en fonction des applications. Ces optimisations peuvent s'opérer sur la maniabilité de l'appareil mais aussi sur ses accessoires (chariot de transport, logiciel de visualisation,...). Toutefois, les performances du radar GPR sont limités en fonction de plusieurs paramètres d'origines diverses.

L'étude proposée et présentée dans ce mémoire contribue à apporter une solution aux limitations des performances du radar GPR. Dans le premier chapitre, nous allons brièvement rappeler les propriétés électromagnétiques caractérisant un sol et présenter les mécanismes régissant le comportement d'un milieu soumis à l'action de champs électromagnétiques. Pour compléter ces bases d'électromagnétisme, nous présenterons la méthode des différences finies

dans le domaine temporel F.D.T.D. (Finite Difference Time Domain), méthode sur laquelle est basé le code de calcul scientifique du logiciel TRIDIMO que nous utiliserons pour les simulations.

Dans le deuxième chapitre, nous dresserons un état de l'art concernant les radars GPR. Nous verrons les différents processus d'acquisition des données lors de campagnes de mesures. Puis, un aperçu technique des différentes méthodes de modulation sera proposé et complété par une présentation des antennes les plus couramment utilisées dans le domaine GPR. Par ailleurs, une comparaison est réalisée entre quelques modèles de radars GPR commercialisés à destination du génie civil à l'heure actuelle.

Le troisième chapitre décrira les différents paramètres électromagnétiques d'une antenne (gain, diagramme de rayonnement...). Pour illustrer notre étude, nous procéderons à l'étude d'antennes très fréquemment utilisées. En effet, il est intéressant d'observer le comportement des paramètres caractéristiques des antennes. Nous essaierons d'étudier l'influence de la nature du sol ou bien de la géométrie de l'antenne sur la variation des caractéristiques d'un dipôle.

L'avant dernier chapitre de ce mémoire présentera la campagne de mesures effectuées sur le site test du Laboratoire Central des Ponts et Chaussées (L.C.P.C) de Nantes. Il sera présenté les différents profils géologiques obtenus sur le site, mais également les limitations d'un radar GPR en fonction de la fréquence centrale de travail ou bien en fonction de la nature du sol. Le logiciel développé par l'équipe DEM montrera qu'il est tout à fait faisable d'obtenir par simulation les radargrammes acquis expérimentalement sur le site test. Nous verrons que cela ouvre de nouvelles perspectives dans l'amélioration des performances des dispositifs GPR.

Ainsi, le cinquième et dernier chapitre se focalisera sur la possibilité d'accroître les caractéristiques techniques d'un radar GPR en multipliant le nombre de capteur. Cette étude théorique proposera différentes configurations d'acquisitions des données. Il sera également présenté une méthode de traitement des informations recueillies après simulation.

# Chapitre 1 : Notions d'électromagnétisme

L'objectif du radar subsurface est de proposer une cartographie du sous-sol ou du matériau sondé. Ce chapitre a pour but de rappeler brièvement la théorie de l'électromagnétisme permettant de comprendre les phénomènes mis en jeu. Dans un premier temps, nous définirons l'ensemble des paramètres caractérisant le comportement électromagnétique d'un milieu. Ensuite, nous aborderons les équations relatives à la propagation des ondes au sein du milieu. Nous présenterons également la méthode des différences finies dans le domaine temporel qui sera le support des études des chapitres suivants. En dernier lieu pour clore ce chapitre, nous étudierons le comportement d'une onde électromagnétique à l'interface séparant deux milieux de caractéristiques électromagnétiques différentes.

## 1.1 Propriétés du sol

Les propriétés électromagnétiques d'un sol permettent de décrire le comportement d'un sol sous l'influence d'un champ électromagnétiques.

### 1.1.1 Matière et champ magnétique

La perméabilité magnétique traduit la réaction du matériau soumis à l'action d'un champ magnétique  $\vec{B}$  présent. En l'absence de sources externes et dans le vide, la relation entre l'induction magnétique  $\vec{B}$  et le champ magnétique  $\vec{H}$  s'écrit :

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (1.1)$$

avec :  $\mu_0$  perméabilité magnétique du vide ( $4.\Pi.10^{-7}$  H/m)

$\vec{H}$  champ magnétique en A/m

Par similarité, dans un matériau isotrope, en absence de moments magnétiques permanents, la perméabilité magnétique  $\mu$  du matériau est définie de la manière suivante :

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (\mu = \mu_0 \mu_r) \quad (1.2)$$

La perméabilité correspond à l'énergie stockée ou perdue dans le milieu diélectrique suite aux phénomènes d'induction magnétique. La superposition des moments magnétiques orbitaux (dus à la rotation des électrons autour du noyau), et des spins (dus à la rotation des électrons sur eux-mêmes) caractérise le diamagnétisme si la résultante est nulle ou bien le paramagnétisme.

En tenant compte des moments magnétiques, la relation (1.2) peut se décomposer en une contribution interne et externe :

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \quad (1.3)$$

où  $\vec{M}$  représente l'aimantation (en H/m)

Par ailleurs, on suppose l'aimantation proportionnelle au champ magnétique appliqué :

$$\vec{M} = \chi_m \vec{H} \quad (1.4)$$

où  $\chi_m$  est la susceptibilité magnétique du matériau (nombre sans dimension)

On obtient alors une expression de la perméabilité magnétique du diélectrique qui est la suivante :

$$\mu = \mu_0 (1 + \chi_m) \quad (1.5)$$

Force est de constater que la grande majorité des matériaux géologiques rencontrés dans la pratique ne réagissent que très peu à une excitation magnétique. Par conséquent, la perméabilité relative  $\mu_r$  des milieux rencontrés sera fréquemment prise égale à 1. Toutefois, des minéraux comme la magnétite ou l'hématite possèdent une susceptibilité magnétique

$\chi_m$  non négligeable. Cependant, ils demeurent dans la nature en quantité très infime. En conclusion, la perméabilité magnétique d'un sol est la plupart du temps égale à  $\mu_0$ .

$$\mu = \mu_0 \quad (1.6)$$

## 1.1.2 Matière et champ électrique

En présence d'un champ électrique, un matériau est soumis à un déplacement de charges libres (courant de conduction) et à un mouvement de charges liées (courant de déplacement) dépendant respectivement de la conductivité électrique  $\sigma$  et de la permittivité diélectrique  $\epsilon$ .

### 1.1.2.1 Conductivité électrique

La densité de charges libres  $\vec{J}_c$  tient compte de la conductivité électrique selon la loi d'Ohm :

$$\vec{J}_c = \sigma \vec{E} \quad (1.7)$$

où :

$\vec{J}_c$  est la densité de charges libres (en A/m<sup>2</sup>)

$\sigma$  représente la conductivité électrique (en S/m)

$\vec{E}$  désigne le champ électrique (en V/m)

La conductivité peut se représenter comme une grandeur physique complexe :

$$\tilde{\sigma} = \sigma' + i\sigma'' \quad (1.8)$$

L'introduction d'une partie imaginaire montre que le matériau ne réagit pas instantanément à l'action d'un champ électrique. C'est le cas des roches géologiques contenant de l'eau ou bien la présence d'oxydes dans certains minéraux.

### 1.1.2.2 Permittivité électrique

La permittivité diélectrique traduit la capacité d'un milieu à se polariser sous l'influence d'un champ électrique. On distingue 4 types principaux de polarisation :

- la polarisation électronique : déformation du nuage électronique sous l'action d'un champ,

- la polarisation dipolaire ou d'orientation : les molécules dipolaires soumises à un champ voient l'axe de leur dipôle tenter de s'aligner avec le champ,
- la polarisation ionique : l'existence d'ions de polarisations opposées dans certains solides provoquent des accumulations distinctes sous l'action d'un champ,
- la polarisation interfaciale ou polarisation de charges : une accumulation d'ions au niveau des interfaces dans un matériau hétérogène soumis à l'action d'un champ électrique.

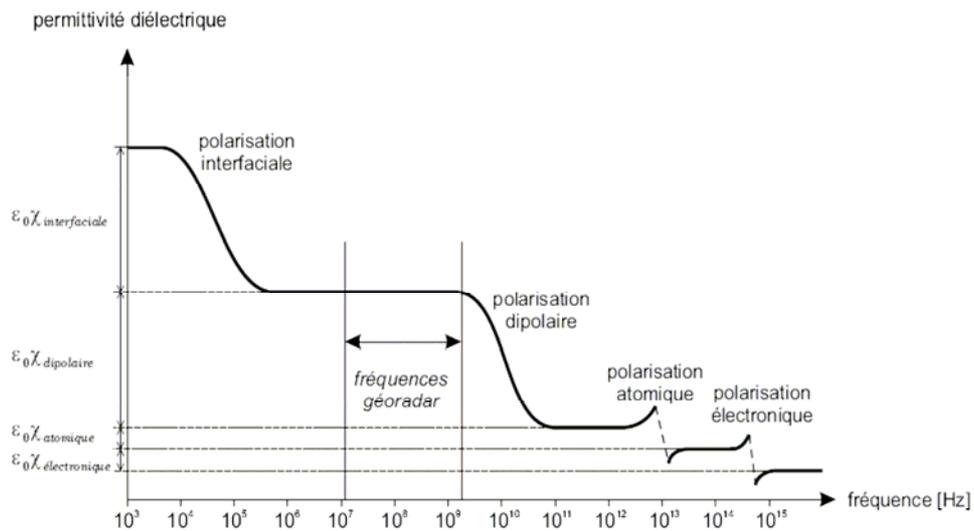


Figure 1.1 : Type de polarisation en fonction de la fréquence [1]

Pour les applications GPR (Figure 1.1), la polarisation dipolaire est dominante et se caractérise par la relation :

$$\text{div} \vec{P}_e = \rho_p \quad (1.9)$$

où :

$\vec{P}_e$  est la polarisation électrique ( $C/m^2$ )

$\rho_p$  représente la densité volumique de charges de polarisation (C/m<sup>3</sup>)

Soit  $\vec{D}$  l'induction électrique représentant l'addition des contributions internes et externes sous l'action d'un champ électrique :

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}_e \quad (1.10)$$

où :

$\vec{D}$  est l'induction électrique (C/m<sup>2</sup>)

$\epsilon$  représente la permittivité diélectrique du milieu (F/m)

$\epsilon_0$  désigne la permittivité diélectrique du vide ( $1/36 \pi 10^9$  F/m)

Dans le cas de diélectriques isotropes et linéaires, on définit la susceptibilité électrique  $\chi_e$  :

$$\vec{P}_e = \epsilon_0 \chi_e \vec{E} \quad (1.11)$$

où  $\chi_e$  est un nombre sans dimension.

On peut donc écrire :

$$\epsilon = \epsilon_0 (1 + \chi_e) \quad (1.12)$$

La relation (1.12) introduit la notion de permittivité relative  $\epsilon_r$  :

$$\epsilon_r = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} = 1 + \chi_e \quad (1.13)$$

Pour la plupart des milieux diélectriques rencontrés, cette constante diélectrique varie selon le taux d'humidité, la nature de la roche. Il s'agit d'un paramètre électromagnétique permettant de les différencier entre elles.

La loi de conservation des charges aboutit à la relation exprimant le courant de déplacement  $\vec{J}_d$  (en A/m) en fonction du champ électrique :

$$\vec{J}_d = \epsilon(t) \otimes \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (1.14)$$

Par analogie à la conductivité, la permittivité peut être considérée comme une grandeur complexe :

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon' - i\epsilon'' \quad (1.15)$$

La notation de la permittivité en grandeur complexe permet de rendre compte des pertes diélectriques engendrées au sein du milieu par les mécanismes de polarisation.

### 1.1.2.3 Courant total et paramètres effectifs

La densité de courant totale  $\vec{J}$  (en A/m<sup>2</sup>) est la somme des courants de conduction et des courants de déplacements :

$$\vec{J} = \vec{J}_c + \vec{J}_d = \sigma \vec{E} + \epsilon(t) \otimes \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (1.15)$$

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

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{E}(x, y, z) e^{i\omega t} \quad (1.16)$$

où  $\omega$  représente la pulsation (en rad/s)

En remplaçant l'expression de  $\vec{E}$  dans (1.15), on obtient :

$$\vec{J} = [(\sigma' + \omega\epsilon'') + i(\sigma'' + \omega\epsilon')] \vec{E}(\omega) \quad (1.17)$$

d'où :

$$\vec{J} = \left[ \left( \epsilon' + \frac{\sigma''}{\omega} \right) - i \left( \epsilon'' + \frac{\sigma'}{\omega} \right) \right] * i\omega \vec{E}(\omega) \quad (1.18)$$

On peut constater 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. Par

conséquent, ces équations ne permettent plus la distinction entre les courants de conduction et de déplacement. On définit alors une conductivité et une permittivité effectives :

$$\vec{J} = \sigma_e \vec{E} = (\sigma'_e + i\sigma''_e) \vec{E} \quad (1.19)$$

et

$$\vec{J} = \epsilon_e \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = (\epsilon'_e - i\epsilon''_e) * i\omega \epsilon_e \vec{E} \quad (1.20)$$

où :

$\sigma_e$  = conductivité effective,

$\sigma'_e$  = partie réelle de la conductivité effective,

$\sigma''_e$  = partie imaginaire de la conductivité effective,

$\epsilon_e$  = permittivité effective,

$\epsilon'_e$  = partie réelle de la permittivité effective,

$\epsilon''_e$  = partie imaginaire de la permittivité effective.

On définit alors  $\sigma_e$  et  $\epsilon_e$  telles que :

$$\sigma'_e = \sigma' + \omega \epsilon'' \quad (1.21)$$

$$\sigma''_e = \sigma'' + \omega \epsilon' \quad (1.22)$$

$$\epsilon'_e = \epsilon' + \frac{\sigma''}{\omega} \quad (1.23)$$

$$\epsilon''_e = \epsilon'' + \frac{\sigma'}{\omega} \quad (1.24)$$

Expérimentalement, il devient impossible de déterminer à une fréquence donnée, les contributions de  $\sigma'$  et de  $\epsilon''$  d'une part, et de  $\sigma''$  et  $\epsilon'$  d'autre part. On introduit également le facteur de qualité Q défini par :

$$Q = \omega_0 \frac{\text{Energie stockée sur un cycle}}{\text{Energie dissipée par cycle}} \quad (1.25)$$

Le facteur de qualité est aussi l'inverse de la tangente de l'angle de pertes  $\delta$  :

$$\tan \delta = \frac{\epsilon_e''}{\epsilon_e'} = \frac{1}{Q} \quad (1.26)$$

Lorsque cette valeur est nulle, le milieu ne présente pas de pertes d'énergie.

## 1.2 Propagation et diffusion

Les lois fondamentales régissant l'électromagnétisme permettent de comprendre les mécanismes de propagation dans le sol. Les équations de Maxwell sont :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.27)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad (1.28)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{J}_c + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (1.29)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.30)$$

En régime harmonique et en l'absence de sources, on montre que les équations d'ondes s'écrivent :

$$\text{Equations de Helmholtz} \begin{cases} \Delta \vec{E} + \gamma^2 \vec{E} = \vec{0} \\ \Delta \vec{H} + \gamma^2 \vec{H} = \vec{0} \end{cases} \quad (1.31)$$

$$(1.32)$$

où  $\gamma^2 = \omega^2 \mu (\epsilon - i \frac{\sigma}{\omega})$  représente le facteur de propagation (en rad/m<sup>2</sup>).

$$\text{Equation des ondes} \begin{cases} \Delta \vec{E} = \mu \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \\ \Delta \vec{H} = \mu \sigma \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} + \mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \end{cases} \quad (1.33)$$

$$(1.34)$$

Ces deux expressions montrent :

-un terme de diffusion  $\left( \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \right)$

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

Ces deux termes mettent en évidence respectivement les courants de conduction et de déplacement. Si :

-  $\sigma \gg \omega \epsilon$  : la transmission d'énergie s'opère principalement selon un mode de diffusion par courants de conduction,

-  $\sigma \ll \omega \epsilon$  : la transmission d'énergie s'effectue principalement selon un mode de propagation par courants de déplacement (cas du radar GPR).

Dans le cas d'une onde plane progressive à une dimension, se propageant selon l'axe Oz et polarisée suivant Ox, la résolution de l'équation 1.31 permet de donner l'expression du champ électrique suivante :

$$\vec{E}(x, y, z, t) = E_0 e^{-\gamma z} e^{i\omega t} \vec{e}_x \quad (1.35)$$

où :

$E_0$  = amplitude du champ électrique à  $t=0$  et en  $z=0$

$\vec{e}_x$  = vecteur unitaire dirigé selon l'axe Ox.

Le facteur de propagation peut se décomposer en une grandeur complexe :

$$\gamma = \alpha + i\beta \quad (1.36)$$

$\alpha$  désigne un terme d'atténuation tandis que  $\beta$  désigne un terme de phase.

$$\alpha = \omega \sqrt{\mu \epsilon'_e} \left[ \frac{1}{2} \left( \sqrt{1 + \left( \frac{\epsilon''_e}{\epsilon'_e} \right)^2} - 1 \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.37)$$

$$\beta = \omega \sqrt{\mu \epsilon'_e} \left[ \frac{1}{2} \left( \sqrt{1 + \left( \frac{\epsilon''_e}{\epsilon'_e} \right)^2} + 1 \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.38)$$

Le facteur de propagation est intimement lié à la vitesse  $V$  de phase (en m/s) des ondes électromagnétiques :

$$V = \frac{\omega}{\beta} \quad (1.39)$$

On peut donc écrire :

$$\vec{E}(x, y, z, t) = E_0 e^{-\alpha z} e^{i\omega\left(t - \frac{z}{v}\right)} \vec{e}_x \quad (1.40)$$

On introduit la notion de profondeur de pénétration  $P$ , désignée comme la distance de propagation théorique pour laquelle l'amplitude initiale du champ électrique est divisée par  $e$ . Cette profondeur est égale à  $\frac{1}{\alpha}$  et dépend à la fois de la fréquence de l'onde et du milieu propageant. Plus la fréquence est basse et plus la profondeur de pénétration augmente, ce qui amène à travailler en basse fréquence lorsque la conductivité est plus importante et si on souhaite une profondeur de prospection importante. Le tableau (1.1) donne l'exemple de quelques milieux diélectriques et leurs caractéristiques pour une fréquence de 100MHz.

MATERIAU	$\epsilon_r$	$\sigma$ (mS/m)	V (m/ns)	$\alpha$ (dB/m)	$f_t$ (MHz)
Air	1	0	0,30	0	0
Eau distillée	80	0,01	0,033	0,002	0,0023
Eau douce	80	0,5	0,0033	0,1	0,1125
Eau de mer	80	$3 \cdot 10^{-4}$	0,001	1000	6750
Sable sec	3-5	0,01	0,15	0,01	0,036-0,060
Sable saturé	20-30	0,1-1	0,06	0,03-0,3	0,06-0,90
Calcaire	4-8	0,5-2	0,12	0,4-1	1,125-9
Schistes	5-15	1-100	0,09	1-100	1,2-360
Limons	5-30	1-100	0,07	1-100	0,6-360
Argiles	5-40	2-1000	0,06	1-300	0,9-3600
Granite	4-6	0,01-1	0,13	0,01-1	0,03-4,5
Sel sec	5-6	0,01-1	0,13	0,01-1	0,03-3,6
Glace	3-4	0,01	0,16	0,01	0,045-0,06

Tableau 1.1-Ordre de grandeur des caractéristiques électriques de différents matériaux géologiques à une fréquence de 100MHz [2] ( $f_t$  est la fréquence de transition entre phénomène de conduction et phénomène de propagation)

### 1.3 Modélisation des paramètres électromagnétiques

#### 1.3.1 Modèle de Debye et Cole-Cole

La loi de Debye donne la permittivité d'un milieu de viscosité non nulle en fonction du temps de relaxation et des comportements limites aux hautes et basses fréquences. Ce modèle s'applique uniquement aux cas idéaux (eau pure). Toutefois, une modification des équations de Debye, appelée modèle de Cole-Cole, définit correctement la plupart des sols rencontrés :

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

$$\sigma'_e = \omega \epsilon''_e + \sigma_{DC} \quad (1.42)$$

où :

$\varepsilon'_e(\infty)$  = valeur de permittivité effective lorsque  $f \rightarrow \infty$

$\varepsilon'_e(0)$  = valeur de permittivité effective lorsque  $f \rightarrow 0$

$\tau$  = temps de relaxation

$\alpha$  = exposant empirique  $0 \leq \alpha \leq 1$

$\sigma_{DC}$  = conductivité du matériau lorsque  $f \rightarrow 0$ .

Le modèle de Cole-Cole est semi-empirique puisqu'on ajuste les valeurs à partir de courbes expérimentales. De plus, il correspond à une représentation macroscopique des phénomènes, et suppose que le sol est homogène.

### 1.3.2 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 est donné par l'équation de Hanai [2] :

$$\frac{\tilde{\varepsilon} - \tilde{\varepsilon}_d}{\tilde{\varepsilon}_m - \tilde{\varepsilon}_d} \sqrt{\frac{\tilde{\varepsilon}_m}{\tilde{\varepsilon}}} = 1 - \Phi \quad (1.43)$$

où :

$\tilde{\varepsilon}$  = permittivité apparente de l'ensemble

$\tilde{\varepsilon}_d$  = permittivité apparente des particules

$\tilde{\varepsilon}_m$  = permittivité apparente de la mixture

$\Phi$  = fraction de volume de particule dans la mixture

Cette modélisation est une approche microscopique du milieu étudié. Cependant, sa résolution demeure complexe et fait appel à des méthodes numériques.

## 1.4 Modélisation électromagnétique par F.D.T.D

### 1.4.1 Présentation de la méthode

La méthode des différences finies ou F.D.T.D (Finite Difference Time Domain) appliquée aux équations de Maxwell permet la modélisation grâce à une formulation exacte des phénomènes de propagation et d'interactions des ondes électromagnétiques au sein d'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 bien tronqué de l'espace, et ce pendant un temps déterminé, lui aussi échantillonné [38] [39]. 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. Les champs sont ainsi déterminés à chaque échantillon temporel en tout point de l'espace discrétisé.

### 1.4.2 Equations de Maxwell au sens des différences finies dans le domaine temporel

Considérons un milieu diélectrique continu, isotrope, linéaire et présentant des pertes. Dans un repère cartésien, les équations de Maxwell se présentent sous le système d'équations scalaires suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} - \rho' H_x \right) \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} - \rho' H_y \right) \\ \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} - \rho' H_z \right) \\ \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left( \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} - \sigma E_x \right) \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left( \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} - \sigma E_y \right) \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left( \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} - \sigma E_z \right) \end{array} \right. \quad (1.44)$$

où :

$\varepsilon$  = permittivité diélectrique (F/m),

$\sigma$  = conductivité électrique (S/m),  
 $\mu$  = perméabilité magnétique (H/m),  
 $\rho'$  = terme de pertes magnétiques (Ohms/m).

La discrétisation de ce système d'équations différentielles est réalisée selon la méthode de Yee. Le domaine de calcul en trois dimensions est composé d'un maillage régulier en cellules élémentaires parallélépipédiques. Un point (i,j,k) de la matrice de calcul est déterminé par ses coordonnées rectangulaires (iΔx, jΔy, kΔz). Δx, Δy et Δz représentent les pas de discrétisations spatiales selon les axes Ox, Oy et Oz. La figure 1.2 représente le positionnement des points de calcul sur une cellule élémentaire. Les composantes de  $\vec{E}$  sont tangentielles au milieu de chaque arête, alors que les composantes de  $\vec{H}$  sont normales au centre de chaque face. Par ailleurs, le champ  $\vec{H}$  est calculé un demi pas de temps avant le champ  $\vec{E}$ . Les dérivées partielles d'une fonction quelconque  $F^n(i, j, k) = F(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t)$  où nΔt représente le n<sup>ième</sup> pas temporel, s'écrivent alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial F^n(i, j, k)}{\partial t} = \frac{F^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - F^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k)}{\Delta t} + O(\Delta t^2) \\ \frac{\partial F^n(i, j, k)}{\partial x} = \frac{F^n(i + \frac{1}{2}, j, k) - F^n(i - \frac{1}{2}, j, k)}{\Delta x} + O(\Delta x^2) \end{array} \right. \quad (1.45)$$

Le système d'équations discrétisées obtenu par application de ce modèle au système (1.43) permet de modéliser la propagation du champ électromagnétique sur la grille de calcul. Par exemple, les équations relatives au calcul de  $H_x$  et  $E_z$  dans un milieu homogène isotrope s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) = \frac{1 - \frac{\rho'\Delta t}{2\mu}}{1 + \frac{\rho'\Delta t}{2\mu}} H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) + \\ \frac{\Delta t}{\mu(1 + \frac{\rho'\Delta t}{2\mu})} \left( \frac{E_y^n(i, j + \frac{1}{2}, k + 1) - E_y^n(i, j + \frac{1}{2}, k)}{\Delta z} + \frac{E_z^n(i, j, k + \frac{1}{2}) - E_z^n(i, j + 1, k + \frac{1}{2})}{\Delta y} \right) \\ E_z^{n+1}(i, j, k + \frac{1}{2}) = \frac{1 - \frac{\sigma\Delta t}{2\varepsilon}}{1 + \frac{\sigma\Delta t}{2\varepsilon}} E_z^n(i, j, k + \frac{1}{2}) + \\ \frac{\Delta t}{\varepsilon(1 + \frac{\sigma\Delta t}{2\varepsilon})} \left( \frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2})}{\Delta x} + \frac{H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j - \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2})}{\Delta y} \right) \end{array} \right. \quad (1.46)$$

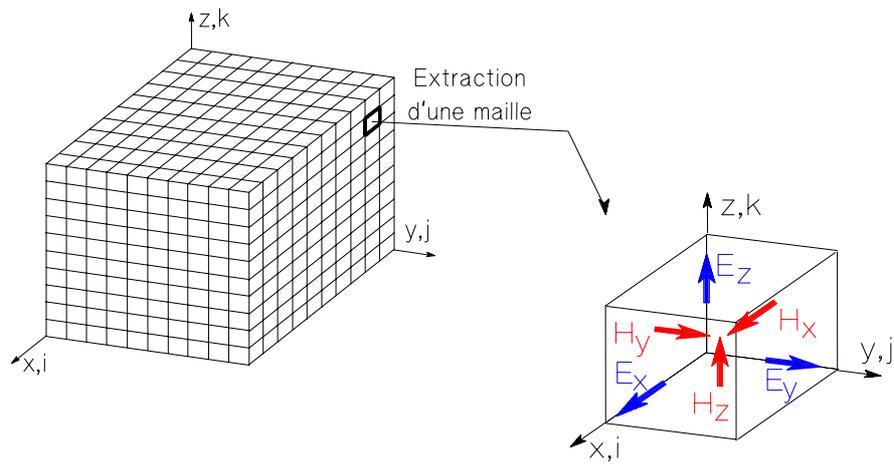


Figure 1.2 : Cellule unitaire en coordonnées cartésiennes d'après Yee [40] (1969)

### 1.4.3 Contraintes numériques de la méthode

Les algorithmes de calculs de la méthode F.D.T.D. peuvent aboutir à des résultats non physiques. Taflove [3] détermine un critère de stabilité de la méthode applicable à tout type de milieux diélectriques rencontrés :

$$\Delta t \leq \Delta t_{\max} = \frac{1}{c \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}} \quad (1.47)$$

où :

$\Delta x$  ,  $\Delta y$  ,  $\Delta z$  sont les pas spatiaux selon les axes  $Ox$ ,  $Oy$ ,  $Oz$ ,

$\Delta t_{\max}$  = pas temporel maximum,

$c$  = vitesse dans le milieu.

Cette condition fixe un échantillonnage temporel maximal écartant le risque de divergence des calculs. Cependant, la dispersion numérique est un autre aspect des erreurs que peut générer la F.D.T.D et en particulier sur le calcul de la phase. Ces erreurs peuvent se cumuler entre elles. Pour palier à cette dispersion, un maillage réalisé plus finement permet efficacement de réduire cette erreur. Le tableau 1.2 met en évidence que le maillage est

intimement lié aux pas spatiaux. Un maillage en  $\lambda/30$  permet d'obtenir une tolérance sur la phase nettement diminuée. Par ailleurs, pour minimiser cette écart, il est préférable de choisir un pas temporel proche de  $\Delta t_{\max}$ .

Pas spatiaux	$\lambda/5$	$\lambda/10$	$\lambda/20$	$\lambda/30$	$\lambda/50$	$\lambda/100$
Erreur sur la phase pour une longueur d'onde, propagation axiale	$18^\circ$	$4,2^\circ$	$1,0^\circ$	$0,47^\circ$	$0,17^\circ$	$0,04^\circ$

Tableau 1.2 : Erreur sur la phase pour une propagation axiale sur une longueur d'onde, les pas spatiaux 3D sont égaux [4]

#### 1.4.4 Convolution Perfectly Matched Layer (C.P.M.L.)

Nous allons tout d'abord introduire la notion de couches absorbantes avant de parler des PML et CPML.

##### 1.4.4.1 Les couches absorbantes

L'algorithme F.D.T.D. ne peut pas prendre en compte les systèmes non bornés, c'est à dire ne comportant pas de limite. Ainsi, la notion de conditions aux frontières absorbantes (A.B.C Absorbing Boundary Condition). Holland [35] considère des couches à pertes au niveau de ces frontières (introduction d'une conductivité électrique  $\sigma$  et d'une conductivité magnétique  $\sigma^*$ ) parfaitement adaptées aux ondes planes en incidence normale.

Si nous considérons un problème bi-dimensionnel, dans le cas transverse électrique TE pour lequel seules les composantes  $E_x$ ,  $E_y$  et  $H_z$  sont présentes, dans une couche adaptée, la projection des équations de Maxwell en coordonnées cartésiennes s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma E_x = \frac{\partial H_z}{\partial y} \end{array} \right. \quad (1.48)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} + \sigma E_y = \frac{\partial H_z}{\partial x} \end{array} \right. \quad (1.49)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} + \sigma^* H_z = \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \end{array} \right. \quad (1.50)$$

Si la condition (1.51) entre les conductivités électrique  $\sigma$  et magnétique  $\sigma^*$  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.

$$\frac{\sigma}{\epsilon_0} = \frac{\sigma^*}{\mu_0} \quad (1.51)$$

#### 1.4.4.2 Perfect Match Layer (P.M.L.)

Bien qu'imparfaite cette méthode fut utilisée jusqu'à ce que Bérenger [36] présente en 1994 un nouveau milieu parfaitement absorbant appelé P.M.L. Ce milieu généralise le concept des couches de Holland car toute onde qui arrive sur le milieu pénètre la couche sans réflexion, quels que soient 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 nous pouvons avoir  $E_z = E_{zx} + E_{zy}$ . Le système de Maxwell passe d'un système de six équations à six inconnues, à un système à douze équations à douze inconnues.

Si nous nous replaçons dans le même cas TE que dans le paragraphe précédent (deux dimensions), les équations du milieu P.M.L. sont par définition les suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \epsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma_y E_x = \frac{\partial(H_{zx} - H_{zy})}{\partial y} \end{array} \right. \quad (1.52)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \epsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} + \sigma_x E_y = \frac{\partial(H_{zx} - H_{zy})}{\partial x} \end{array} \right. \quad (1.53)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu_0 \frac{\partial H_{zx}}{\partial t} + \sigma_x^* H_{zx} = -\frac{\partial E_y}{\partial x} \end{array} \right. \quad (1.54)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu_0 \frac{\partial H_{zy}}{\partial t} + \sigma_y^* H_{zy} = -\frac{\partial E_x}{\partial y} \end{array} \right. \quad (1.55)$$

Ces équations plus générales que celles proposées par Holland se limitent à des milieux sans pertes.

#### 1.4.4.3 Convolution Perfect Match Layer (C.P.M.L.)

Les P.M.L. initiales de Bérenger ne permettent pas de prendre en compte facilement des matériaux quelconques, et autorisent de modéliser que de simples sols diélectriques sans pertes. Une solution à ce problème est apportée par Roden et Gedney [37] avec les P.M.L. calculées par produit de convolution. Cette méthode s'appuie, comme les P.M.L., sur l'étirement des coordonnées dans le domaine fréquentiel, et fait apparaître un produit de convolution lors du passage dans le domaine temporel. Les C.P.M.L. permettent de prendre en compte des milieux à pertes ainsi que les milieux dispersifs.

Si nous repartons des équations de Maxwell, nous obtenons, après projection de la loi d'Ampère sur l'axe (Ox) :

$$j\omega\epsilon E_x + \sigma E_x = \frac{1}{S_y} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{1}{S_z} \frac{\partial H_y}{\partial z} \quad (1.56)$$

$$\text{Avec } S_i \text{ la fonction d'étirement de Bérenger : } S_i = 1 + \frac{\sigma_i}{j\omega\epsilon_0} \quad (1.57)$$

Nous remarquons que dans cette équation les termes concernant le milieu réel sont à gauche et les termes du milieu P.M.L. sont à droite, les C.P.M.L. sont indépendantes du milieu physique qu'elles entourent.

Une fois transposée dans le domaine temporel, l'équation (1.56) devient :

$$\epsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma E_x = \bar{S}_y(t) \otimes \frac{\partial H_z}{\partial y} - \bar{S}_z(t) \frac{\partial H_y}{\partial z} \quad (1.58)$$

Avec  $\bar{S}_i(t)$  l'inverse de la transformée de Laplace de  $1/S_i$  :  $\bar{S}_i(t) = \text{TL}^{-1} \left[ \frac{1}{S_i} \right]$  et «  $\otimes$  » représente l'opérateur produit de convolution.

Dans le domaine discret, le calcul du produit de convolution conduit au système d'équations (1.59), (1.60), (1.61) assurant ainsi l'avancement de la composante  $E_x$  dans les P.M.L. :

$$\text{Avec } b_i = e^{-\sigma_i \frac{\Delta t}{\epsilon_0}} \text{ et } a_i = b_i - 1$$

$$\begin{aligned} \epsilon_r \epsilon_0 \frac{E_x^{n+1}{}_{i+\frac{1}{2},j,k} - E_x^n{}_{i+\frac{1}{2},j,k}}{\Delta t} + \frac{\sigma}{2} \left( E_x^{n+1}{}_{i+\frac{1}{2},j,k} - E_x^n{}_{i+\frac{1}{2},j,k} \right) = \\ \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}{}_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k} - H_z^{n+\frac{1}{2}}{}_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2},k}}{\Delta y} - \frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}{}_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}} - H_y^{n+\frac{1}{2}}{}_{i+\frac{1}{2},j,k-\frac{1}{2}}}{\Delta z} + \Psi_{e_{xy},i+\frac{1}{2},j,k}^{n+\frac{1}{2}} - \Psi_{e_{xz},i+\frac{1}{2},j,k}^{n+\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (1.59)$$

$$\Psi_{e_{xy},i+\frac{1}{2},j,k}^{n+\frac{1}{2}} = b_y \Psi_{e_{xy},i+\frac{1}{2},j,k}^{n-\frac{1}{2}} + a_y \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}{}_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k} - H_z^{n+\frac{1}{2}}{}_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2},k}}{\Delta y} \quad (1.60)$$

$$\Psi_{e_{xz}, i+\frac{1}{2}, j, k}^{n+\frac{1}{2}} = b_z \Psi_{e_{xz}, i+\frac{1}{2}, j, k}^{n-\frac{1}{2}} + a_z \frac{H_{y, i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_{y, i+\frac{1}{2}, j, k-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta z} \quad (1.61)$$

où  $\Psi_j^i$  est une fonction intermédiaire, homogène à une densité de courant.

Une permutation circulaire permet d'écrire les équations relatives aux cinq autres composantes du champ électromagnétiques.

## I.5 Ondes et interfaces

### I.5.1 Lois de Snell-Descartes

Considérons deux milieux diélectriques homogènes, isotropes et caractérisés 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 transmise. On appelle  $E^i, E^r$  et  $E^t$ , les amplitudes des champs respectivement incident, réfléchi et transmis. 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 réfractée ( Figure 1.3).

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

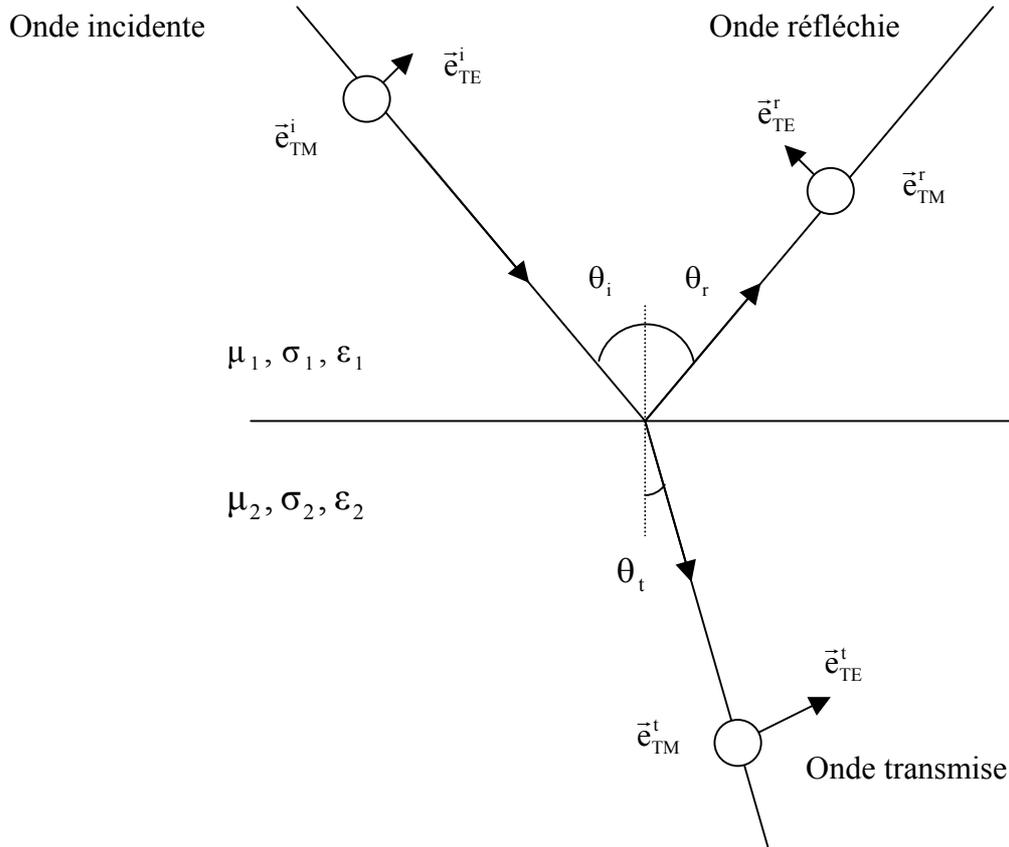
Lois de Snell-Descartes :

$$\theta_i = \theta_r \quad (1.62)$$

$$k_{e1} \sin\theta_i = k_{e2} \sin\theta_r \quad (1.63)$$

où :  $k_{e1}$  = nombre d'onde du milieu 1,

$k_{e2}$  = nombre d'onde du milieu 2.



$\vec{e}_{TE}^i, \vec{e}_{TE}^r, \vec{e}_{TE}^t$  = vecteurs unitaires décrivant la direction des composantes des champs incident, réfléchi et transmis, polarisés perpendiculairement au plan d'incidence.  
 $\vec{e}_{TM}^i, \vec{e}_{TM}^r, \vec{e}_{TM}^t$  = vecteurs unitaires décrivant la direction des composantes des champs incident, réfléchi et transmis, polarisés parallèlement au plan d'incidence.

Figure 1.3 : Schéma de référence décrivant la réflexion et la transmission d'une onde incidente sur une demi-espace homogène

Equations de Fresnel :

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

-Composante perpendiculaire au plan d'incidence (appelée « TE »)

$$R_{TE} = \frac{E_{TE}^r}{E_{TE}^i} = \frac{\mu_2 k_{e1} \cos \theta_i - \mu_1 k_{e2} \cos \theta_t}{\mu_2 k_{e1} \cos \theta_i + \mu_1 k_{e2} \cos \theta_t} \quad (1.64)$$

$$T_{TE} = \frac{E_{TE}^t}{E_{TE}^i} = \frac{2\mu_2 k_{e1} \cos\theta_i}{\mu_2 k_{e1} \cos\theta_t + \mu_1 k_{e2} \cos\theta_t} \quad (1.65)$$

-Composante parallèle au plan d'incidence (appelée « TM »)

$$R_{TM} = \frac{E_{TM}^r}{E_{TM}^i} = \frac{\mu_2 k_{e1} \cos\theta_t - \mu_1 k_{e2} \cos\theta_i}{\mu_2 k_{e1} \cos\theta_t + \mu_1 k_{e2} \cos\theta_i} \quad (1.66)$$

$$T_{TM} = \frac{E_{TM}^t}{E_{TM}^i} = \frac{2\mu_2 k_{e1} \cos\theta_i}{\mu_2 k_{e1} \cos\theta_t + \mu_1 k_{e2} \cos\theta_i} \quad (1.67)$$

Supposons que nous soyons en présence de deux milieux diélectriques parfaits et que  $\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$ , alors ces équations deviennent :

$$R_{TE} = \frac{\sqrt{\epsilon'_{e1}} \cos\theta_i - \sqrt{\epsilon'_{e2} - \epsilon'_{e1} \sin^2\theta_i}}{\sqrt{\epsilon'_{e1}} \cos\theta_i + \sqrt{\epsilon'_{e2} - \epsilon'_{e1} \sin^2\theta_i}} \quad (1.68)$$

$$T_{TE} = \frac{2\sqrt{\epsilon'_{e1}} \cos\theta_i}{\sqrt{\epsilon'_{e1}} \cos\theta_i + \sqrt{\epsilon'_{e2} - \epsilon'_{e1} \sin^2\theta_i}} \quad (1.69)$$

$$R_{TM} = \frac{\sqrt{\epsilon'_{e1}} \sqrt{\epsilon'_{e2} - \epsilon'_{e1} \sin^2\theta_i} - \epsilon'_{e2} \cos\theta_i}{\sqrt{\epsilon'_{e1}} \sqrt{\epsilon'_{e2} - \epsilon'_{e1} \sin^2\theta_i} + \epsilon'_{e2} \cos\theta_i} \quad (1.70)$$

$$T_{TM} = \frac{2\sqrt{\epsilon'_{e1} \epsilon'_{e2}} \cos\theta_i}{\epsilon'_{e2} \cos\theta_i + \sqrt{\epsilon'_{e1}} \sqrt{\epsilon'_{e2} - \epsilon'_{e1} \sin^2\theta_i}} \quad (1.71)$$

où :

$\epsilon'_{e1} = \epsilon'_1 = \epsilon_1$  et  $\epsilon'_{e2} = \epsilon'_2 = \epsilon_2$  représentent la partie réelle des permittivités effectives respectivement du milieu 1 et du milieu 2.

Valeurs particulières de  $\theta$  :

-Angle de Brewster : le coefficient de réflexion de la composante TM s'annule pour une valeur particulière de l'angle d'incidence désigné angle de Brewster  $\theta_b$ . Pour cette valeur d'angle, la phase de  $R_{TM}$  subit un saut de  $\pm 180^\circ$ . Cet angle est défini par :

$$\theta_b = \text{Arctan} \sqrt{\frac{\epsilon_{e2}}{\epsilon_{e1}}} \quad (1.72)$$

-Angle critique : si  $\epsilon_{e1} > \epsilon_{e2}$ , alors le coefficient de réflexion est égale à l'unité à partir d'une valeur particulière de l'angle d'incidence nommé angle critique  $\theta_c$ , et ce, pour les deux composantes TE et TM. Le coefficient de transmission atteint son maximum lorsque l'angle d'incidence est égale à  $\theta_c$ . La phase des coefficients de réflexion et de transmission varient de manière continue à partir de  $\theta_c$ . Cet angle est défini par :

$$\theta_c = \arcsin \sqrt{\frac{\epsilon_{e2}}{\epsilon_{e1}}} \quad (1.73)$$

Cependant si  $\epsilon_{e1} < \epsilon_{e2}$ , alors le coefficient de réflexion est égale à l'unité uniquement pour un angle d'incidence de  $90^\circ$ .

Pour les milieux diélectriques à pertes, l'introduction de conductivité non nulles engendre les effets suivants :

-l'angle de Brewster  $\theta_b$  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  $180^\circ$  mais une variation de moindre amplitude dépendant des paramètres géologiques,

-l'angle critique  $\theta_c$  ne correspond plus à une réflexion totale.

## 1.5.2 Dépolarisation de l'onde électromagnétique

### 1.5.2.1 Cas d'une interface plane

Lorsqu'une onde électromagnétique est en présence d'une interface plane (pentée ou non), il est usuel d'introduire la notion de facteur de perte de polarisation par diffusion, noté SPLF (Scattering Polarization Loss Factor) dont l'expression est :

$$\text{SPLF} = (\vec{e}^i \cdot \vec{e}^r)^2 = \frac{(R_{\text{TE}} \cos^2 \theta_p + R_{\text{TM}} \cos^2 \theta_i \sin^2 \theta_p - R_{\text{TM}} \sin^2 \theta_i \sin^2 \theta_p)^2}{R_{\text{TE}}^2 \cos^2 \theta_p + R_{\text{TM}}^2 \sin^2 \theta_p} \dots\dots\dots (1.74)$$

où :

$\vec{e}^i$  et  $\vec{e}^r$  désignent les projections respectivement de l'onde incidente et l'onde réfléchie (vecteurs unitaires) dans la base  $(\vec{e}_{\text{TE}}^i, \vec{e}_{\text{TM}}^i, \vec{k})$

$$\vec{e}^i = e_{\text{TE}}^i \vec{e}_{\text{TE}} + e_{\text{TM}}^i \vec{e}_{\text{TM}} \quad \text{et} \quad \vec{e}^r = e_{\text{TE}}^r \vec{e}_{\text{TE}} + e_{\text{TM}}^r \vec{e}_{\text{TM}},$$

$$\theta_p = \text{angle entre } \vec{e}^i \text{ et } \vec{e}_{\text{TE}}^i,$$

$$\theta_i = \text{angle d'incidence.}$$

Si l'onde incidente est polarisée selon la composante TE uniquement ( $\theta_p = 0^\circ$ ),  $\text{SPLF}_{\text{TE}} = 1$ . Cela se traduit par le fait que l'onde réfléchie est polarisée selon la composante TE uniquement quel que soit l'angle d'incidence. Par contre, si l'onde incidente est polarisée selon la composante TM uniquement ( $\theta_p$ ),  $\text{SPLF}_{\text{TM}} = (1 - 2\sin^2 \theta_i)$ . Cela signifie, pour  $\theta_i \neq 0^\circ$ , une polarisation de l'onde réfléchie différente de celle de l'onde incidente (composantes TE et TM toutes non nulles) et dépendante de l'angle d'incidence.

### 1.5.2.2 Interface avec un long cylindre circulaire

Soit une onde électromagnétique incidente sur un cylindre de rayon  $r$ , de permittivité  $\epsilon_c$ , plongé dans un milieu diélectrique  $\epsilon_m$ . Le rayonnement diffusé par cette cible est dirigé dans plusieurs directions. Appelons  $\varphi_s$  (respectivement  $\varphi_i$ ), l'angle entre l'axe du cylindre et le plan d'observation (respectivement le plan d'incidence). On introduit la notion de longueur de diffusion notée SW (Scattering Width) qui permet d'étudier les propriétés de diffusion d'une cible :

$$\text{SW} = \lim_{r \rightarrow \infty} 2\pi r \left( \frac{E^s}{E^i} \right)^2 \quad (1.75)$$

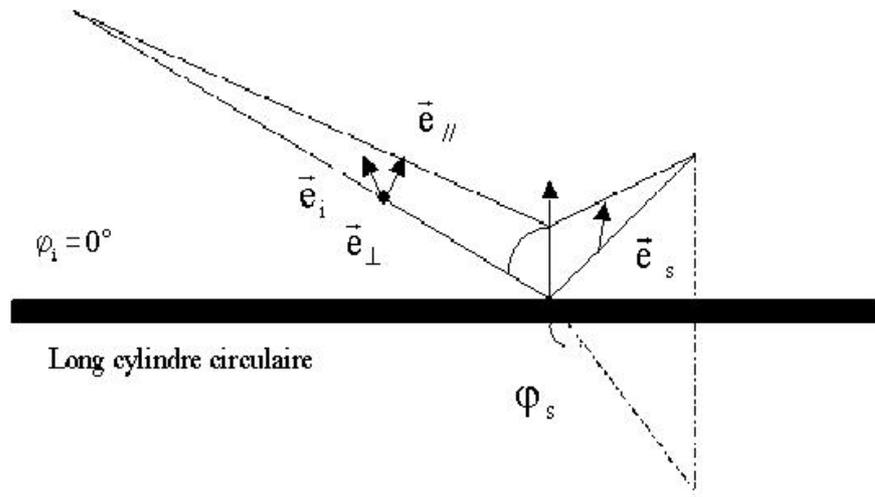


Figure 1.4 : Schéma de référence décrivant la modification de la polarisation d'une onde diffusée par un long cylindre circulaire lorsque la direction de propagation de l'onde incidente est parallèle à l'axe du cylindre ( $\varphi_i = 0^\circ$ ).

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  $\varphi_i$ ,  $\varphi_s$  et  $\theta_i$ , ainsi que de la nature et de la forme du cylindre. Dans le cas particulier où  $\varphi_i = \varphi_s = 0^\circ$ , on parle de longueur de diffusion de retour, notée BSW (Backscattering Width). Lorsque  $\theta_i = 0^\circ$ , 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 prédominante [5]. Différents cas sont possibles dont :

-cylindres métalliques : si  $a/\lambda \ll 1$  alors  $BSW_\parallel > BSW_\perp$  ; si  $a/\lambda \gg 1$   $BSW_\parallel \approx BSW_\perp$ .

-cylindres remplis d'eau ( $\epsilon_c \gg \epsilon_m$ ) : si  $a/\lambda < 0,1$  alors  $BSW_\parallel > BSW_\perp$  ; si  $a/\lambda > 0,1$  alors  $BSW_\parallel \approx BSW_\perp$ .

-cylindres remplis d'air ( $\epsilon_c \ll \epsilon_m$ ) : si  $a/\lambda < 0,1$  alors  $BSW_\parallel \approx BSW_\perp$  ; si  $a/\lambda > 0,1$  alors  $BSW_\parallel < BSW_\perp$ .

-cylindres tels que  $\epsilon_c > \epsilon_m$  : si  $a/\lambda < 0,1$  alors  $BSW_\parallel \approx BSW_\perp$  ; si  $a/\lambda > 0,1$  alors  $BSW_\parallel > BSW_\perp$ .

-cylindres tels que  $\epsilon_c < \epsilon_m$  :  $BSW_\parallel \approx BSW_\perp$  quel que soit  $a$ .

## I.6 Conclusion

Le fonctionnement du radar GPR ne peut échapper aux lois fondamentales de l'électromagnétisme. En effet, les ondes électromagnétiques sont le support des informations concernant la composition du milieu diélectrique sondé. Le manipulateur d'un tel dispositif peut être amené à modéliser les différents types de sols rencontrés, en particulier pour les sols humides.

Par ailleurs, la modélisation F.D.T.D est un outil scientifique important qui permet de prévoir les résultats des B-scans par simulation. Cette méthode rigoureuse nécessite de respecter certaines règles afin d'obtenir des résultats proches de la réalité.

Les ondes électromagnétiques sont soumises aux lois régissant les interfaces. Il est donc nécessaire et utile de déterminer quelle est la polarisation de l'onde incidente la plus favorable à la détection de cibles mais également de savoir comment les différentes structures rencontrées peuvent dépolariiser l'onde.



## Chapitre 2 : Principe et performances du radar GPR

Ce chapitre a pour objectif de décrire le principe de fonctionnement d'un radar GPR dans son environnement. Nous nous intéresserons aux diverses techniques de prospections et aux différentes techniques de signal émis par l'électronique embarquée. En fonction de la conception du radar, nous déterminerons l'utilisation la plus adaptée en fonction des caractéristiques.

### 2.1 Principe de la prospection GPR

#### 2.1.1 Principe

Les différents radars GPR existant reposent sur le même principe de fonctionnement. L'antenne d'émission (blindée ou non) du dispositif est en contact avec le sol, et émet une brève impulsion en direction du sol. L'onde électromagnétique générée se propage au sein d'un milieu de type diélectrique. Si un obstacle est rencontré, une onde réfléchie revient vers la surface du sol et est détectée par l'antenne de réception (blindée ou non) (Figure 2.1). Cette onde récupérée constitue une trace du sous-sol en un point précis et à un instant donné. L'utilisateur déplace le radar et à nouveau, une autre impulsion est générée. Elle permet d'obtenir une nouvelle trace en ce nouveau point de mesure.

L'acquisition d'un ensemble de traces du sol suivant une direction de prospection rectiligne permet d'établir un B-scan (ou radargramme) du milieu sondé. En fonction du type de cibles rencontrées (tuyaux, citernes enfouies, strates géologiques...), chaque radargramme est différent et unique. Il permet d'établir une cartographie du sol. Le manipulateur aura la tâche (pas forcément évidente) d'interpréter les résultats.

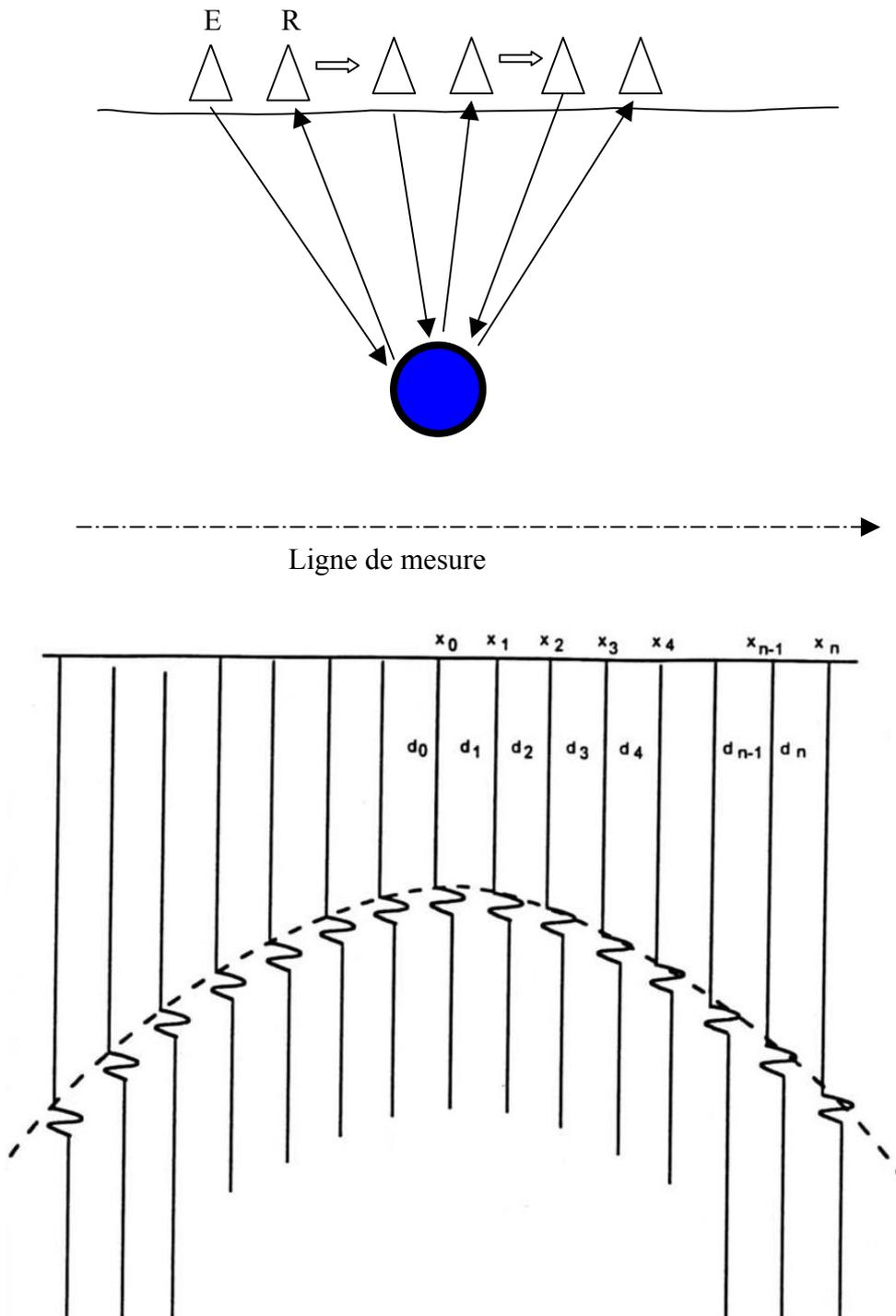


Figure 2.1 : Principe d'acquisition du radar GPR et Bscan associé

L'affichage des radargrammes se fait au moyen d'une unité de traitement du signal. La plupart des radars commercialisés actuellement permettent une visualisation instantanée des Bscans, voir même l'application immédiate de filtres.

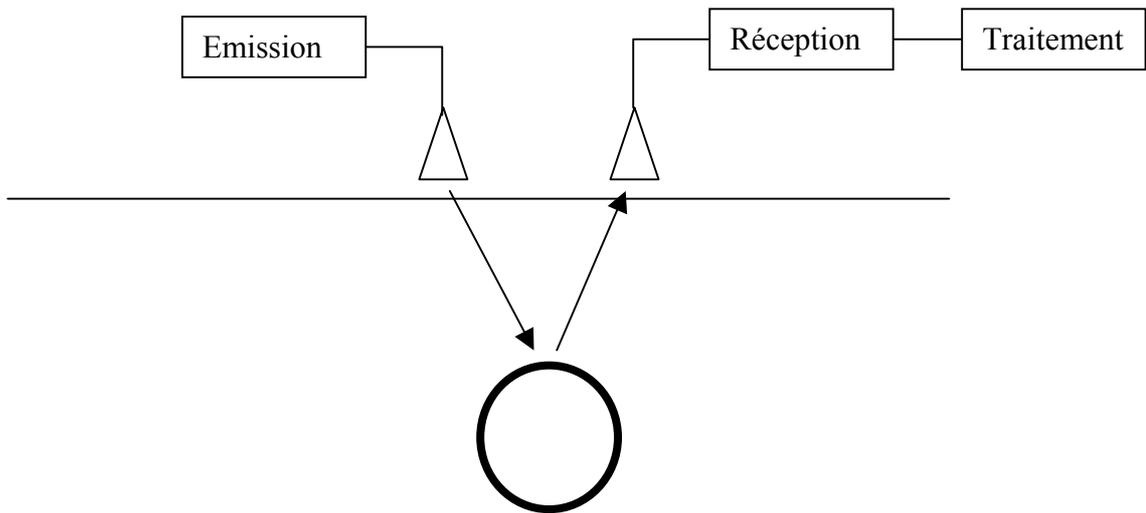


Figure 2.2 : Synoptique simplifiée du radar GPR

### 2.1.2 Utilisations GPR

Le principal avantage de ce système est qu'il est non-destructif et permet donc de localiser les cibles sans nécessiter de dégrader le milieu dans lequel elles sont plongées. Le radar GPR devient alors un outil indispensable pour le génie civil. Le repérage de tuyaux enfouis est plus aisé et moins coûteux. Dans le secteur du bâtiment, le radar GPR offre la possibilité de localiser le treillis métallique de dalles bétonnées lors de perçages, conservant ainsi la solidité du béton armé. Pour toutes ces applications, la fréquence centrale de travail se situe entre 100MHz et 1GHz.

On retrouve également le radar GPR dans le cadre des sondages géologiques. Les ondes électromagnétiques se propagent sur une profondeur relativement élevée et permettent la détection de couches diverses constituant le sol. En effet, plusieurs études ont démontré que la méthode radar est une méthode géophysique efficace afin d'imager les structures internes des dunes éoliennes [6]. L'imagerie de failles par méthodes géoradar a donné des résultats intéressants, en particulier dans les zones à fort couvert sédimentaire. Le radar sub-surface se veut également un outil de surveillance en sismologie.

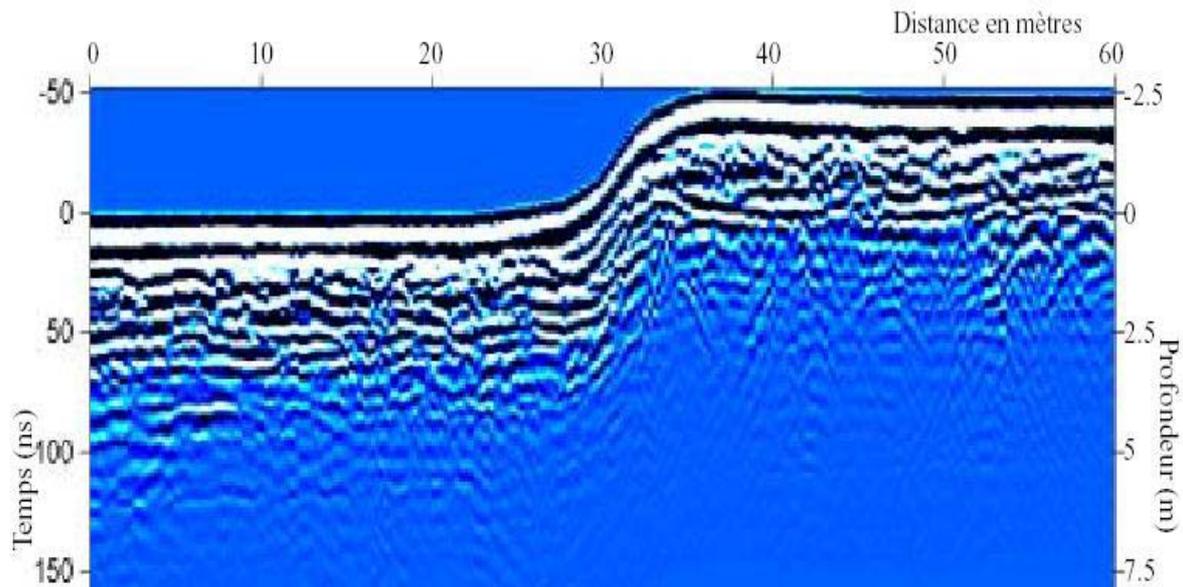


Figure 2.3 : Image géoradar réalisée sur la faille de Wellington (Nouvelle Zélande) au niveau d'un escarpement. [6]

Plus récemment, les études sur le radar subsurface, comme outil potentiel de lutte contre les mines antichar et antipersonnel, se sont multipliées [21] [22]. L'environnement des champs de mines renforce la complexité du déminage. En effet, ces champs ont généralement été mis en place depuis plusieurs années et les mines peuvent être partiellement enterrées ou affleurent la surface du sol. On trouve également des mines antipersonnel dans des zones urbaines. Les engins mécaniques sont souvent inutilisables à cause de la présence de constructions, rues étroites... Plusieurs techniques de détection sont à l'étude (magnétiques, thermiques...). Le radar GPR semble être une solution prometteuse dans ce domaine.

L'exploration spatiale, et en particulier l'exploration martienne, nécessite de tels systèmes. La mission Netlander (abandonnée en 2003) a reposé entre autre sur la conception d'un radar GPR afin d'étudier le sous-sol martien [7] et de détecter les réserves d'eau potentielles de cette planète.

Les fouilles archéologiques nécessitent souvent l'utilisation de radars GPR. Ainsi, il a été permis de découvrir des sites historiques comme un ancien château féodal et un monastère médiéval en Grande Bretagne [32], d'anciens cimetières au Japon mais aussi la chambre secrète d'une pyramide à Ténérife [33].

## 2.2 Méthodes de prospection

Les méthodes de prospections sont nombreuses et s'appliquent en fonction de type de sondage.

### 2.2.1 Radar bistatique

Cette configuration est la plus utilisée, et les systèmes commercialisés utilisent cette technique d'acquisition. Une impulsion est émise par l'antenne d'émission en direction du sol. L'onde électromagnétique réfléchie est recueillie par l'antenne de réception. Cette trace représente un point de mesure et est recalée par le système pour compenser l'offset du à l'écartement des deux antennes. L'utilisateur déplace le radar GPR d'un pas spatial  $\Delta x$  pour obtenir une nouvelle trace en un nouveau point de mesure. L'ensemble de ces traces constitue le radargramme.

### 2.2.2 Méthode « Common Measure Point » (C.M.P)

Cette méthode découle de la méthode d'acquisition précédente. Un même point d'acquisition est observé par le radar GPR sous différentes incidences de l'onde électromagnétique. On utilise toujours deux antennes dont une est destinée à la réception et l'autre à l'émission. Elles sont disposées symétriquement de part et d'autre de la verticale du point du point de mesure (figure 2.4).

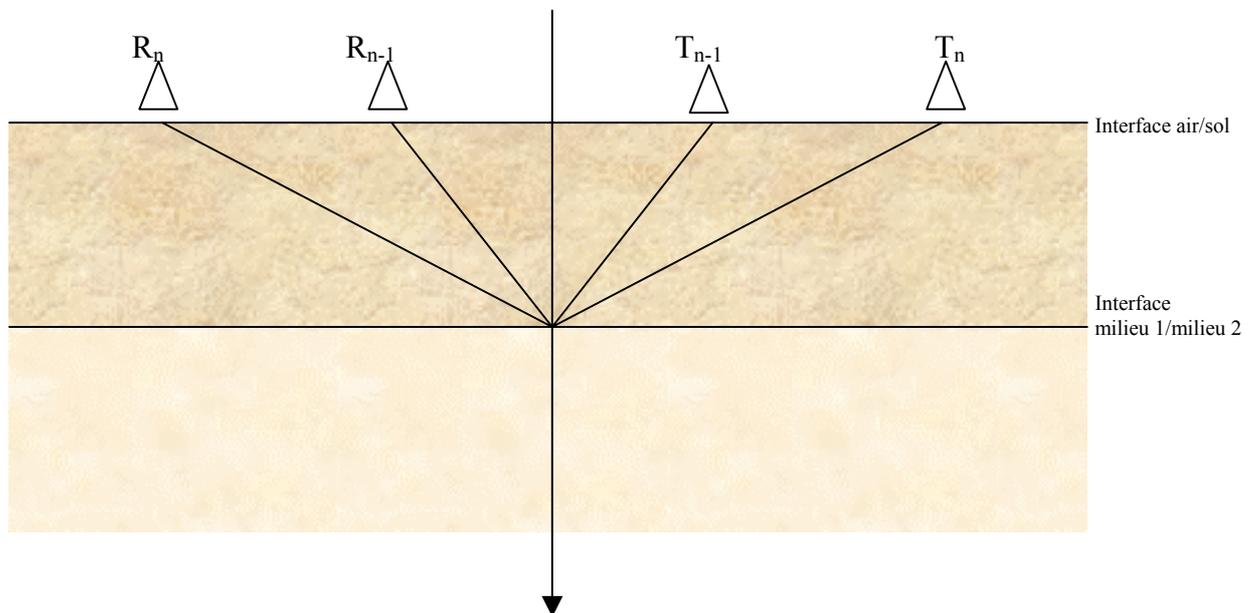


Figure 2.4 : Méthode Common Measure Point

Cette configuration de mesure a pour objectif d'estimer la vitesse des ondes électromagnétiques dans le sol et par conséquent, la détermination de la permittivité relative du milieu diélectrique sondé.

### 2.2.3 Autres méthodes.

Il existe bien d'autres techniques d'acquisitions de traces. En effet, les méthodes « Common Source » (figure 2.5) et « Common receiver » (figure 2.6) sont des variantes de la prospection bistatique. La première méthode force le manipulateur à déplacer uniquement l'antenne de réception tandis que l'antenne de réception reste fixe pour tous les points de mesure du Bscan. Pour la seconde technique, l'antenne de réception demeure immobile alors que l'antenne d'émission est déplacée régulièrement le long de la ligne de mesure.

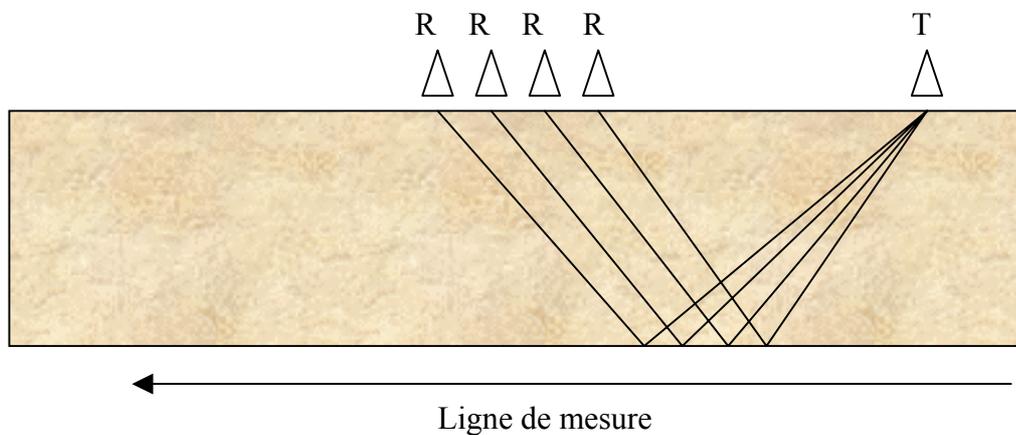


Figure 2.5 : Méthode Common Source

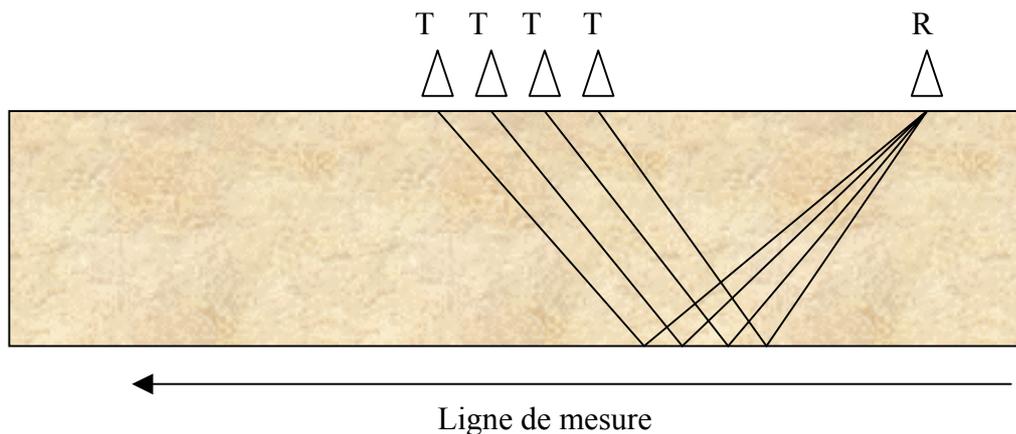


Figure 2.6 : Méthode Common Receiver

## 2.3 Techniques de modulation

Pour générer l'onde électromagnétique émise, plusieurs techniques de modulation ont été mises en œuvre. L'application du radar (génie civil, sondage géologique...) est déterminante dans le choix de la modulation, et chacune comporte avantages et inconvénients.

### 2.3.1 Méthode impulsionnelle

La méthode impulsionnelle est la plus répandue [8]. Elle nécessite l'utilisation d'interrupteurs radiofréquences large bande et une forte puissance pour émettre une impulsion de courte durée (inférieure à la nanoseconde). Les transistors à avalanche permettent de générer des impulsions inférieures à 600ps et de plusieurs watts de puissance moyenne. L'acquisition des données étant échantillonnée, impose un échantillonnage à quelques gigahertz. Pour compenser la faible dynamique de certains systèmes, un amplificateur à gain variable dans le temps est souvent inséré avant le bloc d'acquisition pour remonter le faible niveau des échos tardifs.

Le principal avantage de cette technique est la simplicité de la structure des systèmes. En outre, elle mesure directement la réponse impulsionnelle sans traitement additionnel. Cette modulation est adaptée aux systèmes rapides et embarqués. Cependant, l'amplificateur à gain variable est un bloc fonctionnel très complexe. Par ailleurs, cette technique impose l'utilisation de dipôles chargés au radar GPR pour élargir la bande de fréquence. Ces distributions de charges le long des antennes évitent les effets de « ringing » au détriment du rendement. Enfin, comme la bande d'analyse est large, cette méthode est sensible au bruit.

### 2.3.2 Modulation linéaire de fréquence (FMCW)

La fréquence d'émission est modulée linéairement sur une large bande de fréquence  $\Delta f$  en un temps  $T$  (« chirp »). 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 [9] et inversement proportionnelle au temps de balayage. La résolution de ce radar est inversement proportionnelle à  $\Delta f$ . Les avantages de cette technique d'émission 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
- les systèmes peuvent être rapides [10]

-la possibilité de balayer une très large bande et d'obtenir ainsi une résolution importante est très attrayante pour les applications GPR.

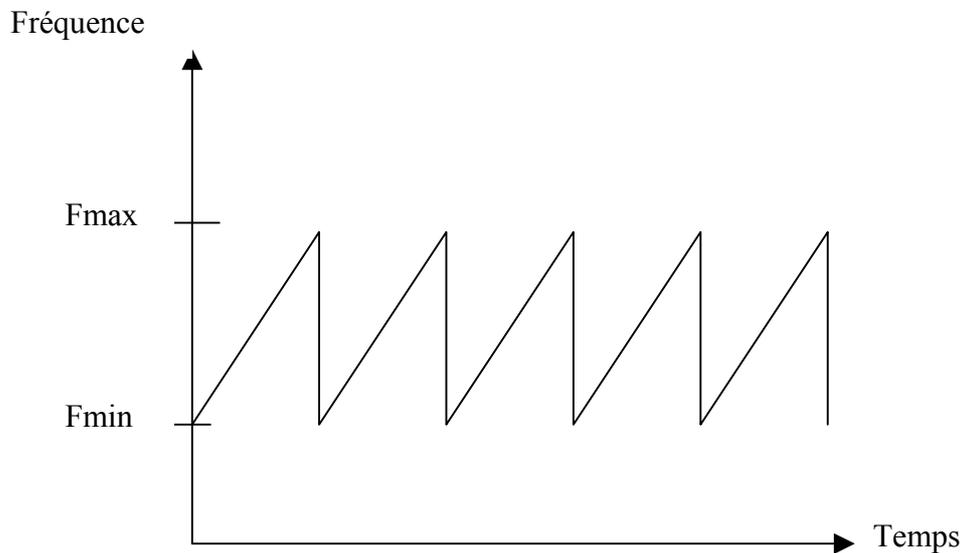


Figure 2.7 : Evolution de la fréquence émise en fonction du temps pour un radar FMCW

Le principal défaut de ce type de radar provient de la simultanéité de l'émission et de la réception [11]. Ce qui signifie que le couplage entre antennes est un facteur contraignant. La conception des circuits électroniques est très complexe.

### 2.3.3 Radar à saut de fréquence

Cette modulation est une version dérivée du radar FMCW. Le radar balaye une large bande de fréquence et passe d'une fréquence à une autre par pas fréquentiel  $\Delta f$  (figure 2.8). 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 principal avantage du système à saut 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 [12] ou encore les réponses des antennes[13]. Cependant, ces systèmes émettant et recevant simultanément, le couplage entre antennes engendre une limitation de la dynamique. De plus, comme une mesure est réalisée pour chaque fréquence du balayage, la durée de l'opération est plus importante. Cette technique de modulation est donc plus lente et plus difficilement utilisable dans des applications embarquées sur véhicules ou aéroportées [12], [13],[14].

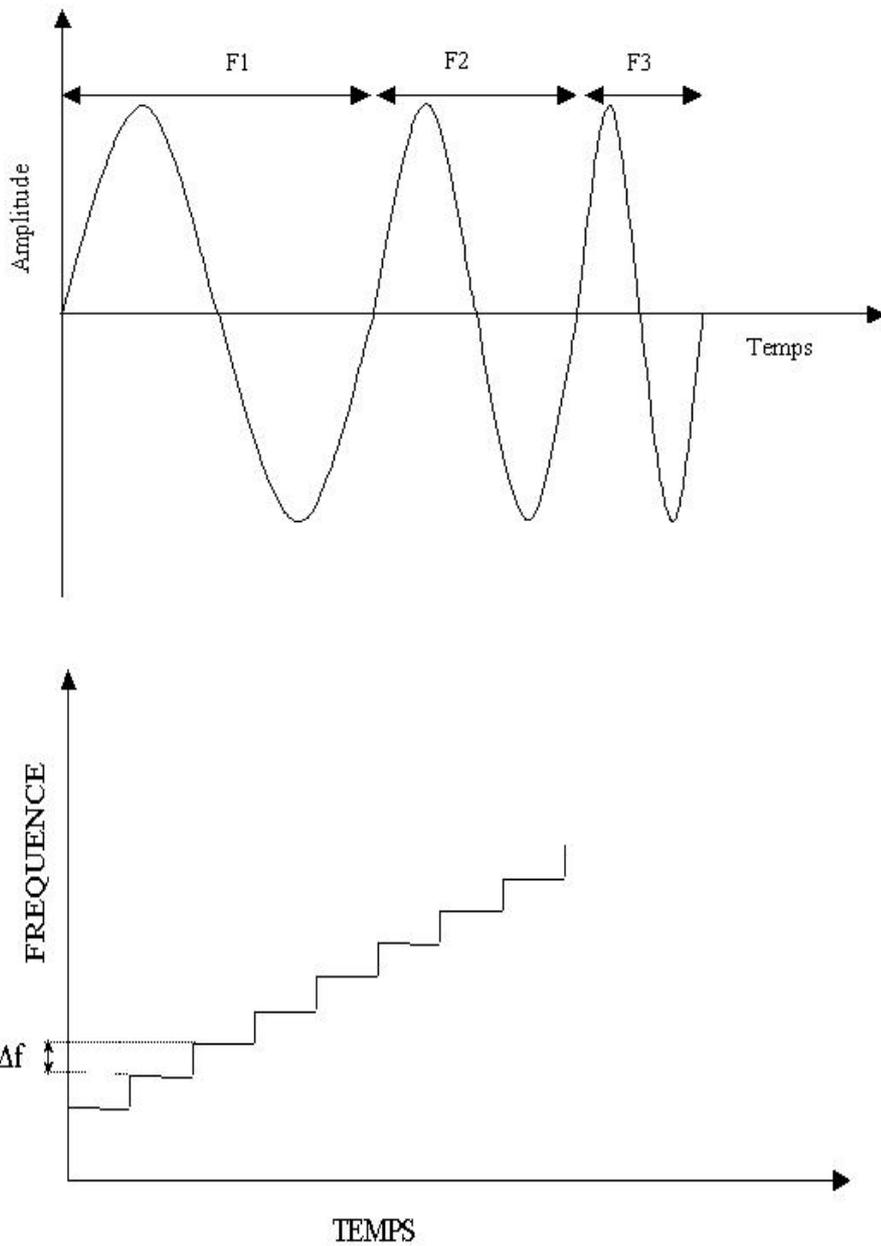


Figure 2.8 : Evolution de la fréquence pour un radar à saut de fréquence.

### 2.3 Performance du radar GPR

Comme tout appareil de mesure, le radar GPR se caractérise par ses performances qui lui sont propres. La profondeur maximale d'investigation et la résolution demeurent des paramètres techniques importants qui orientent l'utilisateur. Toutefois, les performances du radar subsurface peuvent être altérées en fonction du type de milieu diélectrique sondé et du

type d'application En effet, selon l'application à laquelle le radar GPR sera destiné, on favorisera soit une profondeur maximale soit une résolution optimale. De nombreuses études comparatives [15] ont été menées afin d'estimer les performances radar [16] [17] [18] de divers systèmes en fonction du type d'application et donc de guider le manipulateur dans le choix du système le plus approprié.

### 2.3.1 Bilan de liaison et dynamique du système

La profondeur d'investigation maximale est intimement liée à :

-l'équation du radar (bilan de liaison),

-la dynamique du système.

L'équation du radar relie la puissance  $P_e$  émise par l'antenne d'émission et la puissance reçue  $P_r$  par l'antenne de réception :

$$\frac{P_r}{P_e} = e_{ot} e_{or} G_t(\theta_t, \varphi_t) G_r(\theta_r, \varphi_r) S \frac{\lambda^2}{4\pi} p \frac{e^{-2\alpha(L_{rc} + L_{tc})}}{(4\pi L_{rc} L_{tc})^2} \quad (2.1)$$

où :

$e_{ot}$  et  $e_{or}$  représentent les efficacités totales de l'émetteur et du récepteur,

$G_t(\theta_t, \varphi_t)$  et  $G_r(\theta_r, \varphi_r)$  sont les gains de l'émetteur et du récepteur dans la direction de la cible,

$L_{tc}$  est la distance entre l'antenne d'émission et la cible,

$L_{rc}$  est la distance entre l'antenne de réception et la cible,

$S$  désigne la surface efficace radar de la cible,

$\alpha$  est l'atténuation du milieu,

$\lambda$  représente la longueur d'onde dans le milieu diélectrique,

$p$  désigne le facteur de dépolarisation de l'antenne de réception par rapport à l'onde incidente compris entre 0 et 1.

Il est intéressant de détailler le raisonnement conduisant à la formulation de l'équation 2.1.  $P_t$  étant la puissance fournie par l'émetteur, la puissance rayonnée  $P_2$  en direction de l'objet est alors :

$$e_{ot} G_t(\theta_t, \varphi_t) P_t = P_2 \quad (2.2)$$

La densité de puissance  $W_3$  [W/m<sup>2</sup>] atteignant la cible est alors égale à :

$$W_3 = P_2 \frac{e^{-2\alpha L_{tc}}}{4\pi L_{tc}^2} \quad (2.3)$$

Une partie de la puissance reçue par la cible est alors ré-émise en direction de l'antenne de réception. Par ailleurs, on suppose que la cible est isotrope. Cette puissance dépend de la surface efficace  $S$  de la cible, de la densité de puissance  $W_3$  :

$$P_4 = SW_3 \quad (2.4)$$

La densité de puissance  $W_4$  niveau de l'antenne de réception est alors :

$$W_4 = P_4 \frac{e^{-2\alpha L_{rc}}}{4\pi L_{rc}^2} \quad (2.5)$$

Il convient à présent d'évaluer la puissance reçue  $P_r$  par le système de réception :

$$P_r = pG_r(\theta_r, \varphi_r) \frac{\lambda^2}{4\pi} W_4 \quad (2.6)$$

Notons que le produit  $pG_r(\theta_r, \varphi_r) \frac{\lambda^2}{4\pi}$  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  $a$ ,  $S = \|\Gamma\|^2 \pi a^2$  [19],
- dans le cas d'une interface plane lisse,  $S = \|\Gamma\|^2 \pi R^2$  [20],
- dans le cas d'une interface plane rugueuse,  $S = \|\Gamma\|^2 \pi \lambda R / 2$  [20],

où  $\Gamma$  est le coefficient de réflexion au niveau de la cible et  $R$  la profondeur à laquelle est enterrée la cible.

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  $P_{\min}$  :

$$SP = 10 \log_{10} \left( \frac{P_{\max}}{P_{\min}} \right) = 20 \log_{10} \left( \frac{\text{Tension maximale de l'émetteur}}{\text{Tension de bruit du récepteur}} \right) \quad (2.7)$$

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.

### 2.3.2 Profondeur d'investigation maximale du radar.

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 :

$$[e_{ot}e_{or}pG_t(\theta_t, \varphi_t)G_r(\theta_r, \varphi_r)SP]^{-1} = S\lambda^2 \frac{e^{-4\alpha_e R_{\max}}}{(4\pi)^3 R_{\max}^4} \quad (2.8)$$

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 2.8. 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.

### 2.3.3 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 lors de prospections par radar. Cette

quantité est égale à  $\frac{V_e}{2B}$  où :

$V_e$  est la vitesse de propagation dans le milieu,

$B$  est la largeur de bande à mi-hauteur du signal reçu.

La plupart des systèmes radars sont tels que  $B \sim f_c$ , d'où :

$$r = \frac{3.10^8}{\sqrt{\epsilon_r} 2f_c} \quad (2.9)$$

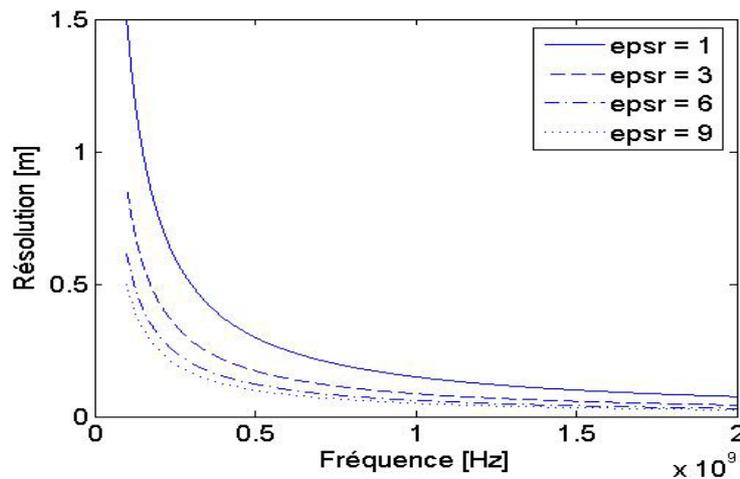


Figure 2.9 : Evolution de la résolution en fonction de la fréquence et de la permittivité relative du milieu diélectrique.

La figure 2.9 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. Le concepteur a donc la mission 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, la profondeur maximale d'investigation s'en trouve amoindrie.

## 2.4 Antennes sur GPR

L'antenne demeure un élément important du système GPR. Elle établit la liaison entre le dispositif et le milieu propageant. Elle fait l'objet d'études approfondies. Parmi la palette d'antennes existantes, certaines présentent des avantages mais aussi des inconvénients que le concepteur saura apprécier en tenant compte de l'application. Cependant, la quasi-totalité des antennes intégrées dans les radars GPR, sont des antennes large bande conçues autour d'une fréquence de travail.

### 2.4.1 Antennes papillons (« bow-tie antenna »)

Ce type d'antenne est très fréquemment utilisé dans les systèmes radars. On peut assimiler cette antenne à une antenne dipolaire dont on aurait élargi les fils dans l'optique d'augmenter la bande passante (figure 2.10). Ces antennes ont une polarisation linéaire mais un gain et une directivité médiocre.

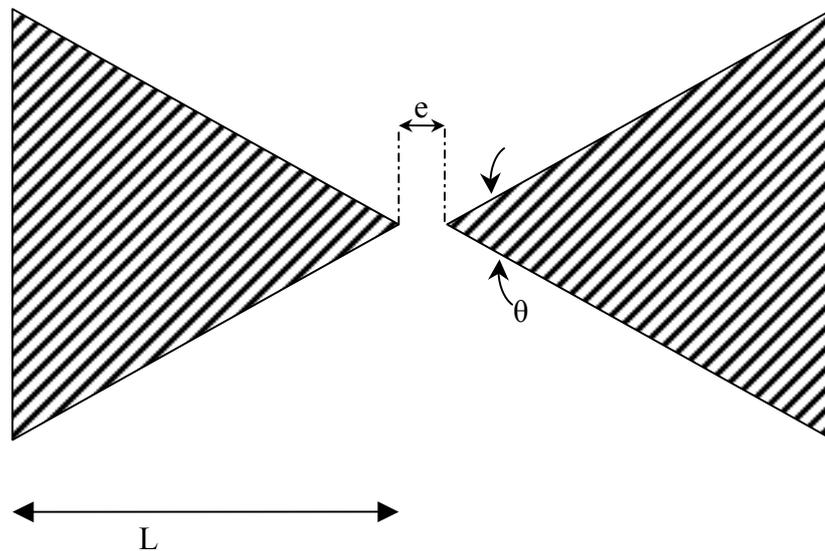


Figure 2.10 : Antenne papillon caractérisée par sa géométrie.

La variation des dimensions de l'antenne va modifier ses caractéristiques comme la bande passante ou encore la fréquence de travail. Une étude plus approfondie est proposée dans le chapitre suivant. Il existe plusieurs conditionnements de l'antenne pour adapter l'antenne. Certaines études ont démontré que l'addition de résistances de part et d'autre de l'antenne vont augmenter la bande passante et les effets de « ringing » au dépend du rendement qui s'en retrouvera amoindri (figure 2.11).

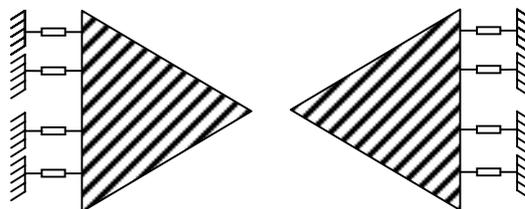


Figure 2.11 : Antenne papillon pourvue de résistances afin d'augmenter la bande passante.

En ce qui concerne les radars GPR bistatiques, les antennes d'émissions et de réception sont assez proches et par conséquent plus sensibles aux phénomènes de couplage entre antennes. Pour diminuer l'effet induit par ce désagrément, les deux antennes sont blindées. Le blindage se compose d'un coffret métallique divisés en deux compartiments contenant chacun des absorbants (ferrites) (figure 2.12).

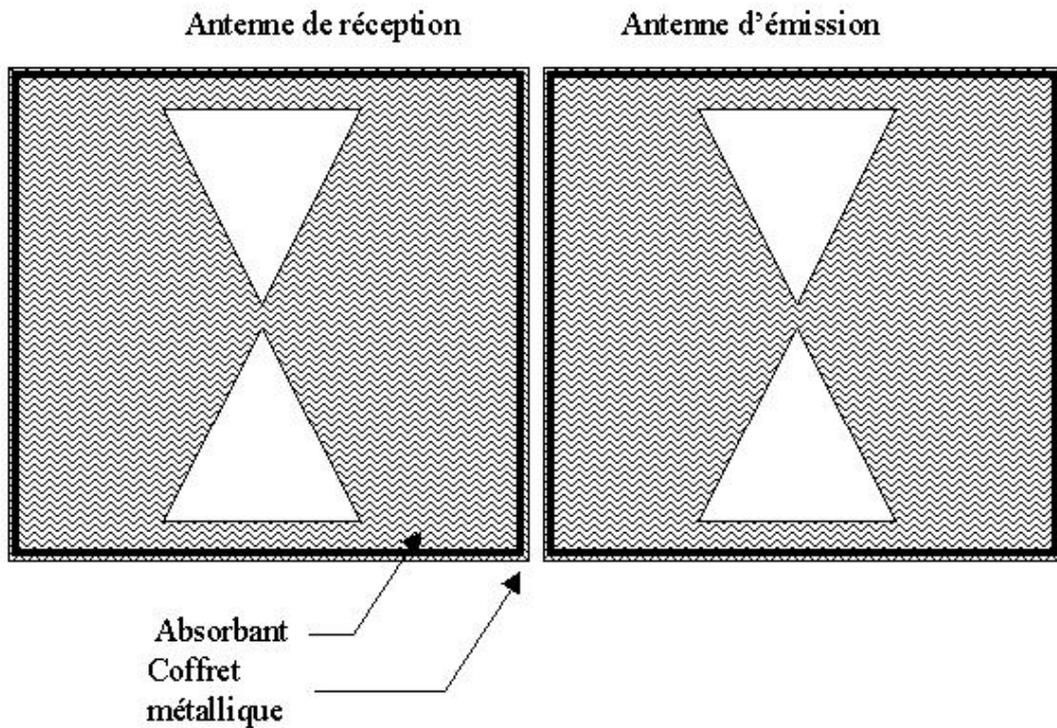


Figure 2.12 : Antennes papillons blindées en vue de diminuer le couplage.

#### 2.4.2 Antennes indépendantes de la fréquence.

Ces antennes possèdent une phase non-linéaire en fréquence (dispersion) et de ce fait sont peu utilisées dans le domaine GPR. La correction de cette dispersion est difficile dans le cas de radar impulsif. Toutefois, les radars à saut de fréquence autorisent une correction de la phase pour chaque fréquence balayée. Il est cependant nécessaire de connaître la réponse fréquentielle complexe de l'antenne. Parmi toutes les antennes indépendantes de la fréquence, on distingue les antennes spirales équiangulaires et les antennes spirales côniques qui présentent une polarisation circulaire, ou encore les antennes log-périodiques à polarisation linéaire.

L'antenne équiangulaire suit le principe de Rumsey. La géométrie de ce type est définie par des angles (figure 2.13).

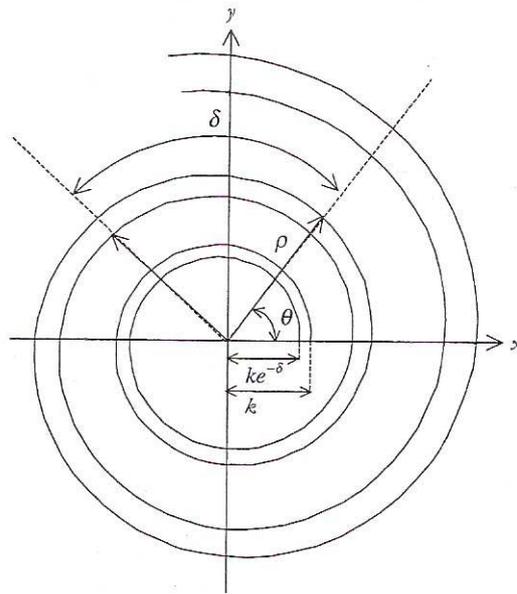


Figure 2.13 : Antenne équiangulaire

Pour que l'antenne devienne indépendante de la fréquence, il faut que sa surface soit  $K$  fois plus grande lorsque la fréquence est  $K$  fois plus petite de la fréquence d'origine. Ce critère est validé si le changement de fréquence se traduit par une variation d'un paramètre géométrique. La spirale équiangulaire est une structure géométrique dont la surface est définie par des angles à condition que les brins soient infinis. Chaque brin de l'antenne est alors donné par deux équations de spirale en coordonnées polaires :

$$\begin{cases} \rho_1 = ke^{a\theta} \\ \rho_2 = ke^{a(\theta-\delta)} \end{cases} \quad (2.8)$$

où :

- $a$  représente l'enroulement ou le coefficient d'expansion,
- $k$  désigne le rayon initial [m],
- $\delta$  est l'angle caractérisant l'épaississement du brin [rad].

La variation de fréquence se traduit alors par une variation équivalente de  $\theta$  le long du brin, donc par une rotation du diagramme de rayonnement. Les brins présentent alors toujours la même forme à une échelle  $K$  près relative à la variation de fréquence.

Dans la pratique, les dimensions finies de l'antenne imposent une limitation de la bande de fréquence. La limite basse est fixée par la longueur des brins et la limite haute par la zone d'excitation. Des études ont montré que l'antenne rayonne une onde électromagnétique à polarisation circulaire si  $a < 0,1$ . Comme pour les antennes papillons des résistances peuvent être insérées en bout de brin pour élargir la bande de fréquence. Le nombre de brins peut être supérieur à deux brins ce qui a pour conséquence une augmentation de la directivité et de la polarisation circulaire. Cependant, l'excitation devient plus complexe à mettre en œuvre.

Notons que ce type d'antenne est particulièrement adapté pour les radars GPR dont le but est la détection de mines antipersonnel.

### 2.4.3 Antennes cornets

Les cornets n'ont pas une bande très importante. Ils sont intéressants lorsque la fréquence centrale est élevée car les dimensions deviennent acceptables et la bande 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. Un autre exemple plus répandu est l'antenne Vivaldi, sous forme de cornet, ou en version planaire lorsqu'elle est fabriquée à partir de lignes à fentes. 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 associé (figure 2.14).

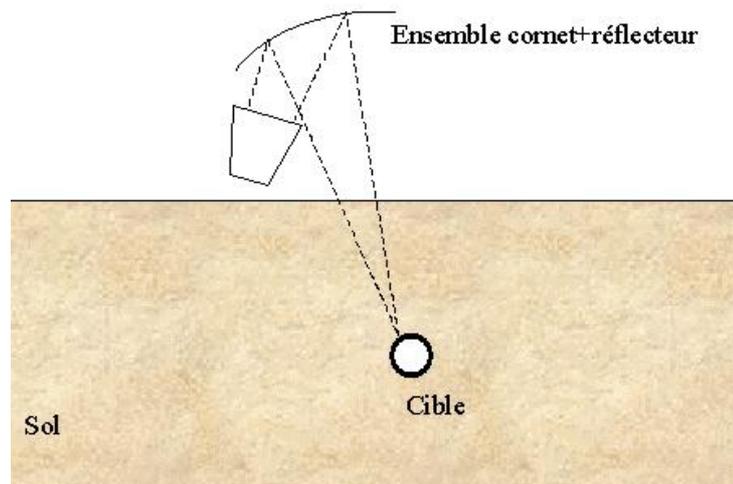


Figure 2.14 : Antenne cornet et son réflecteur utilisée dans le cas d'un radar FMCW

## 2.4.4 Autres antennes

Beaucoup d'autres types d'antennes sont employés pour les radars GPR. Parmi ces antennes, on note la présence de dipôles amortis dont les brins sont chargés par des résistances répondant à une loi de répartition. Ces antennes seront étudiées dans le chapitre suivant.

On dénombre aussi les antennes fractales dont les performances sont limitées et en particulier la polarisation qui est difficilement contrôlable. Peu de radars GPR utilisent de telles antennes.

## 2.5 Radars commercialisés

Le radar GPR étant un produit non destiné au grand public, les différents modèles existants sont peu nombreux. Cependant, il est intéressant de faire un inventaire des modèles les plus répandus et d'en étudier leurs caractéristiques. L'achat d'un radar GPR reste un investissement financier important et le choix du futur acquéreur qui serait novice dans ce domaine n'est certainement pas évident. Nous allons donc décrire quelques systèmes commercialisés.

### 2.5.1 Radar GPR RAMAC

Le radar GPR RAMAC a été conçu et commercialisé par la société Malagéosciences. Ce modèle à impulsion temporelle se compose :

- d'un lot d'antennes,
- d'une unité de contrôle (CU2),
- d'un dispositif de visualisation des profils,
- d'un logiciel de visualisation et de traitement (GroundVision).

#### 2.5.1.1 Antennes

Le radar RAMAC offre une palette d'antennes, fonctionnant à des fréquences centrales diverses. Les fréquences de travail sont les suivantes :

- Antennes blindées : 100MHz, 250MHz, 500MHz, 800MHz et 1.6GHz,
- Antennes non blindées : 10MHz, 25MHz, 50MHz, 100MHz, 200MHz,

- Antennes de forage : 100MHz et 205MHz.



Figure 2.15: Antenne 1.6GHz commercialisée avec le RAMAC [23]

Pour les antennes blindées 800MHz et 500MHz, un chariot est disponible permettant le déplacement de l'antenne mais aussi, de l'unité de contrôle et du système de visualisation (figure 2.16). Les antennes travaillant à des fréquences plus basses ne permettent pas l'utilisation du chariot. Le manipulateur endosse un sac à dos contenant l'unité de contrôle tandis que l'unité de visualisation est maintenue à ses épaules au biais d'un harnais.



Figure 2.16 : Radar RAMAC monté sur le chariot RAMAC GPR SCART.[23]

Les antennes blindées se présentent sous la forme d'un bloc contenant à la fois l'électronique générant le signal émis mais aussi le dispositif rayonnant.

#### 2.5.1.2 Unités de contrôle

Actuellement, deux unités de contrôles sont disponibles pour le RAMAC (figure 2.17):

- L'unité CU2,
- L'unité X3M



Figure 2.17 : Unités de contrôle CU2 (à droite) et X3M (à gauche)

L'unité de contrôle X3M est une version beaucoup plus compacte mais moins performante de l'unité de contrôle CU2. Elle ne peut être connectée à toutes les antennes disponibles. Le module électronique CU2 est adaptable à toutes les antennes et offre la possibilité de connecter quatre antennes. Le CU2 se positionne entre les antennes d'émissions et de réception et l'unité de visualisation. La communication entre le CU2 et les antennes se s'opère par fibre optique. Hormis la fragilité des connecteurs des fibres, l'utilisation de signaux optiques permet de s'affranchir de potentielles perturbations liées aux impulsions émises. Cependant, la connexion entre l'unité de contrôle (CU2 ou X3M) et le dispositif de visualisation nécessite un câble parallèle 25 broches.

### 2.5.1.3 Unité de visualisation et logiciel GROUNDVISION

Lors de sondages, le RAMAC permet la visualisation instantanée des Bscans. A nouveau deux modèles sont proposés :

- Le RAMAC Monitor XV 11,
- Un ordinateur portable sous Windows.

Le RAMAC Monitor XV 11 (figure 2.18) est une nouvelle unité proposée par Malagéosciences. Il s'agit d'un écran LCD léger à fort contraste et peu encombrant. Le fort contraste de l'écran est un atout intéressant car il n'est pas rare que le manipulateur soit gêné par la luminosité du soleil lors d'acquisitions sur le terrain. Les campagnes de mesures en sont d'autant plus agréables. Une simple touche permet l'accès à toutes les fonctions proposées et le transfert des données vers un autre ordinateur s'effectue par le port USB



Figure 2.18 : RAMAC Monitor XV 11

Jusqu'à présent, un ordinateur portable était proposé avec le RAMAC. Le micro-ordinateur est pourvu d'un blindage le protégeant ainsi de toutes perturbations électromagnétiques et de l'humidité ambiante. Si celui-ci est équipé d'un graveur de CD-Rom, les données pourront être facilement récupérables pour le partage des acquisitions. Le poids du PC peut s'avérer contraignant dans certaines conditions de mesures.

Les deux unités décrites ci-dessus sont totalement compatibles avec le logiciel GROUNDVISION fonctionnant sous Windows (2000 ou XP), livré avec le radar GPR RAMAC. Il permet de paramétrer le dispositif en précisant l'antenne utilisée, le type d'acquisition et la fenêtre temporelle. Cet utilitaire donne une représentation du sous-sol immédiate et offre la possibilité d'effectuer des post-traitements sur le terrain (application de filtres, suppression de la composante continue,...).

### 2.5.2 Radar pulseEKKO [24]

Ce radar bistatique est commercialisé par la société canadienne Sensors and Software. Elle propose en fait plusieurs radars GPR destinés à une application particulière. Toutefois, les connexions entre les divers modules utilisent des fibres optiques, une unité de visualisation et plusieurs antennes.

Pour le modèle destiné à la détection de câbles ou de tuyaux enfouis, trois antennes sont proposées :

- Une antenne 450MHz livrée d'origine,
- Deux antennes de 225MHz et 900MHz.

Ces deux dernières antennes font partie intégrante d'un kit vendu pour compléter le radar initial. Elles autorisent une amélioration des performances du radar en terme de précision et de profondeur maximale d'investigation.

Lors de l'acquisition, les antennes sont poussées par l'opérateur à l'aide d'une poignée. La visualisation du profil se fait par l'intermédiaire d'un logiciel fourni avec le radar et d'un micro-ordinateur (non fourni). Cet ensemble reste fixe et, le transfert des informations entre l'antenne de réception et le PC s'effectue au moyen d'un câble posé à même le sol, supposant un remplacement régulier du à l'usure et aux frottements avec le sol. Suivant la longueur du profil à réaliser, la longueur du câble peut s'avérer importante. Par conséquent, ce simple fil entraîne à la fois un encombrement du à la longueur du câble et un surcoût pour son remplacement.



Figure 2.20 : Radar GPR pulseEKKO 1000

Cette société propose en option, une solution de remplacement de l'ordinateur par un écran LCD léger et facile d'utilisation intégrant de multiples fonctionnalités (figure 2.21).



Figure 2.21 : Ecran DVL (équipement optionnel)

### 2.5.2 SIR-3000 [34]

Ce modèle est commercialisé par la société Geophysical Survey Systems. Il est équipé d'une unité d'acquisition (figure 2.22) comportant un écran LCD couleur et muni de fonctionnalités diverses (applications de filtres, gains [-20dB à +80dB], etc...). Les données sont stockées sur une carte mémoire (Flash Memory Card) qui facilite leur transfert vers un ordinateur.

Les antennes compatibles avec l'unité précédente sont blindées et offrent des fréquences de travail allant de 16MHz à 1500MHz. Elles sont alimentées par des batteries fournissant une tension de 15V DC. Notons qu'il n'est possible de brancher qu'une seule antenne sur l'unité d'acquisition.

D'autres équipements sont disponibles pour compléter le radar GPR mais sont optionnels comme le chariot de transport



Figure 2.22 : Unité d'acquisition du SIR-3000 (premier plan) et une antenne compatible avec cette unité.

## 2.6 Conclusion

Le radar GPR est un outil de mesure précieux et ses domaines d'utilisations sont multiples (génie civil, exploration spatiale, déminage...). Bien qu'il s'agisse d'un investissement lourd, sa non-destructivité permet de réduire les coûts de réalisation de gros œuvre dans le cas d'une application en génie civil.

Par ailleurs, les méthodes d'acquisitions sont extrêmement variées. Cependant, la quasi-totalité des radars disponibles sur le marché sont des radars bistatiques offrant la possibilité de compléter les performances par l'ajout de composants. Le choix du radar demeure un choix important qu'il est souvent difficile à effectuer. De plus les caractéristiques techniques fournies par les constructeurs sont très souvent assez succinctes. Aucun constructeur ne fournit de renseignements sur la profondeur maximale d'investigation, la résolution et sur le type d'antennes dont le dispositif est équipé.

Toutefois, il serait inapproprié de donner de quelconques informations sur la profondeur d'investigation maximale et sur la résolution en profondeur, étant donné qu'elles dépendent fortement du sous-sol rencontré. Par exemple, un même sol peut avoir des

caractéristiques électromagnétiques différentes d'un jour à l'autre et ce suivant une météorologie capricieuse (averses de pluie, etc...). En particulier, l'humidité du sol joue fortement sur les paramètres électromagnétiques du milieu.

## Chapitre 3 : Antennes

Dans ce chapitre, quelques rappels théoriques seront faits sur les grandeurs caractéristiques des antennes. L'antenne est un élément important du radar GPR. En effet, elle a pour fonction l'émission du signal généré et la récupération du signal réfléchi par la cible. Par ailleurs, certaines antennes sont très utilisées dans le domaine GPR. Nous nous efforcerons de caractériser quelques unes d'entre elles qui nous serviront dans le cadre de simulations dans les deux prochains chapitres.

### 3.1 Un peu de théorie [40] [41] [42]

Une antenne fonctionnant en émission est un dispositif qui assure la transmission de l'énergie entre une source (émetteur) et l'espace dans lequel cette énergie va se propager. Réciproquement, l'antenne de réception va assurer la liaison entre l'onde captée et le récepteur.

#### 3.1.1 Rappel : l'angle solide

Considérons, sur une calotte sphérique de rayon  $r$ , un élément de surface  $dS$ . L'expression  $dS/r^2$  est invariante en fonction de  $r$ . On la désigne sous le nom d'angle solide élémentaire  $d\Omega$  (figure 3.1) tel que :

$$d\Omega = \frac{dS}{r^2} \quad (3.1)$$

$$d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi \quad (3.2)$$

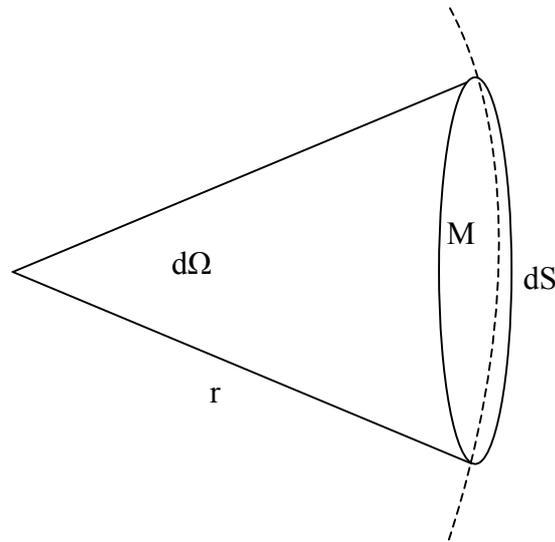


Figure 3.1 : définition de l'angle solide

### 3.1.2 Diagramme de rayonnement

Une antenne nécessite habituellement d'accentuer ou d'optimiser l'énergie de rayonnement dans certaines directions de l'espace. Elle se veut alors un élément directif. Dans une direction quelconque, la puissance rayonnée par unité d'angle solide est  $P(\theta, \Phi)$ . Cependant, il existe une direction  $(\theta_0, \Phi_0)$  pour laquelle la puissance par unité d'angle solide est maximum notée  $P_{\max}$  :

$$P_{\max} = P(\theta_0, \Phi_0) \quad (3.3)$$

Posons :

$$r(\theta, \phi) = \frac{P(\theta, \phi)}{P_{\max}} \quad (3.4)$$

La valeur maximale de l'équation 3.4 est l'unité. Par définition, la variation de  $r(\theta, \Phi)$  en fonction de  $\theta$  et de  $\Phi$  est appelée le diagramme de rayonnement de l'antenne. La fonction  $r(\theta, \Phi)$  de par sa construction présente l'intérêt d'être indépendante de la distance  $R$ . Le tracé de diagramme en trois dimensions est assez complexe, aussi on lui préfère presque toujours des représentations par des coupes dans les plans orthogonaux, par exemple le plans contenant le champ électrique (plan E) ou le plan contenant le champ magnétique (plan H), tous définis en champ lointain.

Le diagramme de rayonnement généralement obtenu comporte plusieurs lobes de rayonnement. Le lobe le plus important est appelé lobe principal, les autres sont nommés lobes secondaires

### 3.1.3 Directivité

La directivité  $D(\theta, \Phi)$  d'une antenne est le rapport de  $U(\theta, \Phi)$  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 dans les deux cas.

On appelle  $U(\theta, \Phi)$  l'intensité de rayonnement comme la puissance rayonnée dans une direction quelconque  $(\theta, \Phi)$  par unité d'angle solide. La directivité  $D(\theta, \Phi)$  s'exprime :

$$D(\theta, \Phi) = \frac{U(\theta, \Phi)}{P_t / 4\pi} \quad (3.5)$$

$$P_t = \int_{\theta=0}^{2\pi} \int_{\phi=0}^{\pi} U(\theta, \Phi) \sin \theta d\theta d\Phi \quad (3.6)$$

### 3.1.4 Gain et rendement

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

$$G(\theta, \Phi) = \frac{U(\theta, \Phi)}{P_{ant} / 4\pi} \quad (3.7)$$

où  $(\theta_0, \phi_0)$  est la direction de rayonnement maximal.

### 3.1.5 Impédance d'entrée de l'antenne

On définit l'impédance d'une antenne  $Z_{ant}$

$$Z_{ant} = R_{ant} + iX_{ant} \quad (3.8)$$

$$Z_{ant} = \frac{V_a}{I_g} \quad (3.9)$$

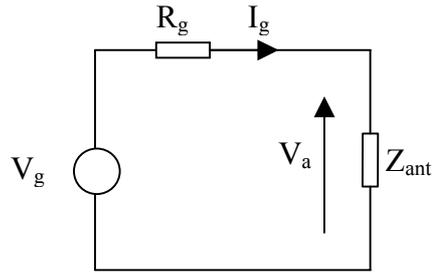


Figure 3.2 : Schéma représentant l'impédance de l'antenne  $Z_{ant}$  alimenté par le générateur  $V_g$

La partie résistive  $R_{ant}$  correspond à la somme de deux résistances dont l'une ( $R_{ray}$ ) est liée au rayonnement de l'antenne et l'autre ( $R_{diss}$ ) est liée aux pertes de conduction et diélectrique de l'antenne :

$$R_{ant} = R_{ray} + R_{diss} \quad (3.10)$$

Supposons que cette antenne soit alimentée par un courant  $I_e(t) = I_e e^{i\omega t}$ .

La puissance fournie à l'antenne se décompose en une puissance active  $P_a$  et en une puissance réactive  $P_r$  :

$$P_a = \frac{R_{ant} I_e^2}{2} \quad (3.11)$$

$$P_r = \frac{X_{ant} I_e^2}{2} \quad (3.12)$$

Or d'après l'équation 3.10, nous pouvons décomposer la puissance active en une puissance rayonnée  $P_{ray}$  et en une puissance dissipée  $P_{diss}$  :

$$P_{ray} = \frac{R_{ray} I_e^2}{2} \quad (3.13)$$

$$P_{diss} = \frac{R_{diss} I_e^2}{2} \quad (3.14)$$

La définition de ces deux puissances précédentes introduit la notion de rendement entre puissance fournie et puissance rayonnée.

### 3.1.6 Efficacité

L'efficacité de rayonnement  $E_{\text{ray}}$  est égale au rendement  $\eta$  et est définie par :

$$E_{\text{ray}} = \eta = \frac{R_{\text{ray}}}{R_{\text{ray}} + R_{\text{diss}}} \quad (3.15)$$

Dans le cas de dipôle fonctionnant à une fréquence de travail déterminée, il est souhaitable de minimiser les pertes par effet joule. Cependant, lorsque une large bande de fréquence est envisagée, l'insertion de résistance 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.

### 3.1.7 Largeur de bande

La largeur de bande d'une antenne est considérée comme étant l'ensemble des fréquences comprises entre une fréquence minimale  $F_{\text{min}}$  et une fréquence maximale  $F_{\text{max}}$  pour lesquelles certaines caractéristiques de l'antenne ont une valeur sensiblement proche de celle de la fréquence de travail  $F_c$  (correspondant à la fréquence de résonance  $F_r$ ). Lorsque la bande de fréquence est suffisamment large, elle est habituellement exprimée comme le rapport  $\frac{F_{\text{max}}}{F_{\text{min}}}$

ou lorsqu'elle est étroite comme le rapport  $\frac{F_{\text{max}} - F_{\text{min}}}{F_{\text{max}}}$ .

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, polarisation) ou/et à l'impédance (impédance d'entrée, efficacité du rayonnement).

### 3.1.8 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 régulièrement 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. 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.

### 3.1.9 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. D'après le théorème de réciprocité, la polarisation en mode de réception est identique à celle en mode d'émission. La polarisation d'une onde électromagnétique permet, à un observateur situé à un point donné du plan contenant le sens de propagation d'observer l'évolution temporelle de la direction et de l'amplitude relative du champ électrique instantané. On distingue trois types de polarisation : elliptique, circulaire ou linéaire.

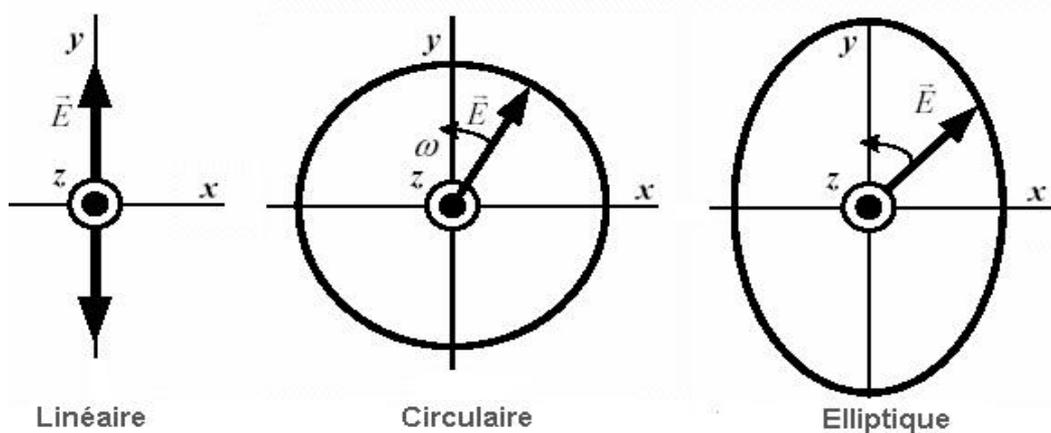


Figure 3.3 : Différents types de polarisation d'une onde électromagnétique.

## 3.2 Logiciel Tridimo

En octobre 2001, le logiciel Tridimo a été initié au sein de l'équipe « Diffraction ElectroMagnétique » de l'Ircom par C.GIRAUDON et C.GUIFFAUT. Ce simulateur est basé sur la méthode F.D.T.D dont les codes sources sont écrits en Fortran 90. Jusqu'à aujourd'hui, ce logiciel a reçu un bon nombre d'amélioration et de correction de bugs.

Cet outil scientifique demeure à ce jour le logiciel le plus utilisé au sein de l'équipe DEM. Par ailleurs, il offre la possibilité de consulter une notice détaillée pour l'écriture des

fichiers d'entrées. Ces derniers contiennent la modélisation de la structure souhaitée. Cette modélisation comporte plusieurs étapes que nous allons détailler brièvement.

La première étape consiste à déterminer les paramètres globaux de la structure et ses frontières en deux blocs. La méthode FDTD impose que l'utilisateur définisse les pas spatiaux, le nombre de cellules élémentaires dans les trois directions de l'espace. En outre, il est nécessaire d'indiquer les conditions aux limites du volume de calcul.

La deuxième étape consiste à définir les différents milieux diélectriques composant la structure. Il peut s'agir de milieux dispersifs ou non dispersifs dont on précisera leur emplacement exact au sein du volume de calcul.

La troisième étape permet de déterminer le type de source présente dans la structure. Tridimo dispose d'une large palette de sources différentes :

- Description de ou des formes d'excitations (gaussienne, sino-gaussienne, dérivée de gaussienne,...),
- Génération d'une onde plane dans un volume fermé par une surface de Huygens,
- Alimentation locale par un générateur de tension doté ou non d'une résistance interne,
- Alimentation locale par un générateur de courant doté ou non d'une résistance interne.

La quatrième étape autorise l'insertion de structure filaire parmi trois modèles disponibles :

- Fils utilisant le formalisme de Holland,
- Fils utilisant le formalisme précédent mais amélioré par C.GIRAUDON permettant d'introduire des fils obliques dans le volume de calcul,
- Torons filaires contenant des fils parallèles et répondant aux formalismes précédents.

La dernière et cinquième étape consiste à déterminer l'ensemble des paramètres que l'utilisateur souhaite connaître. Les possibilités sont aussi variées que nombreuses. A titre

d'exemple, Tridimo offre la possibilité de déterminer une impédance d'entrée d'une antenne, une cartographie de champ en temps ou en fréquence, un diagramme de rayonnement, la puissance rayonnée, etc...

### 3.3 Antenne Wu-King

#### 3.3.1 Théorie

L'antenne Wu-King [44] se caractérise par l'insertion de résistances régulièrement réparties le long des deux brins qui constituent ce dipôle. La demi-longueur d'onde centrale du signal émis par ce type d'antenne  $\lambda_c$  est du même ordre de grandeur que la longueur de l'antenne  $2h$  située sur un sol de permittivité diélectrique  $\epsilon_r$  :

$$\frac{\lambda_c}{2} = \frac{C}{2\sqrt{\epsilon_{\text{req}}} f_c} \approx 2h \quad (3.16)$$

où :

$f_c$  désigne la fréquence souhaitée à partir de laquelle l'antenne est adaptée,

$\epsilon_{\text{req}} = \frac{1}{2} * (\epsilon_r + 1)$  représente la permittivité diélectrique équivalente du milieu proche de l'antenne,

$C$  est la vitesse des ondes électromagnétiques dans le vide.

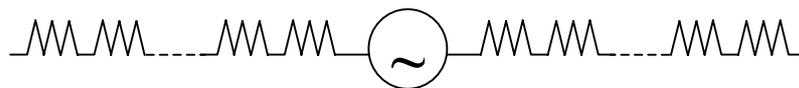


Figure 3.4 : Antenne de Wu-King comportant des charges régulièrement réparties le long des brins

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. Avec ce type d'antenne, nous disposons d'une large bande passante 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 être mis en œuvre entre la largeur de bande souhaitée et l'efficacité du dispositif.

La distribution des charges le long des brins 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 :

$$Z_i(z) = R_i(z) + iX_i(z) = \frac{\eta\psi 2\alpha}{4\pi(h - |z|)} \quad (3.17)$$

où :

$z$  est la position le long de l'antenne depuis le centre,

$R_i(z)$  est la partie réelle de l'impédance d'entrée,

$X_i(z)$  est la partie imaginaire de l'impédance d'entrée,

$h$  représente la demi-longueur du dipôle,

$\eta$  désigne l'impédance caractéristique du milieu, où  $\epsilon_{eq}$  est la permittivité équivalente du milieu proche de l'antenne,

$\alpha$  (compris entre 0 et 1) est une constante à déterminer pour obtenir le meilleur compromis entre la largeur de bande et l'efficacité,

$\psi$  est un paramètre complexe dépendant de la fréquence.

Ce dernier paramètre s'écrit :

$$\Psi = 2[\arcsin h(h/a) - C(2ka, 2kh) - jS(2ka, 2kh)] + \frac{j}{kh}(1 - e^{-j2kh}) \quad (3.18)$$

où :

$a$  est le rayon du fil,

$k$  représente le nombre d'onde.

On définit :

$$C(a, x) = \int_0^x \frac{1 - \cos \omega}{\omega} du \quad (3.19)$$

$$S(a, x) = \int_0^x \frac{\sin \omega}{\omega} du \quad (3.20)$$

$$\omega^2 = u^2 + a^2 \quad (3.21)$$

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

$$I(z, t) = G(t) \cdot (h - |z|)^\alpha \cdot e^{-jk|z|} \quad (3.22)$$

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

Dans la pratique, ces antennes sont constituées soit de résistances localisées régulièrement espacées ou d'une bande métallique dont la résistivité augmente linéairement si on s'éloigne du point d'alimentation.

### 3.3.2 Etude paramétrique

Nous allons étudier l'influence des paramètres d'un dipôle chargé (nombres de résistances, rayon du fil,...) placé en espace libre et d'évaluer les conséquences sur ses caractéristiques.

#### 3.3.2.1 Influence du nombre de résistances

##### 3.3.2.1.1 Répartition du courant

Comme nous l'avons dit précédemment, la plupart des dipôles décrits par Wu-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 et 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 concevoir quatre antennes comportant un nombre différent de résistances sur chaque brin. Les antennes comportent respectivement sur chaque brin 5, 10, 15 et 25 charges. A présent, nous allons observer la répartition du courant pour les quatre configurations à différentes fréquences. 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 si le

nombre de charges est suffisant (figure 3.5). Plus on s'éloigne des pôles d'alimentations, plus 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. Cependant, nous pouvons constater qu'à partir d'un certain nombre  $N_r$  de charges par brin (ici  $N_r = 15$ ) la répartition du courant est linéaire. Il est donc possible de limiter le nombre de résistances et par conséquent la réalisation de l'antenne. Par ailleurs, l'efficacité est sensiblement améliorée en raison de pertes ohmiques légèrement plus faibles.

#### 3.3.2.1.2 Impédance d'entrée

Dans le domaine GPR, l'adaptation d'impédance au niveau de la connexion entre le générateur et l'antenne est essentielle. On recherche avant tout un dispositif dont l'impédance d'entrée varie peu en fonction de la fréquence. Ainsi, nous pouvons nous demander si le nombre de résistances peut perturber l'adaptation de l'antenne. Pour cela, nous avons étudié les impédances d'entrée des antennes précédentes comportant respectivement 5, 15 et 25 charges par brin. D'après la figure 3.6, un minimum de 15 résistances est nécessaire afin d'assurer une adaptation convenable sur la bande [500MHz-2GHz]. Dans le cas du dipôle ne comportant que 5 charges par pôle, la partie réelle de l'impédance souffre d'un comportement en fréquence plus difficile à contrôler lorsque la pulsation  $\omega$  augmente.

Nous constatons également que la partie imaginaire est dépendant du nombre de charges. Un nombre de charges trop faible a pour effet une partie imaginaire dont la dépendance en fréquence est trop conséquente. Il est donc difficile de compenser la partie imaginaire.

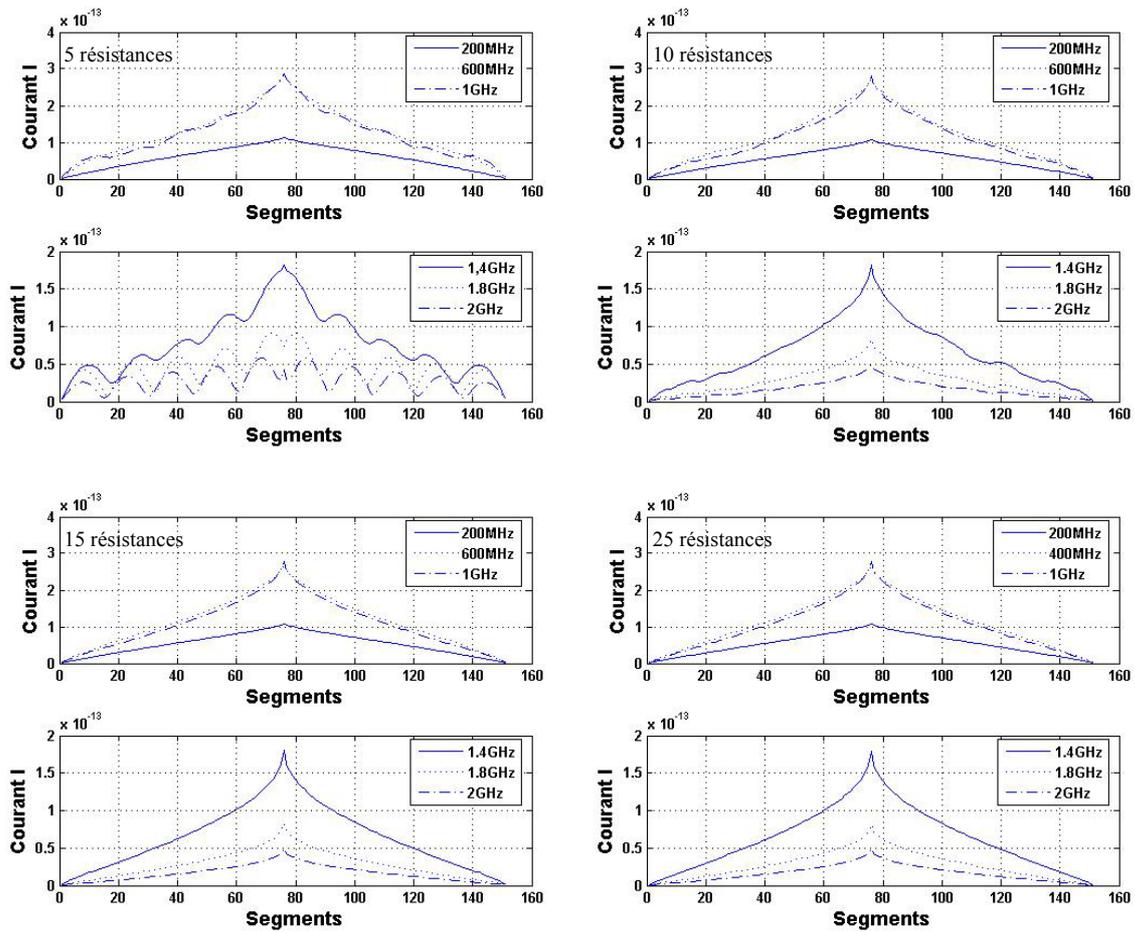


Figure 3.5 : Répartition du courant en fonction du nombre de résistances sur chaque brin du dipôle de Wu-king et en fonction de la fréquence.

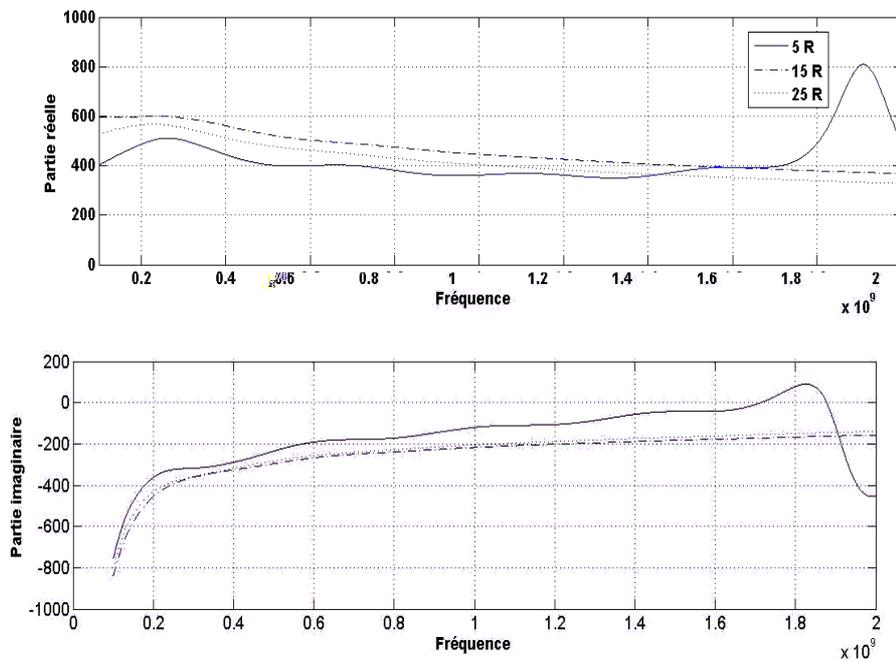


Figure 3.6 : Evolution des parties réelles et imaginaires de l'impédance d'entrée en fonction de la fréquence pour différentes densité linéique de charges par brin

## 3.3.2.2 Influence du rayon du fil

D'après l'équation 3.18, 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, nous avons modélisé quatre antennes fonctionnant à partir de 500MHz et dont les rayons des brins sont compris entre 1mm et 2,5mm. Après simulation, nous pouvons dire que le rayon a très peu d'influence sur la partie imaginaire. Sur la gamme de fréquence qui nous intéresse ( $F > 500\text{MHz}$ ), les parties imaginaires sont quasi identiques quel que soit le rayon. Quant à la partie réelle, elle croît lorsque le rayon du fil diminue (figure 3.7). Par conséquent, nous pouvons dire que l'impédance d'entrée est sensible au diamètre des brins de l'antenne de Wu-King.

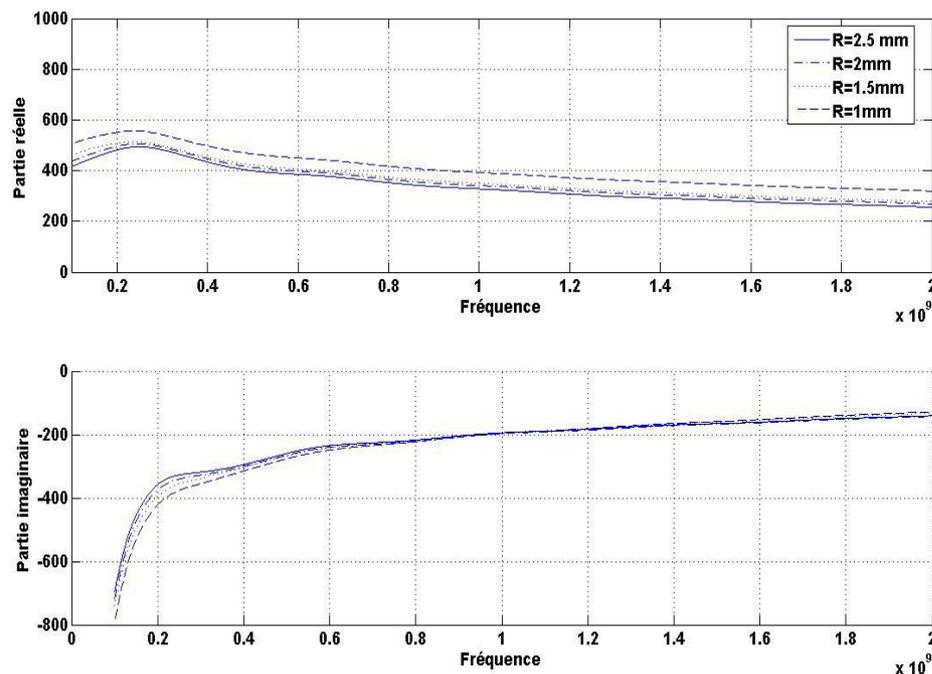


Figure 3.7 : Parties réelle et imaginaire de l'impédance d'entrée d'un dipôle chargé en fonction de la fréquence pour des diamètres de fils différents

## 3.3.2.3 Allongement de l'antenne

Il peut être intéressant de connaître l'impact de l'allongement des brins de l'antenne sur l'impédance d'entrée vue par un générateur et de la répartition du courant le long des brins. Pour étudier les variations de la longueur du dipôle, nous avons simulé deux antennes offrant la possibilité de fonctionner à partir de 500MHz. La première antenne a subi un allongement de  $\lambda/8$  et la seconde un allongement de  $\lambda/4$  (figure 3.8) de part et d'autre du point d'alimentation en insérant une section de fil et une charge supplémentaire sur chaque brin.

Nous pouvons constater que l’allongement de l’antenne permet de diminuer la partie réelle de l’impédance d’entrée par rapport à l’antenne prévue initialement qui n’a pas subi cet étirement (figure3.9). La diminution de la partie réelle permet d’abaisser les pertes par effet joule dans le dipôle permettant ainsi d’améliorer l’efficacité. En outre, la bande de fréquence de travail envisagée est respectée. La partie imaginaire de l’impédance est faiblement perturbée par la modification de la taille de l’antenne.

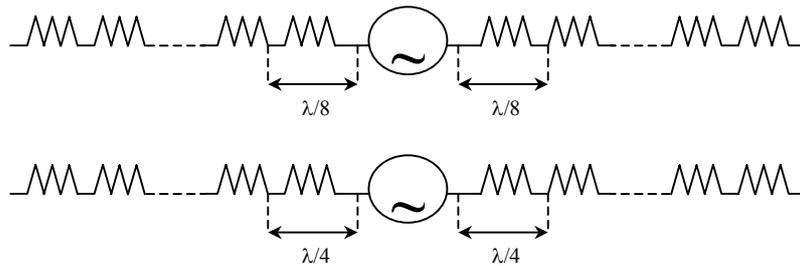


Figure 3.8 : Dipôles chargés dont les brins ont été allongés respectivement de  $\lambda/8$  et  $\lambda/4$  par rapport à la longueur  $\lambda$  pour  $F = 500\text{MHz}$

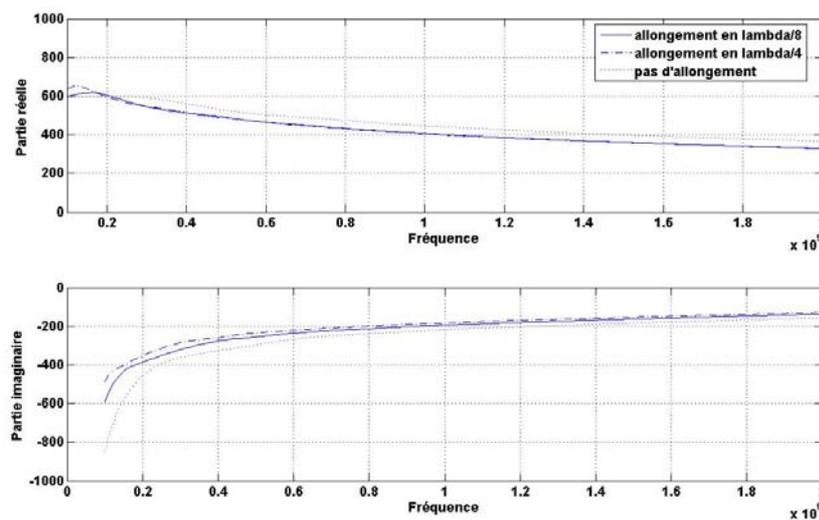


Figure 3.9 : Impédances d’entrée pour trois antennes dont deux ont subi un allongement de  $\lambda/8$  et  $\lambda/4$

Pour les deux antennes dont la longueur a été augmentée, nous pouvons constater que la forme de répartition des courants en fonction de la fréquence le long des brins des deux dipôles modifiés est satisfaisante et est comparable à celle de l’antenne initiale (figure 3.10). Cependant, la figure 3.12 nous montre que l’augmentation de la longueur de l’antenne ne peut être effectuée qu’en présence d’une charge additionnée à l’accroissement de la longueur du

fil. En effet, sans charges sur l'allongement du fil, plus on se rapproche du point d'alimentation de l'antenne et plus la répartition des courants est gênante et en particulier aux fréquences les plus élevées. Il n'est pas à exclure de multiples réflexions au niveau de la connexion entre le générateur et l'antenne de Wu-King. Dans le cas d'allongements de l'antenne sans addition de charges, nous pouvons également constater que les parties imaginaires des impédances d'entrées deviennent difficilement compensables et en particulier aux fréquences les plus basses (figure 3.11).

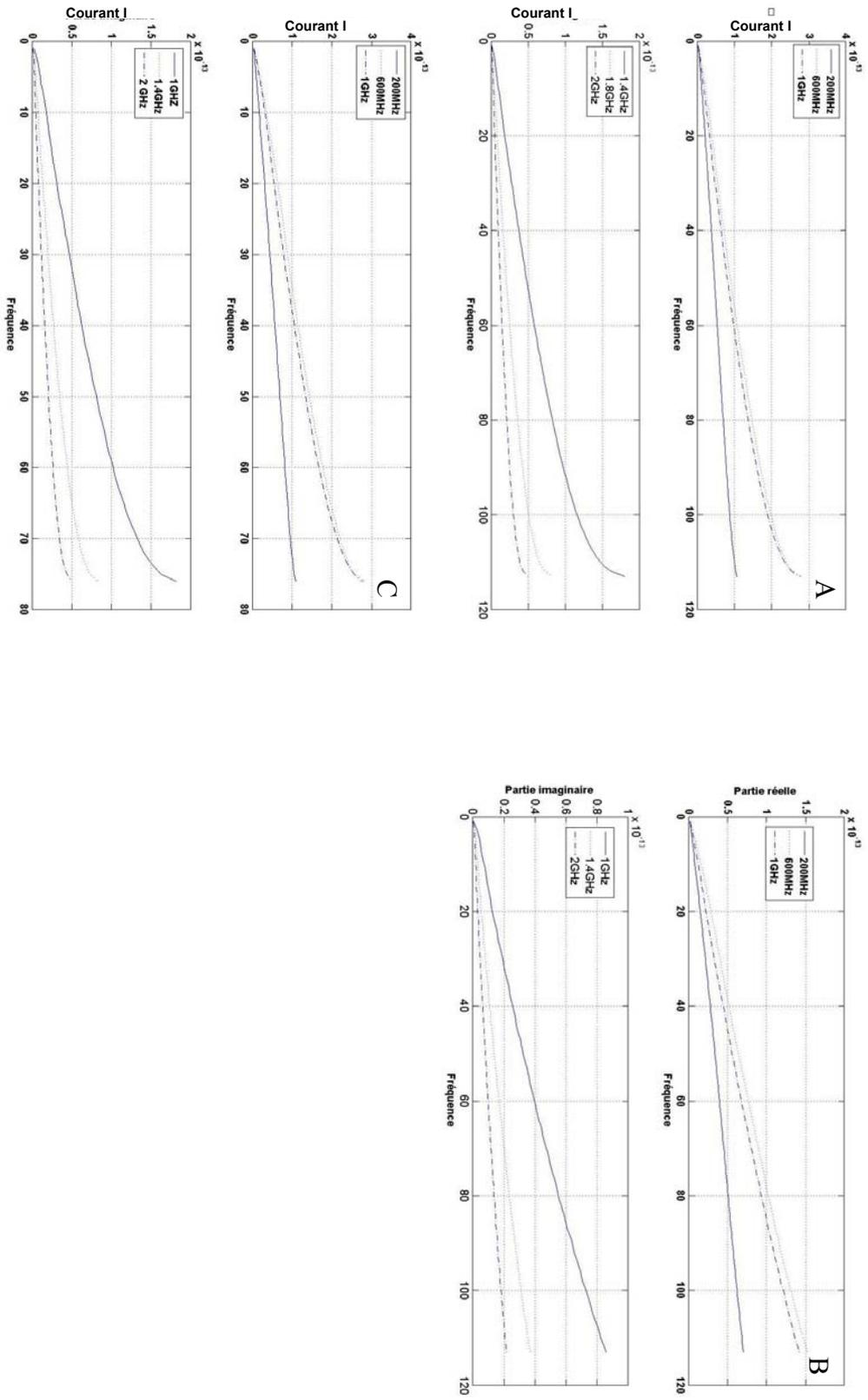


Figure 3.10 : Répartition des courants sur un brin de l'antenne en fonction de la fréquence pour trois dipôles chargés : allongement en  $\lambda/8$  (graphe A), allongement en  $\lambda/4$  (graphe B) et sans allongement (graphe C)

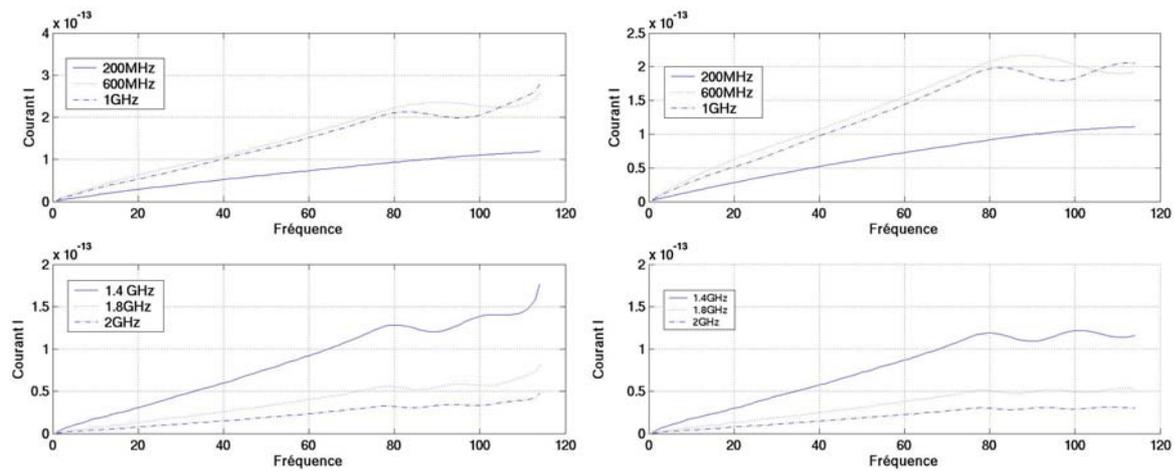


Figure 3.11 : Répartition des courants en fonction de la fréquence pour deux dipôles chargés allongés de  $\lambda/8$  sans charges (à gauche) et  $\lambda/4$  sans charges (à droite) pour une fréquence  $F = 500\text{MHz}$

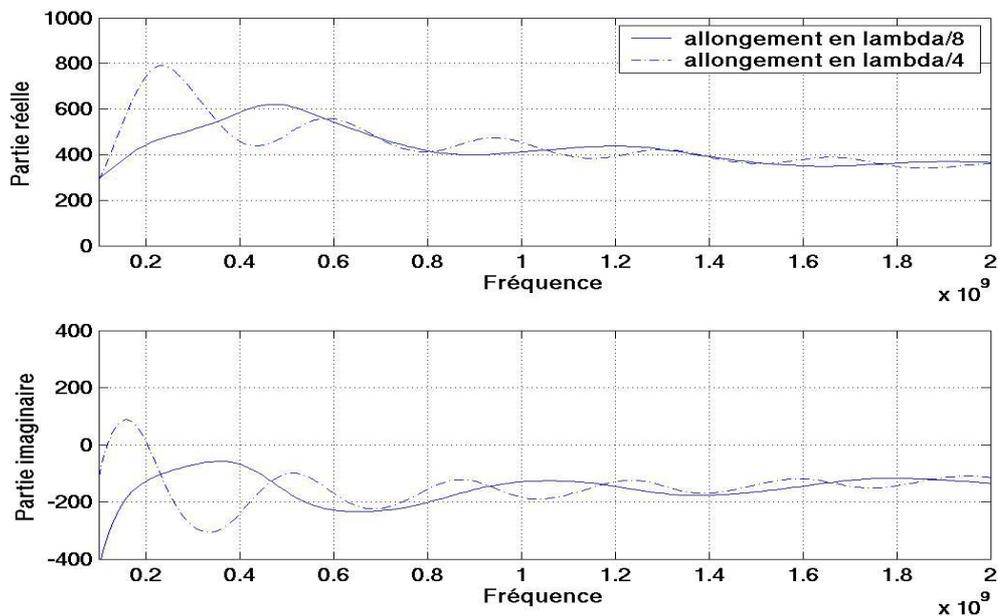


Figure 3.12 : Impédance d'entrée au point d'alimentation de deux dipôles allongés de  $\lambda/8$  et  $\lambda/4$  sans charges pour une fréquence  $F = 500\text{MHz}$

### 3.3.2.4 Dipôle chargé en présence d'un sol

L'étude amorcée présente des antennes qui, jusqu'à maintenant sont en espace libre. Or, dans la pratique, tout au moins dans le domaine GPR, ces dipôles sont disposés à l'interface entre un milieu diélectrique et l'air. Par conséquent, nous pouvons nous demander quelle peut être 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.

### 3.3.2.4.1 Impédance d'entrée

Afin d'étudier l'influence de la permittivité du sol sur l'impédance de l'antenne, nous avons simulé une antenne de Wu-King dont la limite de fonctionnement à la fréquence la plus basse est 500MHz. Cette antenne est mise en contact d'un sol sans pertes dont la permittivité  $\epsilon_r$  évolue.

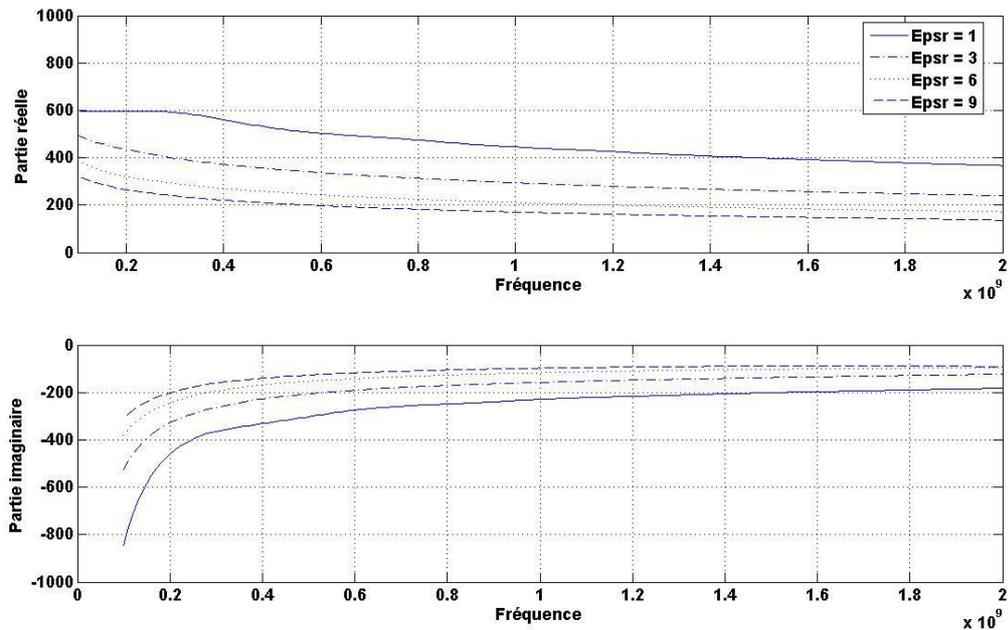


Figure 3.13 : Influence de la permittivité relative  $\epsilon_r$  du sol sur les parties imaginaires et réelles de l'impédance d'entrée de l'antenne chargée

Comme nous pouvons le remarquer, la partie réelle diminue lorsque la permittivité relative  $\epsilon_r$  du sol augmente. En ce qui concerne la partie imaginaire, nous pouvons dire que la valeur de la capacité  $C$  induite par l'antenne et son environnement augmente avec la permittivité relative.

Cette capacité  $C$  est telle que :

$$C = \frac{\epsilon S}{e} \quad (3.22)$$

où

$\epsilon$  est la permittivité du sol,

$S$  représente la surface commune aux deux électrodes de la capacité,

$e$  est l'épaisseur entre les électrodes.

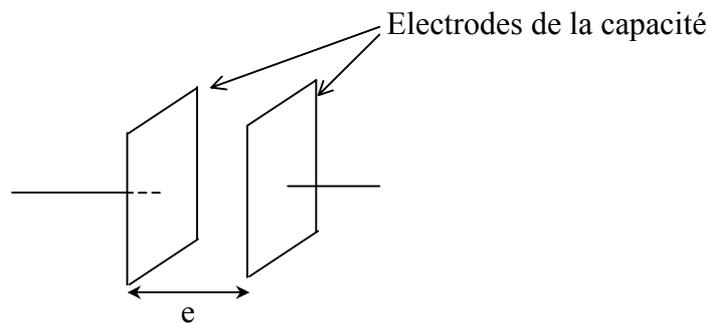


Figure 3.14 : Représentation schématique de la capacité de l'antenne chargée

En conclusion, nous pouvons dire qu'il est possible de faire une caractérisation électromagnétique du sol.

#### 3.3.2.4.2 Gain et directivité

Nous allons maintenant nous intéresser à la directivité de l'antenne en fonction de la permittivité relative  $\epsilon_r$  du sol. Pour cela, nous avons pris les permittivités relatives suivantes : 3, 6 et 9. Notons que pour chaque valeur de la permittivité, le sol présente une conductivité  $\sigma$  nulle.

D'après la figure 3.15, nous pouvons voir que 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. Pour le rayonnement dans le sol, nous pouvons voir que dans le plan E, le lobe principal se focalise d'autant que la permittivité est élevée alors que les lobes secondaires s'élargissent et ont une directivité croissante. Dans le plan H (figure 3.16), le rayonnement se fait essentiellement dans le sol et le lobe principal se rétrécit avec une permittivité croissante.

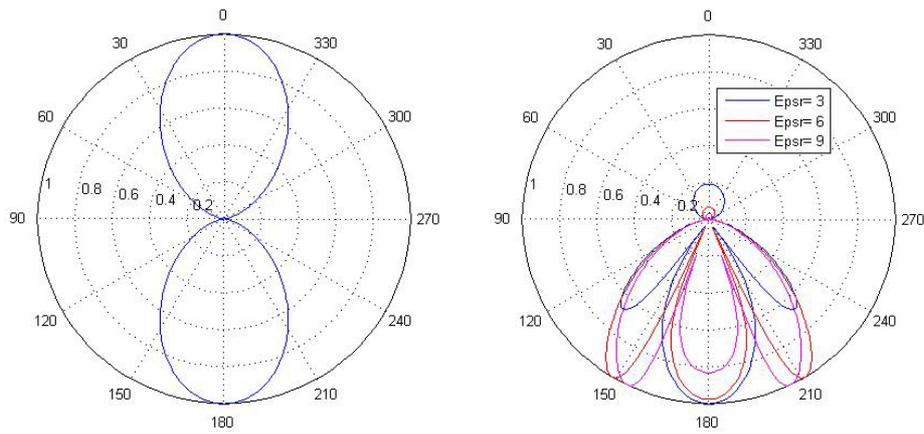


Figure 3.15 : Directivités normalisées de l'antenne dans le plan E en espace libre (à gauche) et en présence d'un sol en fonction de la permittivité relative à  $F = 500\text{MHz}$

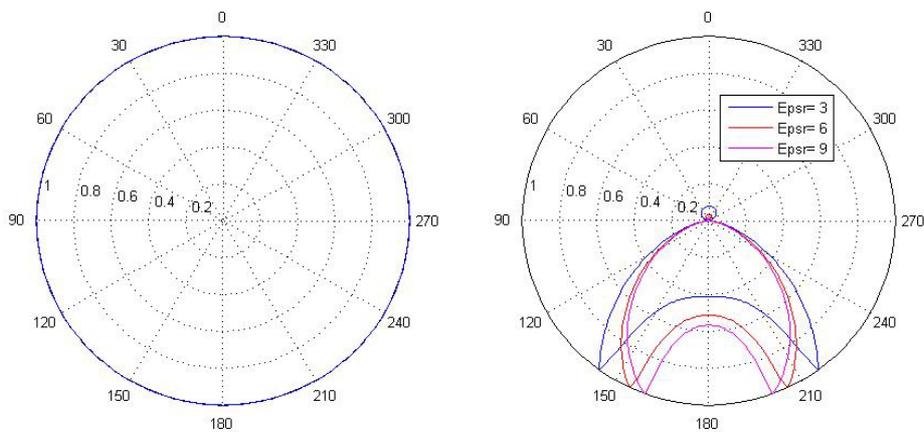


Figure 3.16 : Directivités normalisées de l'antenne dans le plan H en espace libre (à gauche) et en présence d'un sol en fonction de la permittivité relative à  $F = 500\text{MHz}$

Intéressons nous à l'influence d'une variation de la permittivité relative d'un sol sans pertes sur le gain et l'efficacité de l'antenne.

$\epsilon_r$	$\theta_{\max}$	$\eta$	G
3	$180^\circ$	0,0663	0,191
6	$180^\circ$	0,0715	0,253
9	$180^\circ$	0,0736	0,319

Tableau 3.1 : Gain et efficacités maximum en fonction de la permittivité relative  $\epsilon_r$  pour  $F = 500\text{MHz}$

Comme nous pouvons le constater, le gain et l'efficacité de l'antenne augmentent lorsque la permittivité relative  $\epsilon_r$  croît.

### 3.4 Antenne papillon (« Bow-tie antenna »)

Ce type d'antenne est très largement utilisé dans les radars GPR, même si leur encombrement est nettement supérieur à celui d'une antenne de Wu-King. Nous allons étudier dans ce paragraphe les principales caractéristiques de ces antennes.

#### 3.4.1 Etude paramétrique

##### 3.4.1.1 Influence de l'espace entre pôle

Nous allons nous intéresser à l'écartement  $e$  entre les pôles de l'antenne au niveau du point d'alimentation. Cet écartement est compris entre 0,5cm et 4 cm par pas de 0,5cm. Les autres paramètres géométriques de l'antenne restent fixes. De ce fait,  $\theta$  est égal à  $53^\circ$  et  $L$  à 46 cm (figure 3.17).

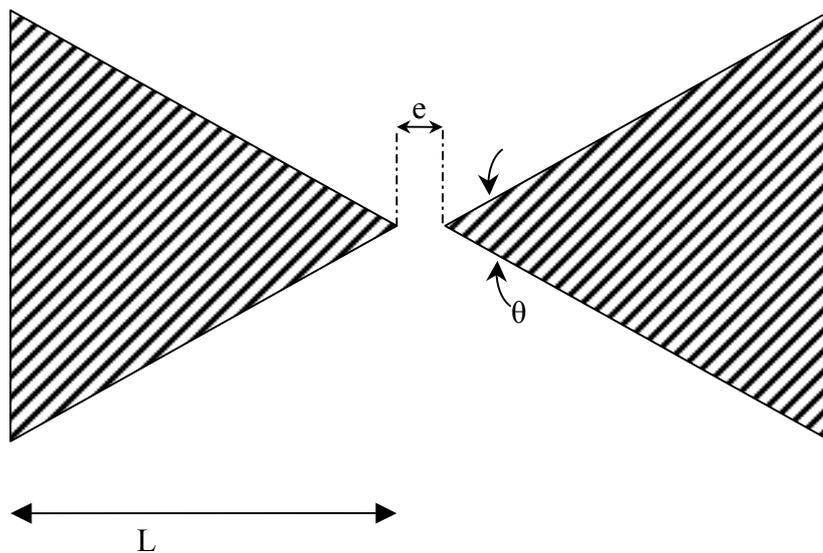


Figure 3.17 : Antenne papillon modélisée sous Tridimo

On constate que la partie réelle de l'impédance d'entrée de l'antenne croît très faiblement avec l'augmentation de la distance  $e$  entre les pôles d'alimentation de l'antenne (figure 3.18). Cependant, si  $e$  augmente, l'effet selfique de l'antenne devient prépondérant pour des fréquences plus basses. En dernier lieu, nous pouvons constater que la largeur de bande de l'antenne est d'environ 150MHz autour d'une fréquence centrale de 400MHz. L'adaptation est donc plus aisée sur cette bande de fréquence.

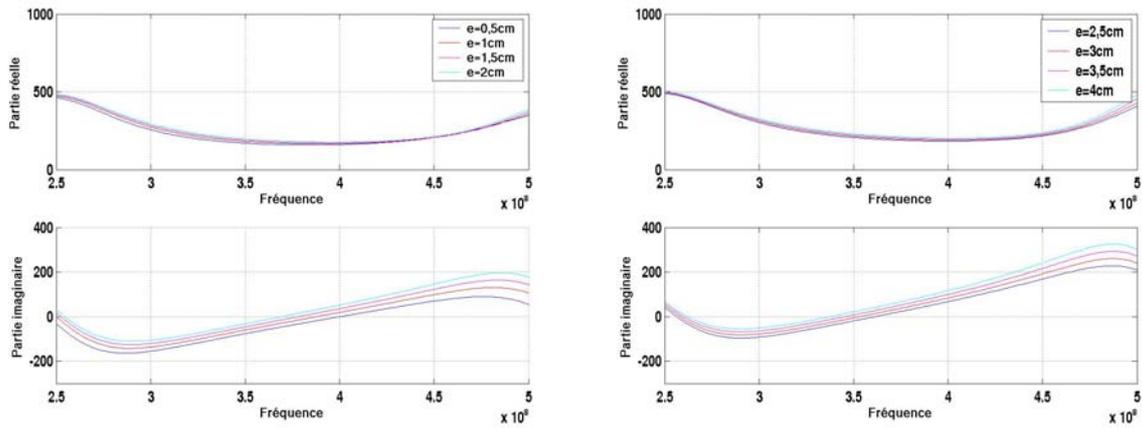


Figure 3.18 : Evolution de la partie réelle et de la partie imaginaire de l'impédance d'entrée d'une antenne papillon en fonction de la fréquence et de la variation de l'espace  $e$  entre pôle

### 3.4.1.2 Influence de la longueur $L$

Maintenant nous allons nous intéresser à la variation de la longueur  $L$  de chaque partie triangulaire de l'antenne.  $L$  varie entre 25cm et 46cm par pas de 3cm.  $L$ 'angle  $\theta$  est fixé à  $53^\circ$  et la distance  $e$  à 2cm.

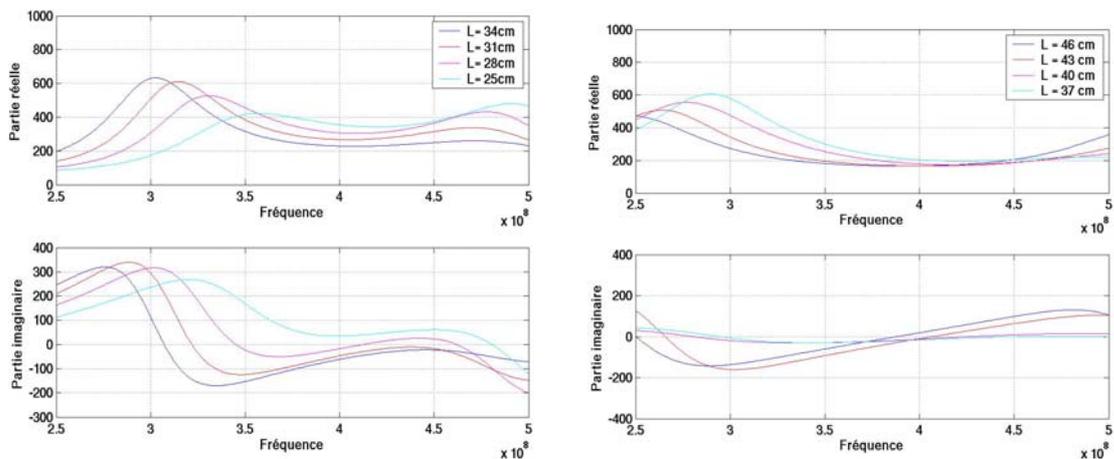


Figure 3.19 : Evolution de la partie réelle et de la partie imaginaire de l'impédance d'entrée d'une antenne papillon en fonction de la fréquence et de la variation de la longueur  $L$

La figure 3.19 nous montre que plus la longueur  $L$  de chaque partie triangulaire augmente, plus l'impédance d'entrée diminue. Quant à la partie imaginaire, elle a tendance à diminuer lorsque  $L$  croît. Par ailleurs, la bande de fréquence reste d'environ 150MHz.

### 3.4.1.3 Influence de l'angle $\theta$

Maintenant, il s'agit de l'angle  $\theta$  que nous souhaitons faire varier.  $L$  est égal à 46 cm et  $e$  à 2cm. Cet angle a pour valeur  $20^\circ$ ,  $40^\circ$ ,  $50^\circ$ ,  $60^\circ$  et  $80^\circ$ . Plus l'angle  $\theta$  augmente et plus la

partie réelle augmente (figure 3.20). La partie imaginaire tend vers zéro. Par ailleurs la bande de fréquence pour laquelle l'antenne est exploitable s'en trouve considérablement augmentée. Cependant, le fait d'augmenter l'angle  $\theta$  tend à dépolariiser l'onde.

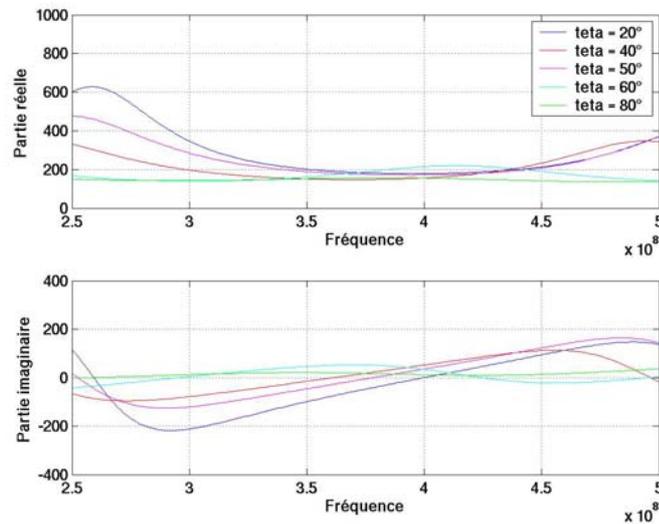


Figure 3.20 : Evolution des parties réelles et imaginaires de l'impédance d'entrée de l'antenne pour différentes valeurs d'angles  $\theta$

#### 3.4.1.4 Influence de la présence d'un sol

Certes, l'étude précédente concernant les variations des paramètres géométriques de l'antenne permet de caractériser son comportement en fréquence, cependant, il est également intéressant d'observer le comportement de l'antenne en présence de sols dont la permittivité relative  $\epsilon_r$  est comprise entre 3 et 12. Les paramètres géométriques de l'antenne sont :  $\theta = 53^\circ$ ,  $e = 2\text{cm}$  et  $L = 46\text{cm}$ .

La figure 3.21 montre qu'en présence d'un sol, la directivité de l'antenne est médiocre lorsque la permittivité du sol augmente. Pour un sol de permittivité  $\epsilon_r$  égale à 1 ou 3, la direction principale de rayonnement est pour  $\theta$  égal à  $180^\circ$ . Lorsque la permittivité du sol croît, nous observons la disparition du lobe principal de rayonnement au bénéfice des lobes secondaires devenant les directions prépondérantes de propagation. Cela constitue un inconvénient majeur car le rayonnement ne se fait pas au nadir de l'antenne. En conséquence, les performances de l'antenne sont largement dégradées en présence d'un sol à forte permittivité.

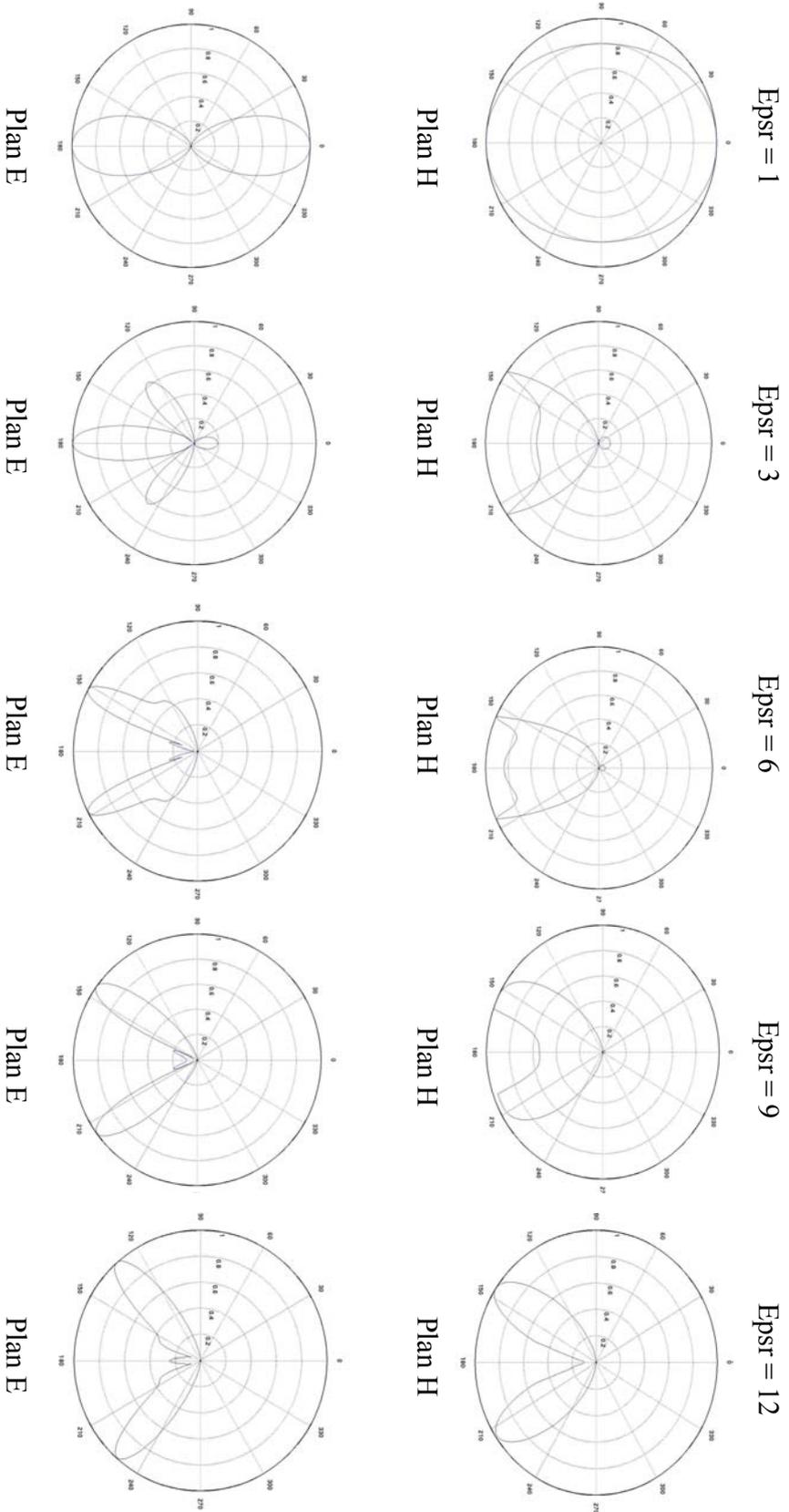


Figure 3.21 : Diagrammes de rayonnement dans les plans E et H de l'antenne papillon pour différentes permittivités du sol à une fréquence de 400MHz

Intéressons nous maintenant à l'évolution de la partie imaginaire et de la partie réelle de l'impédance d'entrée en fonction de la permittivité du sol (figure 3.22). Nous pouvons constater que la partie réelle de l'impédance diminue lorsque la permittivité relative  $\epsilon_r$  augmente et devient beaucoup plus stable en fonction de la fréquence. Le constat est quasiment le même en ce qui concerne la partie imaginaire qui tend vers zéro lorsque la permittivité relative croît. Nous pouvons dire que l'adaptation entre le générateur du signal et l'antenne est facilitée. Mais comme nous l'avons vu précédemment, cela se fait au dépend d'un diagramme de rayonnement mauvais.

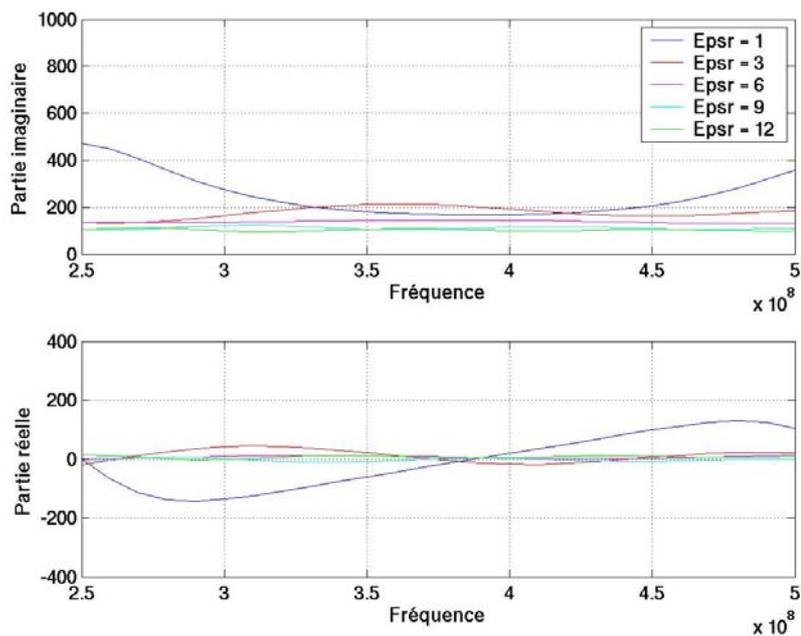


Figure 3.22 : Partie imaginaire et partie réelle de l'impédance d'entrée au point d'alimentation de l'antenne en fonction de la fréquence pour des valeurs de permittivité relative croissante

Epsr	$\theta_{\max}$	$\eta$	$G_0$ normalisé
1	180°	1	0,5
3	180°	0,99	0,4998
6	155° et 205°	0,99	0,4998
9	135° et 215°	0,99	0,5002
12	128° et 222°	1,004	0,5002

Tableau 3.2 : Gain normalisé et efficacités maximum en fonction de la permittivité relative  $\epsilon_r$  pour  $F = 400\text{MHz}$

Les antennes papillons ont une efficacité largement supérieure à celle des antennes de Wu-King,. Pour améliorer le couplage entre le milieu diélectrique et l'antenne [45] [46], il peut être envisagé de rajouter des résistances aux extrémités de l'antenne connectées entre elles (figure 3.23). Ces charges sont calculées en fonction de la permittivité du sol sondé. Mais l'ajout d'éléments passifs évite les multiples réflexions internes à l'antenne.

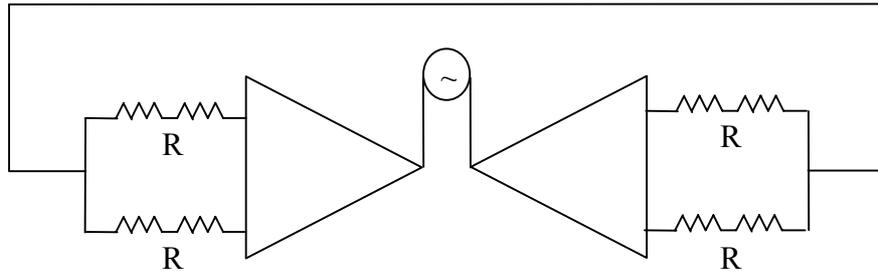


Figure 3.23 : Antenne papillon chargée à ses extrémités par quatre résistances de même valeur R

Le calcul de la valeur R s'écrit :

$$R = \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_r}{\epsilon_0 \epsilon_r}} \approx \frac{377}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (3.23)$$

où :

$\mu_0$  et  $\epsilon$  sont respectivement la perméabilité et la permittivité du vide,

$\mu_r$   $\epsilon_r$  sont respectivement la perméabilité et la permittivité relative du sol.

L'équation ci-dessus montre la dépendance entre la valeur des charges et l'impédance présentée par le sol.

### 3.5 Conclusion

Ainsi, nous avons pu étudier deux types d'antennes couramment utilisées dans les radar GPR. Les antennes de Wu-King ont l'avantage d'avoir des dimensions réduites et une large bande de fonctionnement. Cependant, leur rendement est très faible ce qui constitue un inconvénient majeur. La puissance dissipée dans les charges réparties sur les deux brins représente environ 90% de la puissance fournie par le générateur. Il faut donc fournir une

puissance relativement élevée à l'antenne pour qu'un minimum de puissance soit rayonnée dans le sol.

A l'inverse de l'antenne Wu-King, les antennes papillons ont un rendement plus élevée mais une bande passante beaucoup insuffisante si elles ne sont pas chargées. Leur encombrement peut également s'avérer comme un handicap en raison de leur géométrie imposante. Nous avons pu également constater que ces antennes dépointent dès que la permittivité du sol devient élevée. Il convient donc d'établir un compromis entre ces deux types d'antennes en fonction du paramètre que nous souhaitons privilégier (bande passante, efficacité, etc...).



## Chapitre 4 : Prospection et simulations

Dans ce chapitre, nous présenterons la campagne de mesures GPR effectuée sur le site test du Laboratoire Central des Ponts et Chaussées (L.C.P.C) de Nantes. Ce site est un outil scientifique dans l'expérimentation et le test de dispositifs GPR. Une seconde partie de ce chapitre abordera les simulations faites avec le logiciel TRIDIMO dans la tentative de retrouver les résultats obtenus sur le terrain. Si ces simulations sont concluantes, elles permettront d'ouvrir de nouvelles perspectives dans le domaine GPR.

### 4.1 Site du LCPC

#### 4.1.1 Présentation du site [47]

Le site test du LCPC 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 type bien définis et non de mélanges. Il est assimilable à une fosse de 30 mètres sur 20 mètres au niveau de la surface (figure 4.1). 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 selon un module de 2,50 mètres :

- Une tranche de limon de 5 mètres (figure 5.2),
- Une tranche dite « multicouche » de 2,50 mètres, constituée de l'empilement de couches de 0,60 mètre à 1,30 mètre des autres matériaux du site (figure 5.2),
- Une tranche de sable calcaire de 5 mètres (figure 4.3),
- Une tranche de gravier gneiss 14/20 de 5 mètres (figure 4.3),
- Deux tranches de grave gneiss 0/20 de 5 mètres soit 10 mètres (figure 4.4),
- Une risberme de 2,50 mètres en bout de site pour des essais de recherche de fuite dans les tuyaux.

La protection vis à vis de l'eau est un problème essentiel par rapport à l'objectif de « référence ». Une bâche recouverte d'asphalte a été déposée à la surface du site permettant de s'affranchir au mieux des eaux de pluies pour un coût peu onéreux. Le fond de la fosse est équipé de deux drains pour évacuer l'humidité à l'extérieur de la fosse. Chacun des objets enfouis fait l'objet d'une fiche de définition (positionnement dans le sol, diamètre des tuyaux, etc...) . La liste peut en être établie ainsi :

- Dans le limon : -un escalier de 6 blocs de polystyrène expansé de 1m x 1m x0,25m
  - trois nappes de tuyaux de 2,50 mètres de longueur à des profondeurs différentes et des écartements croissants avec la profondeur. Chacune des nappes est constituée d'un tuyau acier vide, d'un tuyau PVC plein d'eau et un tuyau PVC vide. L'ordre de pose dans chaque nappe est identique et correspond à l'ordre énoncé ci-dessus par rapport à l'axe longitudinal du site. Cet ordre a été respecté pour toutes les nappes dans tous les matériaux.

- Dans le sable calcaire : -une cavité hémisphérique en polystyrène expansé ( hauteur 0,50m, diamètre 2,50 mètres)
  - deux blocs isolés en gneiss de 300 et 500 mm environ à deux profondeurs différentes
  - trois nappes de tuyaux comme dans le limon. Ici chaque nappe de tuyaux est constituée de deux longueurs de 2,50 mètres. En travers de l'une de ces longueurs et à chaque nappe a été placé un câble électrique de forte section formant une boucle et ressortie en bordure de site afin de pouvoir éventuellement l'alimenter.
  
- Dans le gravier 14/20 :- deux dolmens d'environ 4m<sup>3</sup> constitués de 3 ou 4 blocs de base situés à des profondeurs différentes.
  - un tuyau en béton de diamètre 500mm de 2 mètres de long
  - trois nappes de tuyaux.
  
- Dans la grave gneiss 0/20 :- deux dolmens comme précédemment
  - un tuyau en béton identique au précédent
  - trois nappes de tuyaux
  - un mur en maçonnerie de parpaings creux parallélépipédique
  - un mur en maçonnerie de parpaings creux avec 3 marches de 0,70m de longueur et une hauteur de marche de 0,65m
  - une poutre acier IPN plantée en biais
  - un amas de blocs de roche de diamètre 300 à 500mm de même provenance que la grave gneiss qui l'entoure.

**PROJET NATIONAL MICROTUNNELS - SITE TEST des METHODES GEOPHYSIQUES**  
**Coupes par tranche pour positionnement des objets**

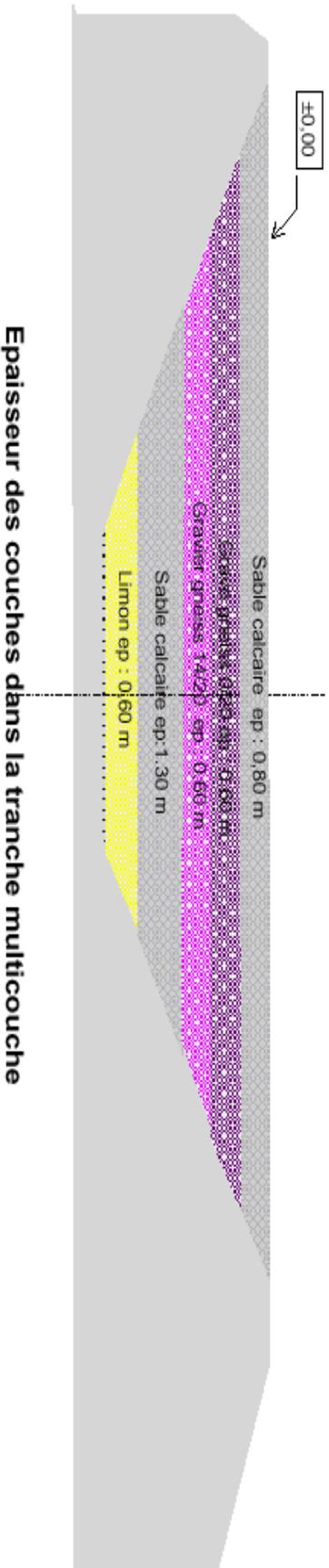
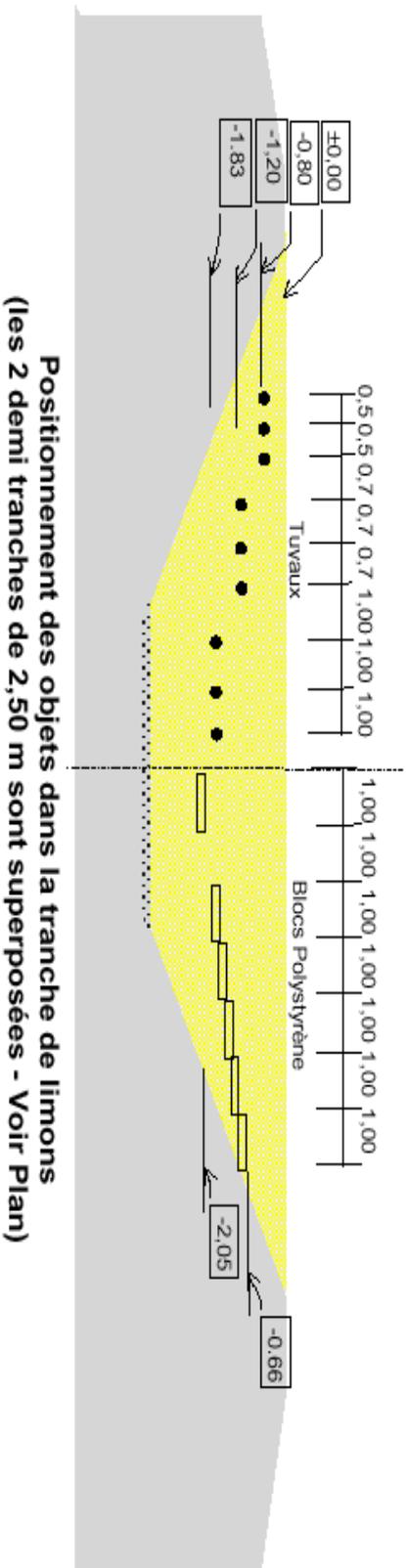
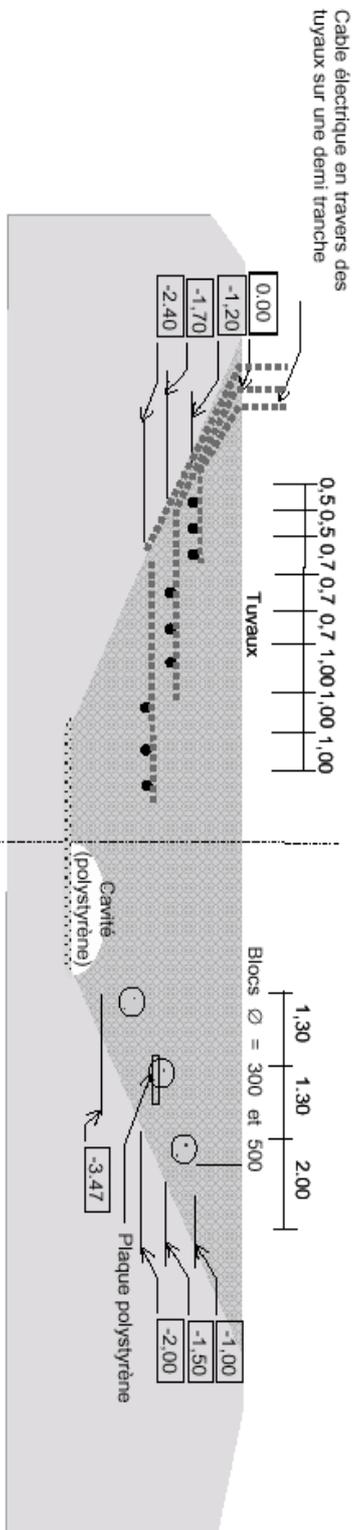
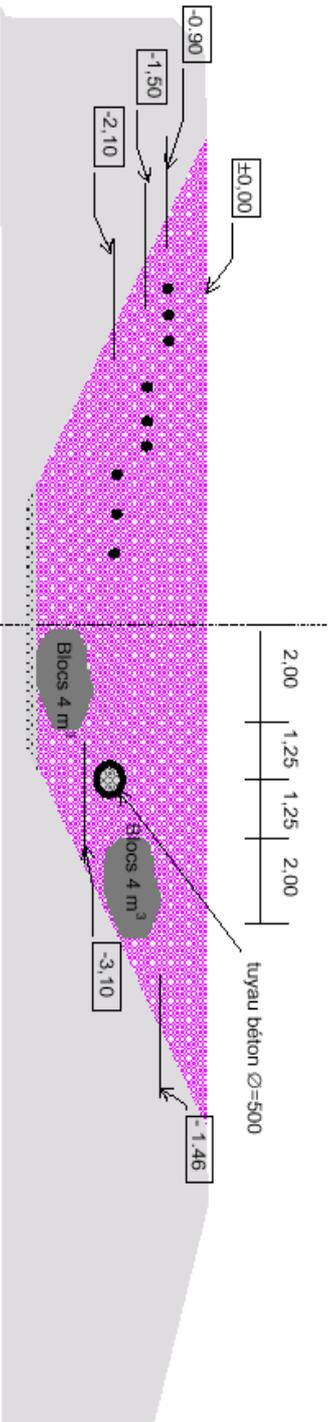


Figure 4.2 : Positionnement des objets dans la tranche de limons (en haut) et dans la tranche multicouche (en bas) [47]

**PROJET NATIONAL MICROTUNNELS - SITE TEST des METHODES GEOPHYSIQUES**  
**Coupes par tranche pour positionnement des objets**



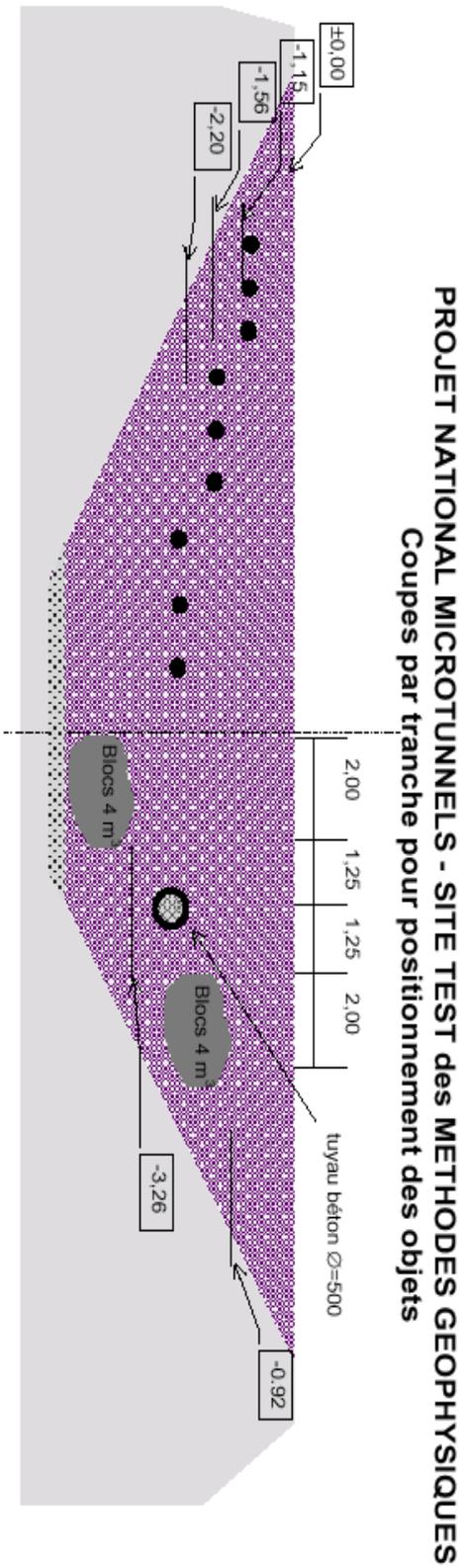
**Positionnement des objets dans la tranche de sable calcaire**  
**(les deux demi tranches de 2,50 m sont superposées - Voir Plan)**



**Positionnement des objets dans la tranche de grave 14/20**  
**(les 2 demi tranches de 2,50 m sont superposées - Voir Plan)**

© L.C.P.C.

Figure 4.3 : Positionnement des objets dans la tranche de sable calcaire (en haut) et dans la tranche de grave 14/20 (en bas) [47]



**Positionnement des objets dans la 1ère tranche de grave 0/20  
 (les 2 demi tranches de 2,50 m sont superposées - Voir Plan)**

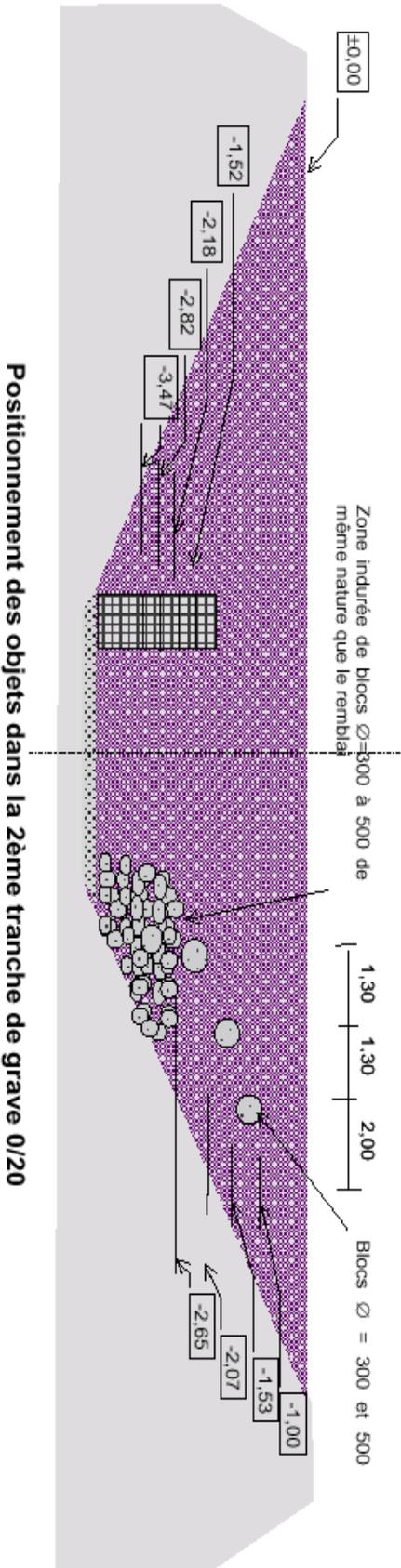


Figure 4.4 : Positionnement des objets dans la première couche de grave 0/20 (en haut) et dans la deuxième tranche de grave 0/20 (en bas) [47]

Le tableau 4.1 regroupe les caractéristiques électromagnétiques des divers matériaux composant cette fosse. Le sable calcaire et le gneiss 14/20 sont deux diélectriques propices aux prospections GPR en raison de leur faible atténuation et à leur facteur de qualité élevé, en opposition aux deux autres qui auront l'avantage de démontrer les limites du radar.

Matériaux	Limons	Sable calcaire	Gneiss 14/20	Gneiss 0/20
V(m/ns)	0.07	0.12	0.17	0.13
Permittivité relative	13	6	3	5.5
Facteur de qualité	7	20	30	7
Atténuation 300-900MHz(dB/m)	15-45	6-20	1.5-4.5	9-27

Tableau 4.1 : Propriétés électromagnétiques des quatre matériaux principaux du site test du LCPC dans lesquels sont plongés les différents objets.

#### 4.1.2 Radar GPR RAMAC

En 2003, l'équipe Diffraction ElectroMagnétique (D.E.M) a acquis un radar GPR RAMAC ainsi que divers accessoires (figure 4.5):

- trois antennes blindées (250MHz, 500MHz, 800MHz),
- une unité de contrôle CU2,
- un micro-ordinateur portable blindé,
- un chariot de transport,
- deux logiciels de traitements (Reflexw et Groundvision).

En octobre 2003, la première campagne de mesure à caractère génie civil a eu lieu sur le site test du LCPC dont les objectifs étaient multiples :

- la familiarisation avec les techniques et les outils adaptés à la détection de cibles enfouies,
- l'exploitation des résultats,
- la comparaison entre résultats théoriques et pratiques.



Figure 4.5 : Radar GPR RAMAC (photo A) muni d'une antenne blindée 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)

## 4.2 Résultats expérimentaux

### 4.2.1 Logiciel Reflexw

La société MalaGéosciences fournit le logiciel Groundvision avec le radar. Ce logiciel permet la visualisation instantanée des acquisitions mais demeure moins performant pour leurs traitements que le logiciel Reflexw. Reflexw est la nouvelle version Windows 9X/NT du programme Reflex sous Dos. Ce logiciel est adapté pour le traitements de données provenant de mesures d'origine diverses (sismiques, GPR, ultrasons). Cet outil propose cinq modules d'analyses :

- module "2D data-analysis",
- module "CMP velocity analysis",
- module "3D data-interpretation",
- module "modelling 2D-simulation",
- module "traveltime analysis 2D".



Les deux antennes opérationnelles ont pu mettre en évidence l'interface sable/limons présente au sein de cette première tranche (figure 4.7). Par ailleurs, nous pouvons constater que la zone aveugle ( ou zone d'ombre) est largement inférieure pour l'antenne 500MHz que pour l'antenne 250MHz. Cette zone dans laquelle aucune cible potentielle ne peut être détectée est intimement liée à la fréquence d'utilisation et donc à la largeur de l'impulsion émise par le radar GPR. Plus la fréquence sera élevée et plus cette zone sera courte.

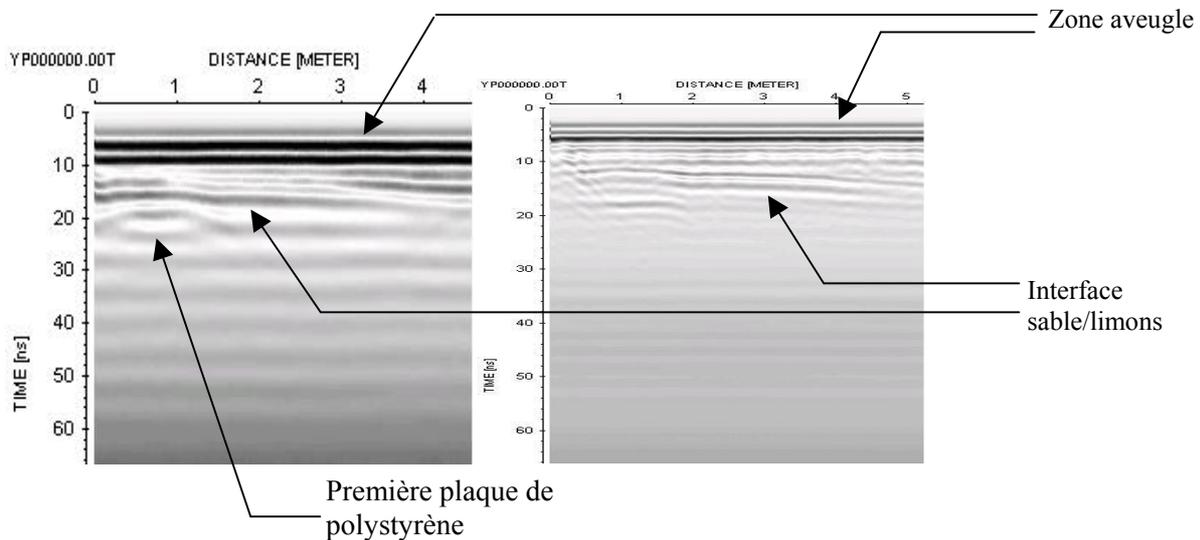


Figure 4.7 : Bscans au dessus de la tranche de limons pour les deux antennes 250MHz (à gauche) et 500MHz (à droite).

Les performances de l'antenne 500MHz n'ont pas autorisé le repérage des cibles. Par contre, l'antenne de 250MHz a permis de déceler la présence de deux plaques de polystyrène (figure 4.8) et de la première nappe de tuyaux (figure 4.9). Sur cette première nappe de tuyaux, seul le tuyau en acier est localisé, les deux cylindres en pvc contenant respectivement de l'eau ou de l'air restent totalement « invisibles ». En effet, l'onde rétrodiffusée par ces deux tuyaux est trop atténuée par les pertes du milieu diélectrique et se trouve noyée dans le bruit.

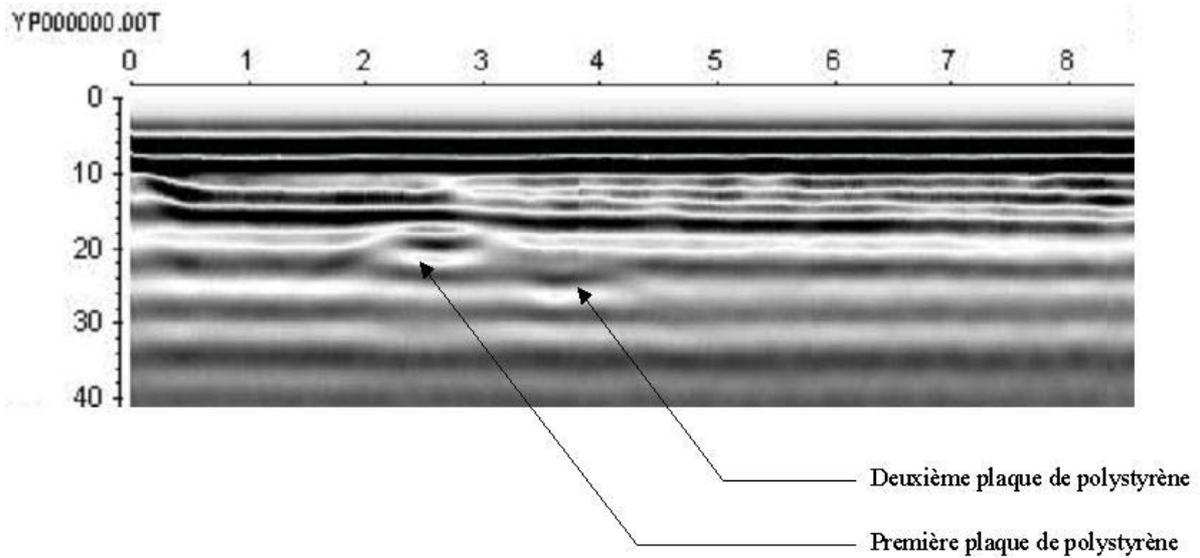


Figure 4.8 : Bscan sur la tranche de limons au dessus des plaques de polystyrène (250MHz)

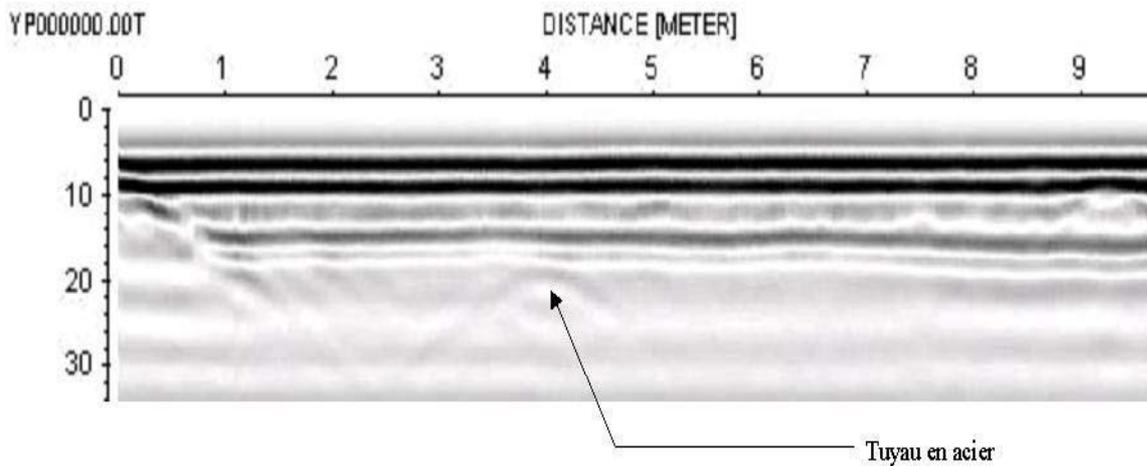


Figure 4.9 : Bscan sur la tranche de limons au dessus des nappes de tuyaux (250MHz)

#### 4.2.2.2 Tranche de sable calcaire

Ce sable est consolidé dans sa grande majorité par une cimentation naturelle carbonatée, calcaire ou dolomitique. Rappelons que les pertes diélectriques engendrées par ce diélectrique sont plus faibles que pour le matériau précédent.

Comme nous l'avons déjà mentionné, cette tranche renferme trois séries de tuyaux identiques entre elles à des profondeurs différentes. Nous sommes en mesure de distinguer les trois nappes de tuyaux pour l'antenne fonctionnant à 250MHz alors que seules deux nappes sont détectables à l'aide de l'antenne travaillant à 500MHz (figure 4.10). A nouveau, la dépendance entre la fréquence de travail et la profondeur maximale d'investigation est mise en évidence. Par ailleurs, les deux Bscans présentés sur la figure 4.10 montrent également la

dépendance entre la fréquence et la résolution verticale. En effectuant un zoom sur la nappe la moins profonde (N°1), nous pouvons distinguer deux hyperboles correspondant à deux réflexions consécutives mais à des temps différents (figure 4.11) pour une fréquence de travail de 500MHz. En effet, le deuxième tuyau contient de l'eau. Ce diélectrique possède une forte permittivité relative  $\epsilon_r$  ( $\epsilon_r \approx 81$ ) qui diminue la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques. Cela explique le retard de l'onde rétrodiffusée recueillie par l'antenne de réception. Sur le radargramme effectué à 250MHz, ces deux hyperboles sont confondues, et montre un lien entre la fréquence et la résolution verticale. Plus la fréquence sera élevée et meilleure sera la résolution.

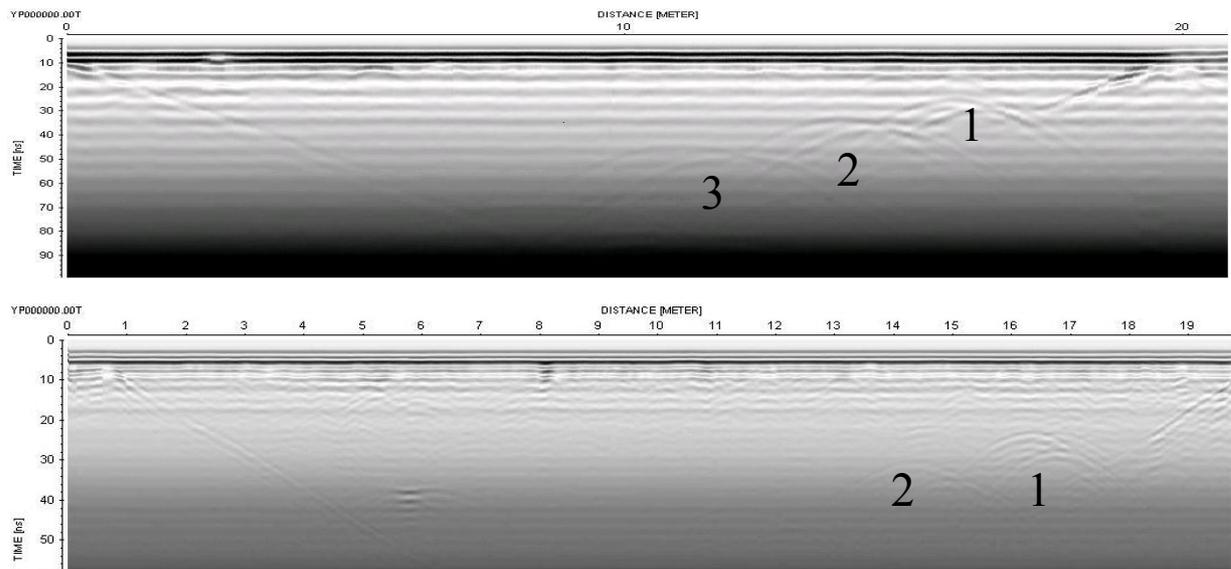


Figure 4.10 : Bscans au dessus de la tranche de sable calcaire renfermant trois nappes de tuyaux à des profondeurs différentes à 250 MHz (en haut) et à 500MHz (en bas).

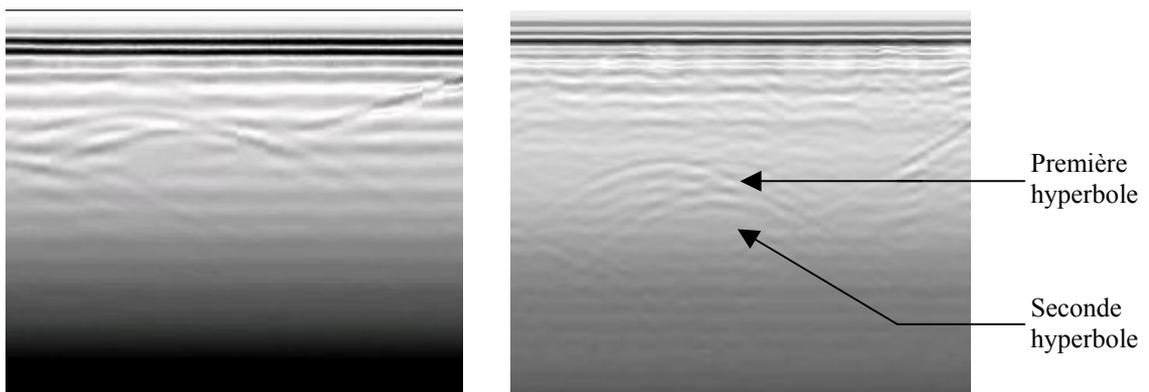


Figure 4.11 : Bscans au dessus de la tranche de sable calcaire mettant en évidence la différence de résolution à 500MHz (à gauche) et à 250MHz (à droite)

### 4.2.2.3 Tranche de gravier gneiss 14/20

Ces graviers proviennent de la carrière de Petit Mars des établissements Chasse situés à Saint Mars du Désert et est essentiellement constitués de gneiss à deux micas. Ce matériau possède les pertes diélectriques les plus faibles de l'ensemble des diélectriques composant le site test. Par conséquent, cette tranche permet d'obtenir des résultats satisfaisant et autorise l'utilisation de l'antenne fonctionnant à 800MHz.

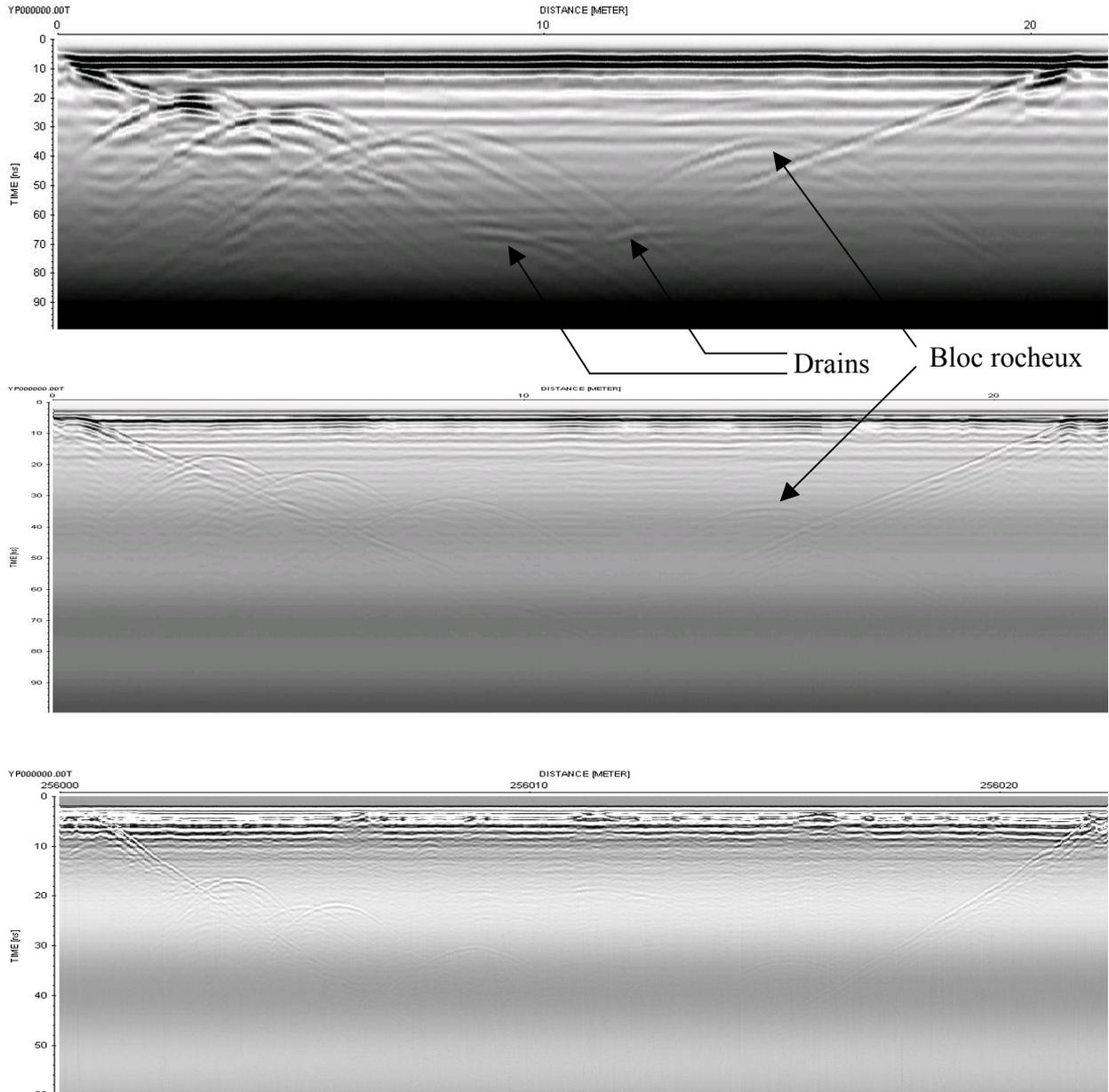


Figure 4.12 : Bscans sur la tranche de gravier gneiss 14/20 à 250MHz (en haut), à 500MHz (au centre) et à 800MHz (en bas). Notons que les fenêtres temporelles configurées sont fonction de la fréquence centrale de travail. En effet, il est judicieux de réduire la fenêtre lorsque la fréquence de travail augmente puisque la profondeur maximale d'investigation du radar GPR diminue.

Les deux premières antennes aux fréquences les plus basses offrent la possibilité de détecter les trois nappes de tuyaux tandis que celle dont la fréquence est de 800MHz ne permet que de détecter les deux premières et un seul tuyau (en acier) de la troisième série. L'antenne de 250MHz offre la possibilité de distinguer les deux drains situés au fond de la fosse. Ces deux tuyaux ont été mis en place afin d'assurer une stabilité de l'humidité sur l'ensemble du site expérimental.

A 250MHz et à 500MHz, un bloc rocheux est localisable alors qu'à 800MHz, il est impossible de le détecter. La profondeur maximale de sondage du radar diminue avec l'élévation de la fréquence ce qui explique que notre équipement ne permette pas la détection du rocher.

#### 4.2.2.4 Tranche de gravier gneiss 0/20

La nature de ce matériau est identique au précédent. Seule la texture diffère entre les deux. Cette différence introduit des pertes non négligeables et il est très difficile de sonder ce diélectrique. Les deux antennes travaillant aux fréquences les plus élevées n'ont localisé aucune des cibles enfouies au sein de cette tranche. Quant à l'antenne fonctionnant à 250MHz, un seul bloc rocheux sur les deux a été détecté par le radar GPR, l'écho radar reste peu perceptible en raison de la forte atténuation (figure 4.13).

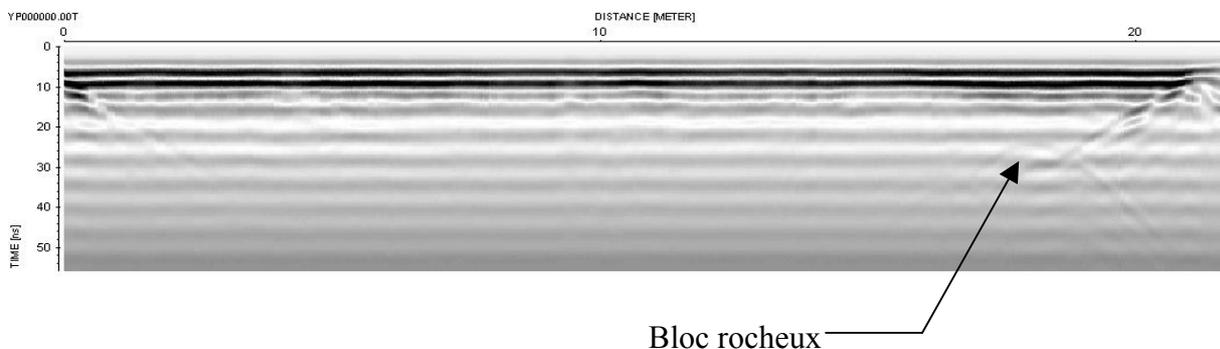


Figure 4.13 : Bscan au dessus de la tranche de grave 0/20 à une fréquence de 250MHz

#### 4.2.2.5 Tranche multicouche

Cette tranche est constituée d'un empilement de couches des différents matériaux présents sur le site du LCPC. Ces couches ont des épaisseurs variables allant de 0,60m à 1,30m. Pour différencier ces différentes épaisseurs sur un Bscan, la méthode d'acquisition « Common Measure Point » est plus appropriée qu'une méthode bistatique classique. Il s'agit d'évaluer la variation de la vitesse des ondes électromagnétiques au sein de la couche lorsque

le manipulateur augmente l'offset entre l'antenne de réception et l'antenne d'émission. Les échos radar reçus par l'antenne de réception vont subir une correction en temps :

$$\Delta t = t \left( 1 - \frac{x^2}{V^2 t^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.1)$$

où :

$\Delta t$  est la correction temporelle appliquée à la trace,

$V$  est la vitesse des ondes électromagnétiques,

$t$  représente le temps d'arrivée de l'écho,

$x$  désigne l'offset appliqué entre l'antenne de réception et l'antenne d'émission.

En appliquant cette technique de prospection, Grandjean a établi une cartographie de la vitesse des ondes électromagnétiques au sein de cette tranche (figure 4.14). La structure exacte de cette portion du site étant connue, il lui est possible de remonter aux caractéristiques des différents milieux diélectriques.

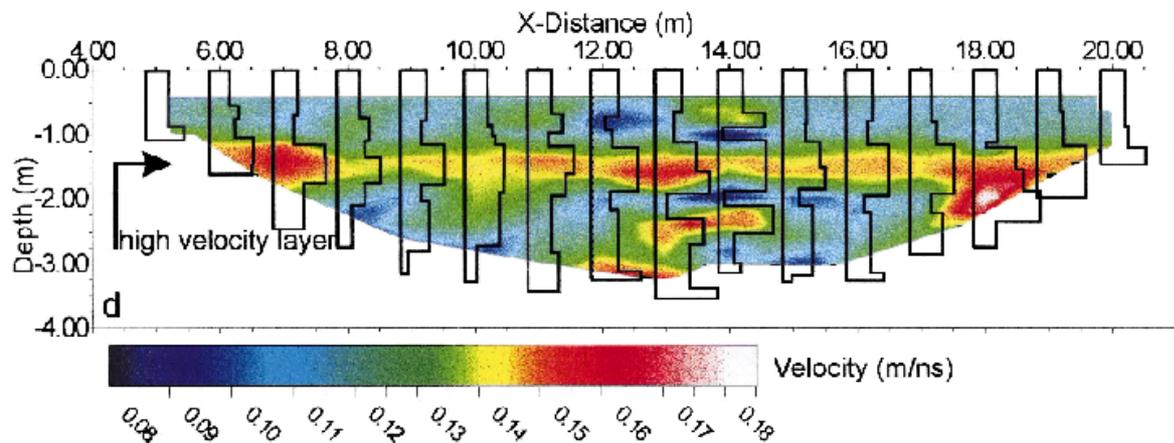


Figure 4.14 : Cartographie de la variation de la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques au sein de la tranche multicouche du LCPC [ ].

### 4.3 Simulations

Cette partie de ce chapitre va s'intéresser à la faisabilité de Bscans à l'aide du logiciel Tridimo.

### 4.3.1 Description des structures.

Deux tranches du LCPC sont prises comme « tranche-test » pour simuler les traces GPR. Il s'agit de la tranche de limons et de la tranche de sable calcaire.

#### 4.3.1.1 Tranche de limons

Cette section du site a été modélisée sous Tridimo et nous allons détailler ses composants. Cette tranche peut se diviser en deux parties dont une contient les trois nappes de tuyaux et l'autre les plaques de polystyrènes (figure 4.15) Les tableaux 4.2, 4.3 et 4.4 rassemblent les caractéristiques et les coordonnées des objets enfouis. Il est à noter que les caractéristiques électromagnétiques de l'eau suivent le modèle de Debye et l'acier est considéré comme un métal parfait.

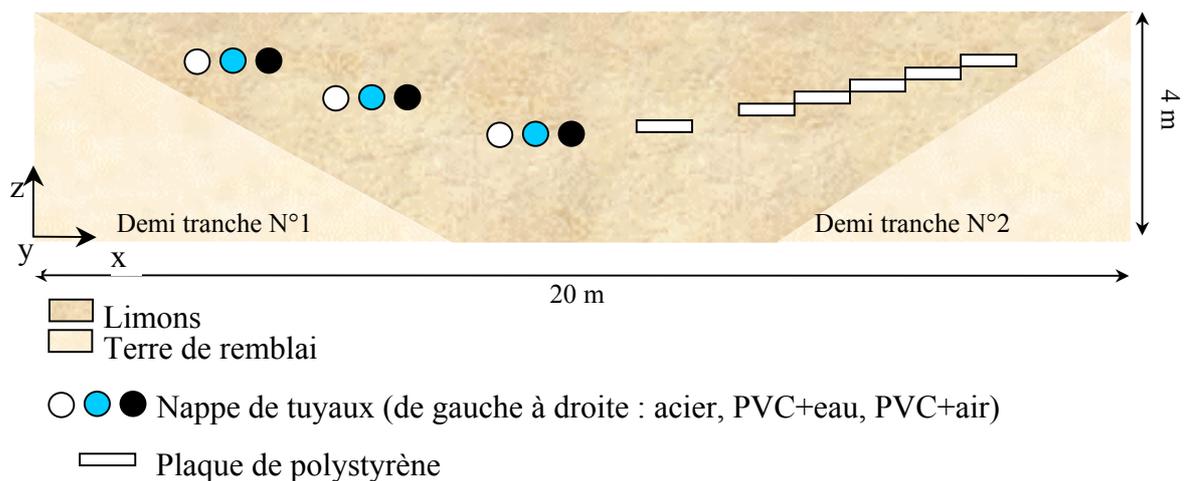


Figure 4.15 : Tranche de limons du site test du LCPC modélisée sous Tridimo

Les plaques de polystyrène d'épaisseur 20cm ont une dimension de 1m de longueur et 1m de largeur. Les tuyaux ont un diamètre de 10cm.

Matériaux	Limons	Terre de remblai	PVC	Polystyrène	Eau (modèle de Debye)
Permittivité relative	13	4	5	2.4	81
Conductivité (S/m)	0,031	0	0	0	0,0005

Tableau 4.2 : Paramètres électromagnétiques des diélectriques contenus de la structure

Côtes (m)	X <sub>min</sub>	X <sub>max</sub>	Y <sub>min</sub>	Y <sub>max</sub>	Z <sub>min</sub>	Z <sub>max</sub>
T1	3	3	0	2,50	3,20	3,20
T2	3,5	3,5	0	2,50	3,20	3,20
T3	4	4	0	2,50	3,20	3,20
T4	4,7	4,7	0	2,50	2,80	2,80
T5	5,4	5,4	0	2,50	2,80	2,80
T6	6,1	6,1	0	2,50	2,80	2,80
T7	7,1	7,1	0	2,50	2,17	2,17
T8	8,1	8,1	0	2,50	2,17	2,17
T9	9,1	9,1	0	2,50	2,17	2,17

Tableau 4.3: Coordonnées des tuyaux enfouis dans la demi-tranche N°1 de limons

Côtes (m)	X <sub>min</sub>	X <sub>max</sub>	Y <sub>min</sub>	Y <sub>max</sub>	Z <sub>min</sub>	Z <sub>max</sub>
P1	10	11	0	1	1,95	2,15
P2	12	13	0	1	2,35	2,55
P3	13	14	0	1	2,55	2,75
P4	14	15	0	1	2,75	2,95
P5	15	16	0	1	3,15	3,35
P6	16	17	0	1	3,35	3,55

Tableau 4.4: Coordonnées des plaques enfouies dans la demi-tranche N°2 de limons

#### 4.3.2.2 Tranche de sable calcaire

Une seule moitié de cette tranche a été modélisée avec Tridimo. Il s'agit de la partie recelant les tuyaux enfouis dans le sable calcaire (figure 4.16). Comme précédemment, nous prenons garde de respecter au mieux les conditions réelles imposées par le site test.

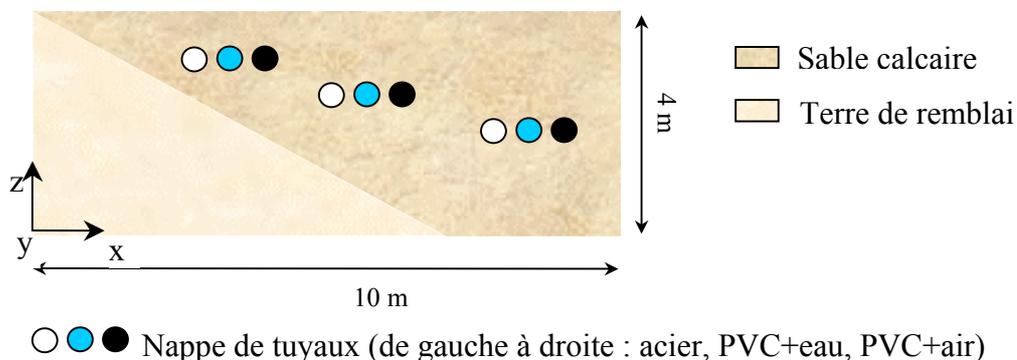


Figure 4.15 : Demi-tranche de sable calcaire du site test du LCPC modélisée sous Tridimo

Les tableaux 4.5, 4.6 et 4.7 rassemblent les caractéristiques et les coordonnées des objets enfouis. De nouveau, les caractéristiques électromagnétiques de l'eau suivent le modèle de Debye et l'acier est considéré comme un métal parfait.

Matériaux	Sable calcaire	Terre de remblai	PVC	Eau (modèle de Debye)
Permittivité relative	6	4	5	81
Conductivité (S/m)	0,001	0	0	0,0005

Tableau 4.5 : Paramètres électromagnétiques des diélectriques contenus de la structure

Côtes (m)	X <sub>min</sub>	X <sub>max</sub>	Y <sub>min</sub>	Y <sub>max</sub>	Z <sub>min</sub>	Z <sub>max</sub>
T1	3	3	0	2,50	2,80	2,80
T2	3,5	3,5	0	2,50	2,80	2,80
T3	4	4	0	2,50	2,80	2,80
T4	4,7	4,7	0	2,50	2,30	2,30
T5	5,4	5,4	0	2,50	2,30	2,30
T6	6,1	6,1	0	2,50	2,30	2,30
T7	7,1	7,1	0	2,50	1,60	1,60
T8	8,1	8,1	0	2,50	1,60	1,60
T9	9,1	9,1	0	2,50	1,60	1,60

Tableau 4.3: Coordonnées des tuyaux enfouis dans la demi-tranche de sable calcaire

## 4.3.2 Simulations

### 4.3.2.1 Signal émis

Les antennes utilisées sont excitées par un signal gaussien dont la forme temporelle  $e(t)$  est :

$$e(t) = A_0 e^{-\frac{(t-t_0)^2}{\tau^2}} \quad (4.2)$$

où :

$A_0$  est l'amplitude du signal,

$t$  est le temps,

$t_0$  désigne un retard,

T est la largeur de l'impulsion.

Les expressions des deux derniers paramètres de la sino-gaussienne sont :

$$\begin{cases} T = \frac{\sqrt{\ln \text{Att}_{f_{\max}}}}{\pi f_{\max}} \\ t_0 = T \sqrt{\ln(\text{Att}_0)} \end{cases} \quad (4.3)$$

où :

$\text{Att}_{f_{\max}}$  désigne l'atténuation à  $f_{\max}$ ,

$\text{Att}_0$  est l'atténuation à l'instant  $t = 0s$  par rapport au maximum d'amplitude de l'impulsion.

Par transformée de Fourier de l'équation 4.2, nous obtenons l'expression caractérisant le spectre en fréquence de la gaussienne :

$$e(f) = A_0 T \sqrt{\pi} e^{-(\pi T f)^2} e^{-j2\pi f t_0} \quad (4.4)$$

Le spectre couvert par l'impulsion gaussienne s'étale de la fréquence nulle à  $F_{\max}$ , ce qui représente une large bande de fréquence.

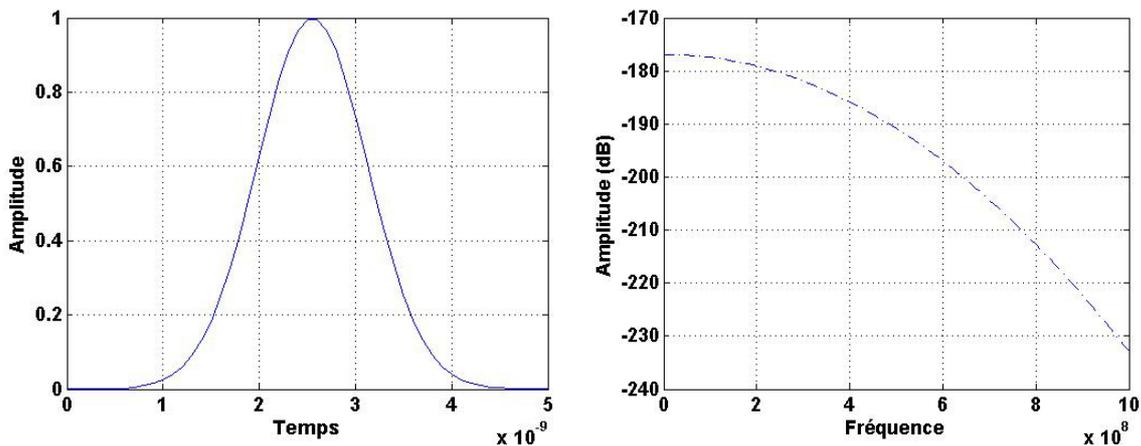


Figure 4.16 : Réponse temps-fréquence de la gaussienne générée par le radar GPR avec  $F_{\max} = 600\text{MHz}$ ,  $\text{Att}_0 = 1000$ ,  $\text{Att}_{f_{\max}} = 5$

## 4.3.2.2 Antennes

Deux antennes papillons ont été simulées pour fonctionner autour de deux fréquences centrales de 250MHz et 500MHz. L'antenne de 250MHz est destinée à la tranche de sable calcaire, la seconde étant pour la tranche de limons. Ces deux dispositifs sont caractérisés à l'aide du logiciel Tridimo afin d'en déterminer les impédances et les diagrammes de rayonnement.

## 4.3.2.2.1 Antenne 250 MHz

Cette antenne non chargée (figure 4.17) est prévue pour fonctionner autour de 250MHz en présence d'un sol équivalent au sable calcaire précédemment défini. Nous allons caractériser ses principaux paramètres.

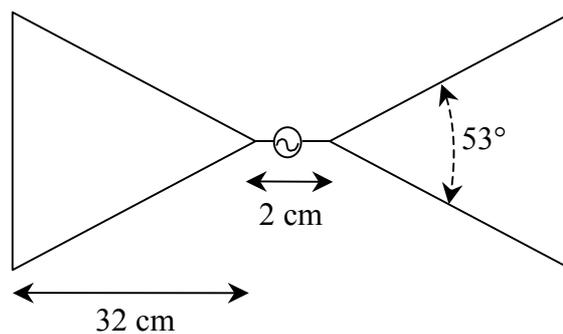


Figure 4.17 : Dimensions de l'antenne papillon modélisée sur Tridimo fonctionnant à 250MHz

Une bonne connaissance des diagrammes de rayonnement dans les plans E et H permet d'obtenir les directions pour lesquelles le rayonnement est optimal. Pour cela, introduisons les angles  $\theta$  et  $\Phi$  (figure 4.18) qui déterminent les plans E et H (figure 4.19). Le plan contenant le champ électrique  $\vec{E}$  est défini pour un angle  $\theta$  variant de  $0^\circ$  à  $360^\circ$  et un angle  $\Phi$  égal à  $90^\circ$ . Le plan contenant le champ magnétique  $\vec{H}$  est perpendiculaire au plan E ( $\Phi = 0^\circ, 0^\circ < \theta < 360^\circ$ ).

En présence du sol, très peu d'énergie est diffusée dans l'air ( $0^\circ < \theta < 90^\circ$  et  $270^\circ < \theta < 360^\circ$ ), le rayonnement maximal se faisant essentiellement dans le milieu diélectrique ( $90^\circ < \theta < 270^\circ$ ) (figure 4.20). Dans ce dernier, on distingue un lobe principal ( $\theta = 180^\circ$ ) et deux lobes secondaires ( $\theta = 135^\circ$  et  $\theta = 225^\circ$ ). La forte permittivité relative des limons a une influence

non négligeable sur la directivité si on compare ces résultats à ceux de la même antenne en espace libre.

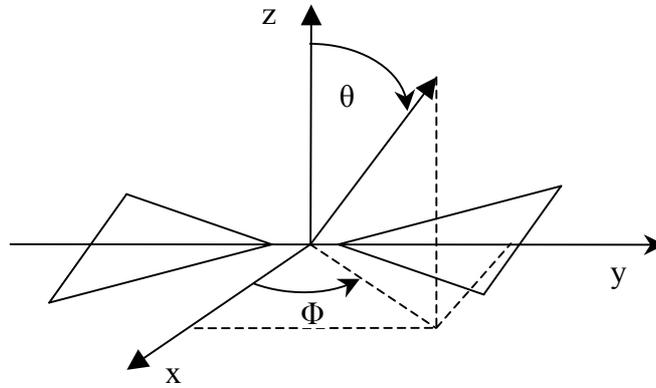


Figure 4.18 : Définition des angles  $\theta$  et  $\Phi$  en coordonnées sphériques

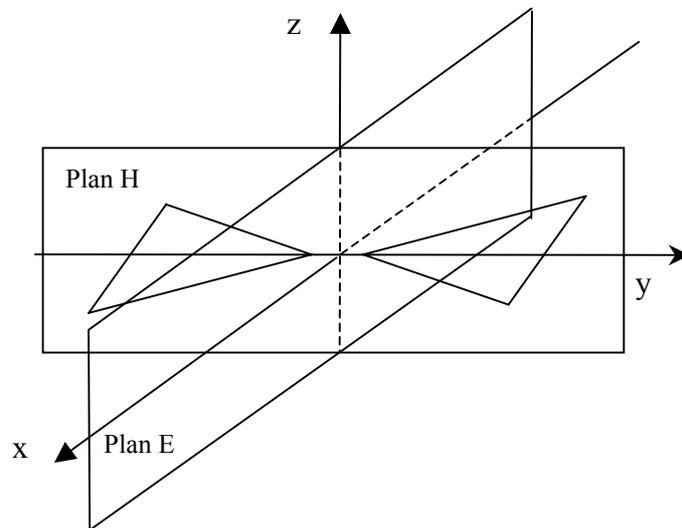


Figure 4.19 : Définition des plans E et H

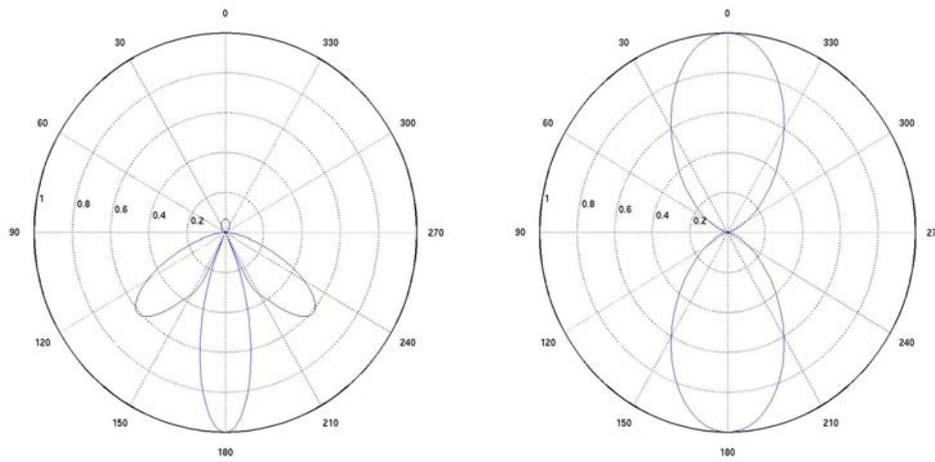


Figure 4.20 Diagrammes de rayonnement normalisés du champ électrique dans le plan E d'une antenne papillon de 250MHz sur un sol ( $\epsilon_r = 13$ , à gauche) et en espace libre à droite

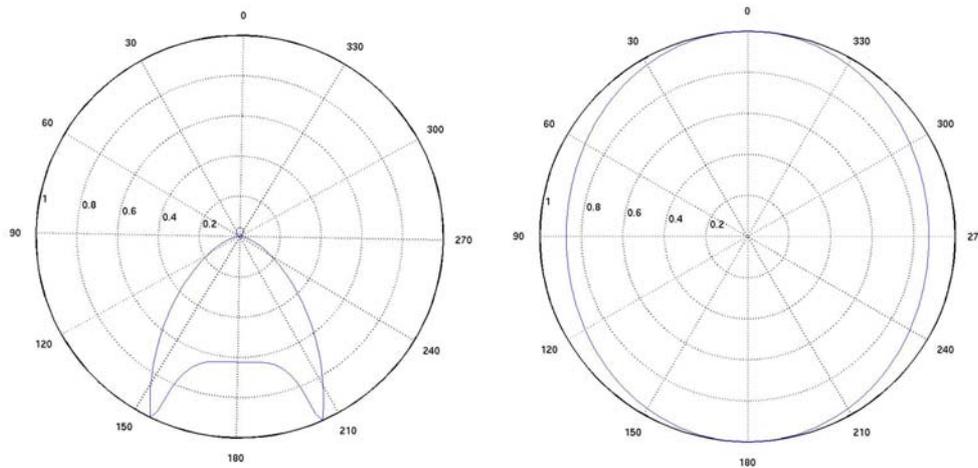


Figure 4.21 Diagrammes de rayonnement normalisés du champ électrique dans le plan H d'une antenne papillon de 250MHz sur un sol ( $\epsilon_r = 13$ , à gauche) et en espace libre (à droite)

L'étude de l'impédance de l'antenne est intéressante si l'on souhaite rayonner un maximum d'énergie en direction du sol. Ceci requiert une bonne adaptation de l'antenne pour éviter les multiples réflexions au niveau du générateur. La présence du sol abaisse la valeur de la partie réelle de l'impédance de l'antenne dont la valeur est d'environ 75 Ohms (figure 4.22). Notons que cette partie réelle est à peu près stable sur une large bande de fréquence autour de la pulsation centrale de fonctionnement envisagée. La partie imaginaire s'annule aux alentours de 250MHz.

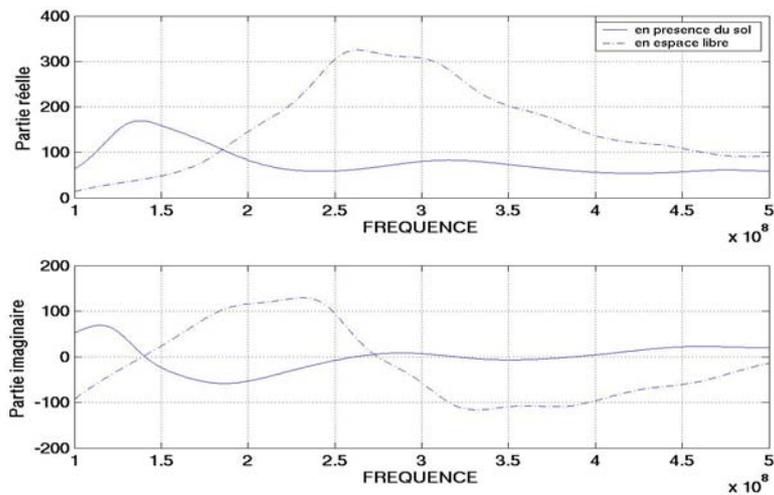


Figure 4.21 : Parties réelles et imaginaires d’une antenne papillon en présence du sol ( $\epsilon_r = 13$ ,  $\sigma = 0$ ) et en espace libre.

#### 4.3.2.2.2 Antenne 500MHz

Cette antenne de fréquence plus élevée que la précédente a fait l’objet de la même étude mais pour un sol similaire à celui de la tranche de limons du site du LCPC. Il s’agit également d’une antenne papillon non chargée mais de dimensions différentes (figure 4.22).

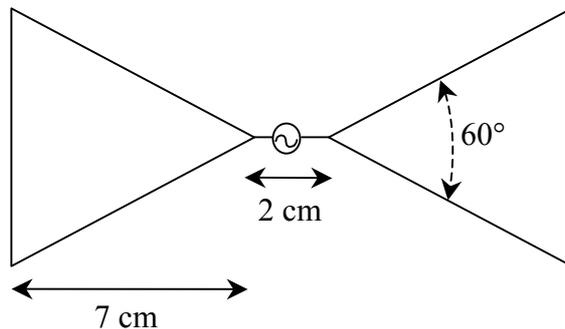


Figure 4.22 : Dimensions de l’antenne papillon modélisée sur Tridimo fonctionnant à 500MHz

Si nous gardons les mêmes définitions des angles  $\theta$  et  $\Phi$  (figure 4.18) et des plans E et H (figure 4.19), nous remarquons que le rayonnement se fait intégralement dans le sol ( $0^\circ < \theta < 270^\circ, \Phi = 0^\circ$  et  $\Phi = 90^\circ$ ) (figure 4.18, figure 4.19). Le diagramme de rayonnement dans le plan E fait apparaître un lobe principal ( $\theta = 180^\circ$ ) et deux lobes secondaires ( $\theta = 163^\circ$  et  $\theta = 197^\circ$ ).

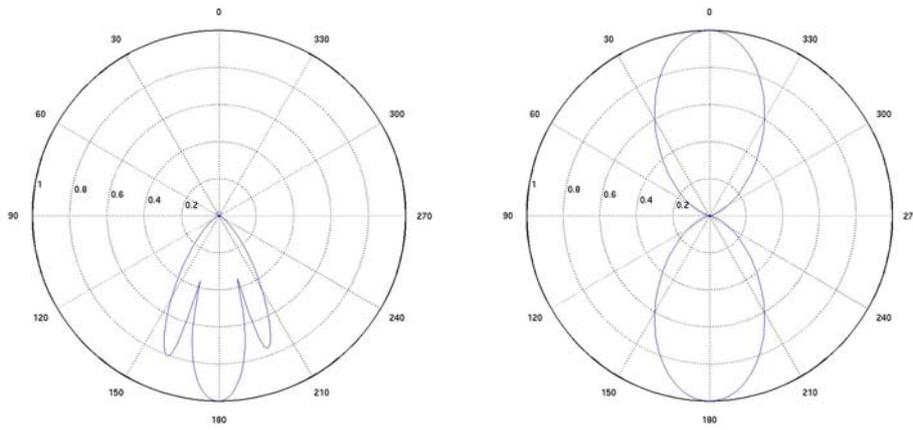


Figure 4.23 Diagrammes de rayonnement normalisés du champ électrique dans le plan E d'une antenne papillon de 250MHz sur un sol ( $\epsilon_r = 13$ , à gauche) et en espace libre (à droite)

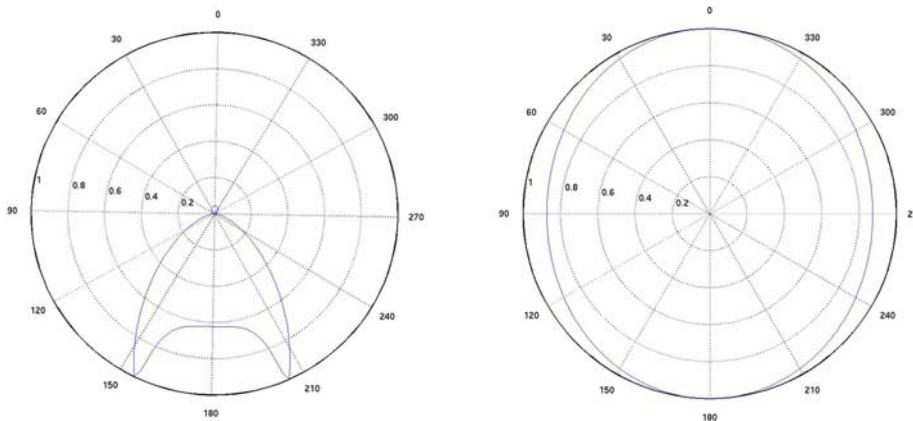


Figure 4.24 Diagrammes de rayonnement normalisés du champ électrique dans le plan H d'une antenne papillon de 250MHz sur un sol ( $\epsilon_r = 13$ , à gauche) et en espace libre (à droite)

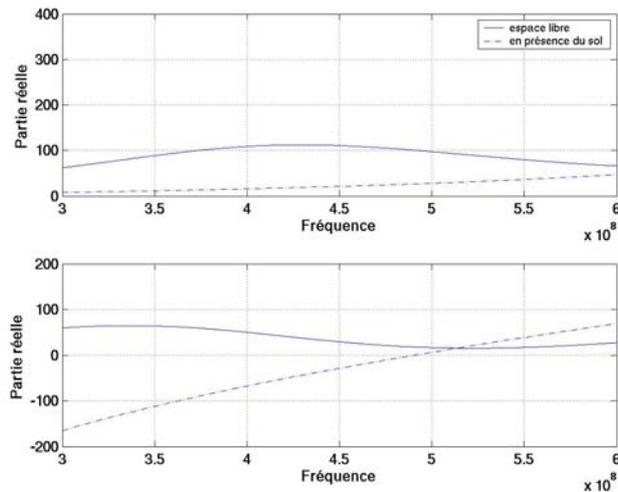


Figure 4.25 : Evolution des parties réelles et imaginaires en fonction de la fréquence d'une antenne papillon en espace libre et au dessus d'un sol ( $\epsilon_r = 13$ ,  $\sigma = 0$ )

Sur la bande de fréquence [400MHz-600MHZ], la partie réelle de l'impédance d'entrée de l'antenne est à peu près stable et se situe autour d'une valeur proche de 30 Ohms, ce qui permet une adaptation aisée. La partie imaginaire s'annule pour 500 MHz.

#### 4.3.2.3 Résultats théoriques

##### 4.3.2.3.1 Tranche de limons

Cette portion du site subdivisée en deux parties dont l'une contient les trois nappes de tuyaux et l'autre les plaques de polystyrène a nécessité deux cents traces soit deux simulations. Ces dernières ont été lancées sur les calculateurs mis à disposition par l'Institut du Développement et des Ressources en Informatique Scientifiques (IDRIS). L'ensemble de ces simulations requiert près de douze heures de temps de calculs sur la machine NEC SX5.

Pour chaque simulation, une portion de la tranche a été modélisée (figure 4.26). En effet, pour limiter les temps de calcul, il est inutile de modéliser l'intégralité de la scène glissante sous le dispositif GPR simulé. Cependant, il est important que la scène soit maillée correctement et dans notre cas, le maillage est de l'ordre de  $\lambda/30$ .

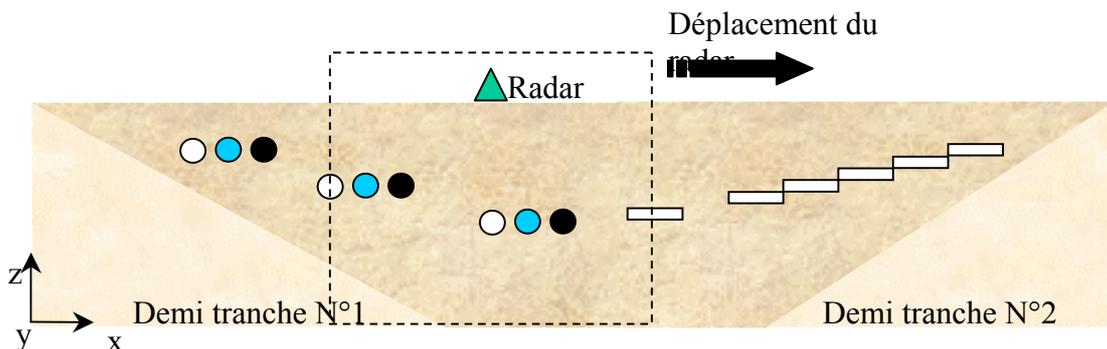


Figure 4.26 : Méthode de la scène glissante. Une portion (zone délimitée par les pointillés) de la structure modélisée est simulée pour obtenir une trace. Pour obtenir les traces suivantes, on décale la zone définie d'un pas spatial régulier

En ce qui concerne le dispositif GPR simulé, il s'agit d'un système monostatique ce qui signifie que la seule antenne présente sert à la fois à l'émission de l'onde électromagnétique et à la réception des échos radars enregistrés. Par conséquent, ce système étant monostatique, aucun recalage en temps n'est appliqué à chaque écho relevé. Pour supprimer l'onde incidente due à l'émission, une trace supplémentaire est effectuée puis soustraite à l'ensemble des acquisitions. Seule l'onde rétrodiffusée par les cibles apparaît sur les radargrammes. La figure 4.27 illustre ce principe et montre également un niveau de signal en retour beaucoup plus faible que celui émis.

La figure 4.28 représente le Bscan obtenu au-dessus de la demi-tranche contenant les limons. Nous pouvons constater que seule la première plaque est localisable. En effet, l'onde renvoyée par les autres objets est beaucoup trop atténuée en raison des pertes dues au milieu diélectrique dans lesquelles ils sont plongés. Ce résultat est idéal par rapport à celui obtenu par la pratique où l'antenne fonctionnant à 500MHz n'autorise pas la détection de la moindre plaque de polystyrène. Toutefois, précisons que par simulation, nous disposons d'une sensibilité très supérieure à celle du radar RAMAC. Cependant, lorsque le milieu diélectrique est supposé sans pertes, toutes les plaques enterrées sont détectables (figure 4.28). Par ailleurs, le niveau du signal est beaucoup plus élevé. Ces deux résultats confirment la difficulté à localiser des cibles au sein d'un milieu à fortes pertes.

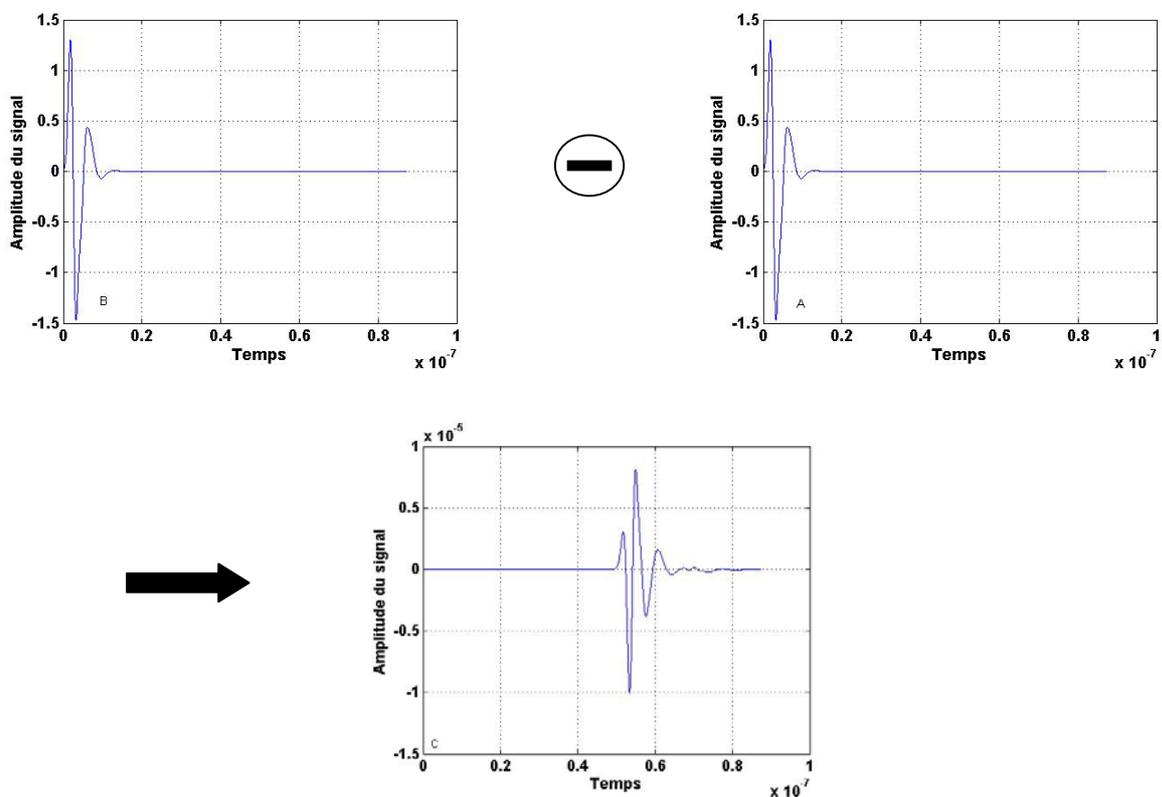


Figure 4.27 :Exemple de soustraction de l'onde incidente (graphe A) à la trace acquise par l'antenne de réception (graphe B). Il en résulte une nouvelle trace ne contenant que l'écho radar de la cible ( graphe C).

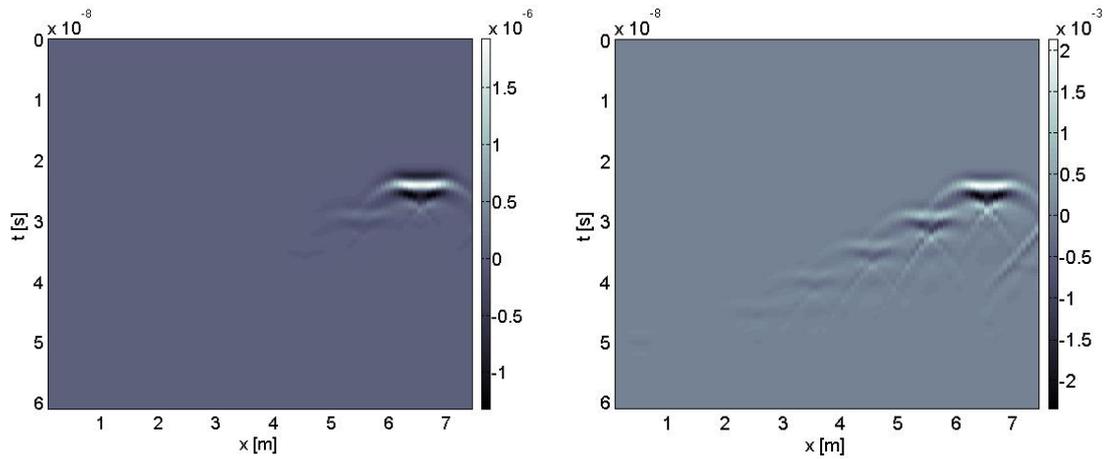


Figure 4.28 : Bscans (500MHz) au dessus de limons renfermant six plaques de polystyrène enfouies. A gauche, le milieu est supposé à pertes, à droite le milieu est sans pertes

La seconde demi tranche de limons simulée contenant les trois nappes de tuyaux permet de repérer la première série de tuyaux et non les deux autres (figure 4.29). Ce nouveau résultat théorique est meilleur que la pratique et certainement dû à la sensibilité dont nous disposons. Si l'on compare les niveaux du signal des deux Bscans simulés, nous pouvons dire qu'ils sont sensiblement les mêmes. Le tuyau en acier  $T_1$  renvoie un maximum d'énergie vers l'antenne de réception en comparaison aux deux autres. Les autres tuyaux sont de même nature mais ne comportent pas les mêmes corps. Le tuyau  $T_3$  en PVC rempli d'air est moins marqué que le tuyaux  $T_2$  en PVC rempli d'eau. Cela peut s'expliquer par le faible contraste entre la permittivité relative  $\epsilon_r$  du PVC ( $\epsilon_r = 5$ ) et la permittivité relative des limons ( $\epsilon_r = 6$ ). Nous pouvons dire qu'un tuyau rempli d'un milieu diélectrique d'une forte permittivité renvoie un maximum d'énergie en direction de l'antenne de réception. En outre, nous constatons que la résolution horizontale est satisfaisante car le Bscan offre la possibilité de bien distinguer les trois tuyaux de la première nappe.

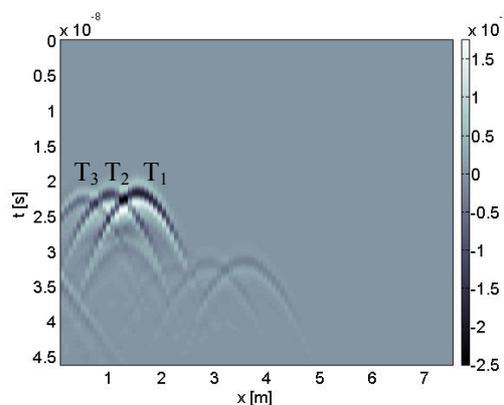


Figure 4.29 : Bscan (500MHz) au dessus de la seconde demi tranche de limons contenant les trois nappes de tuyaux

Toutefois, l'application d'un gain exponentiel sur chaque trace permet de compenser les pertes liées à la conductivité  $\sigma$  du sol et aux pertes de liaison. Comme nous le montre la figure 4.30, l'ensemble des plaques de polystyrène et les trois nappes de tuyaux sont totalement localisables sur les Bscans correspondant.

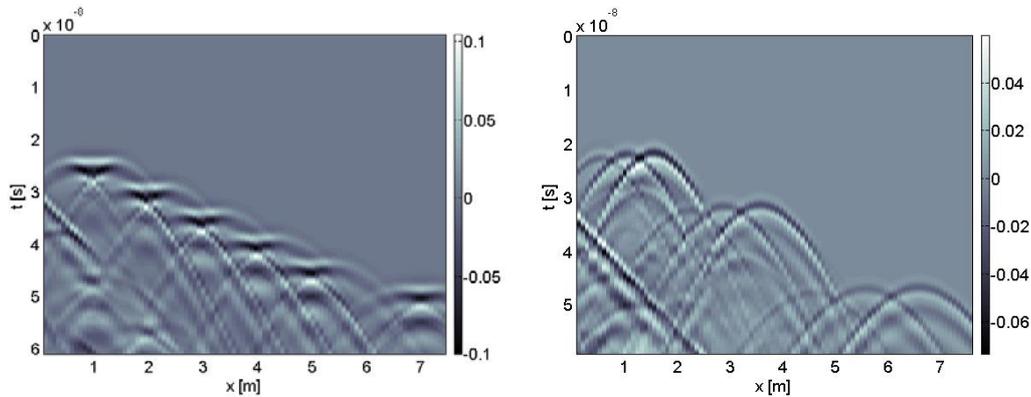


Figure 4.30 : Application d'un gain exponentiel sur chaque trace. Les plaques de polystyrène (à gauche) et les trois nappes de tuyaux (à droite) sont localisables.

#### 4.3.2.3.2 Tranche de sable calcaire

Une seule partie de cette portion du site du LCPC a été modélisée. Il s'agit de la demi tranche contenant les trois nappes de tuyaux. Le principe de simulation est analogue à celui de la tranche de limons en effectuant un glissement de la scène sous l'antenne d'émission qui sert également à la réception. La construction de ce Bscan nécessite 213 traces contenant chacune 3217 échantillons temporels avec un pas spatial d'acquisition de 2cm. A chaque trace, on soustrait l'onde incidente pour ne garder que la partie du signal correspondant à l'onde rétrodiffusée.

La structure ainsi modélisée est maillée en  $\lambda/30$ . Chaque simulation est lancée à l'IDRIS et la totalité des simulations requiert environ 15 heures de temps de calcul. Le radargramme (figure 4.31) résultant montre qu'il est possible de détecter les trois nappes de tuyaux comme cela est le cas dans la pratique. En effet, le sol comporte de faibles pertes, ce qui signifie que le signal renvoyé est faiblement atténué. Lors de la prospection sur le site du LCPC, il nous a été permis de repérer ces trois nappes de tuyaux avec l'antenne de 250MHz. La résolution horizontale théorique et pratique sont très proches l'une de l'autre. Il est très difficile de distinguer nettement les trois tuyaux d'une même nappe.

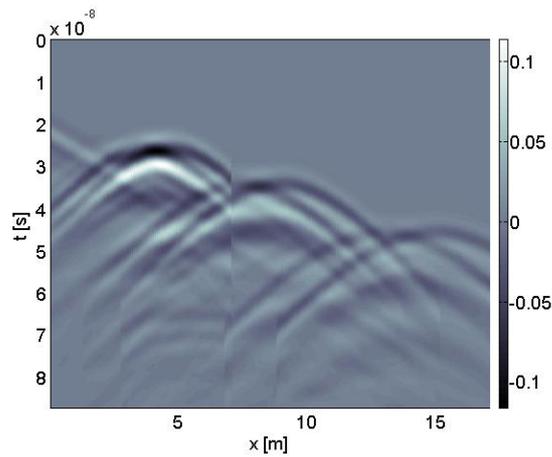


Figure 4.31 : Bscan (250MHz) au dessus de la demi tranche de sable calcaire contenant les trois nappes de tuyaux

## 4.4 Conclusion

Ce chapitre s'est basé essentiellement sur la présentation du site du LCPC, la campagne de mesure sur ce même site et la modélisation GPR.

Le site test du LCPC a permis à l'équipe DEM de se familiariser avec l'utilisation du radar GPR RAMAC. Nous avons pu appréhender la difficulté à sonder dans les zones où le milieu propageant est à fortes pertes, mais aussi à la reconnaissance et à l'interprétation de différentes signatures électromagnétiques de diverses cibles. Par ailleurs, l'acquisition de traces exige un bon paramétrage de l'équipement (fenêtre temporelle, configuration du logiciel Groundvision,...).

Les Bscans obtenus par simulation s'approchent des résultats pratiques ce qui signifie que le logiciel Tridimo se veut également un outil scientifique précieux dans la validation GPR. Toutefois, on peut se demander s'il n'est pas possible d'optimiser les simulations pour en réduire le nombre d'heures en temps de calcul.

Nous avons pu observer la difficulté d'investigation dans les milieux à fortes pertes, et l'idée pour palier à ce problème serait l'utilisation de plusieurs capteurs dans le but de rehausser le niveau de l'onde rétrodiffusée par les cibles.

## Chapitre 5 : Radar GPR multicapteur

La quasi-totalité des radars GPR sont bistatiques, et utilisent donc une seule antenne de réception et une seule antenne d'émission. L'objet de ce chapitre est de simuler un système d'acquisition radar comprenant plusieurs antennes de réception et une seule antenne d'émission. Nous commenterons l'apport des diverses configurations multistatiques par rapport à une configuration bistatique classique.

### 5.1 Bibliographie

Diverses études ont été menées 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 [25]. Le 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. Dans une telle configuration, le manipulateur se doit de respecter rigoureusement une méthode d'acquisition des traces le long d'un profil. A la suite de ces traces, un traitement des données particulier est appliqué à l'ensemble des informations.

Une telle étude se base sur la théorie des réseaux d'antennes. Le but est d'obtenir un lobe de rayonnement suffisamment étroit pour focaliser l'énergie électromagnétique émise dans une direction précise et déterminée par le manipulateur du radar GPR. Cela impose donc un contrôle total du lobe principal de rayonnement et par conséquent une maîtrise de l'influence des paramètres du facteur de réseau.

En effet, les caractéristiques du réseau d'antennes sont déterminantes pour ses performances. Ces paramètres dépendent :

- du type d'antenne choisi (antenne filaire, antenne papillon, dipôle chargé...),

- du nombre d'antennes constituant le réseau (figure 5.1),
- de l'espacement entre élément du réseau (figure 5.2),
- du déphasage introduit à chaque antenne (figure 5.3).

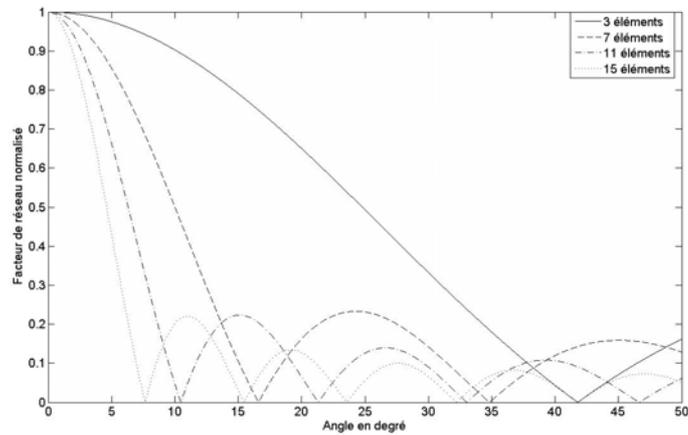


Figure 5.1 : Facteur de réseau normalisé en fonction du nombre d'éléments et de  $\theta$  pour une distance inter-élément de  $0,5\lambda$  dans le plan  $\Phi = 0^\circ$ .

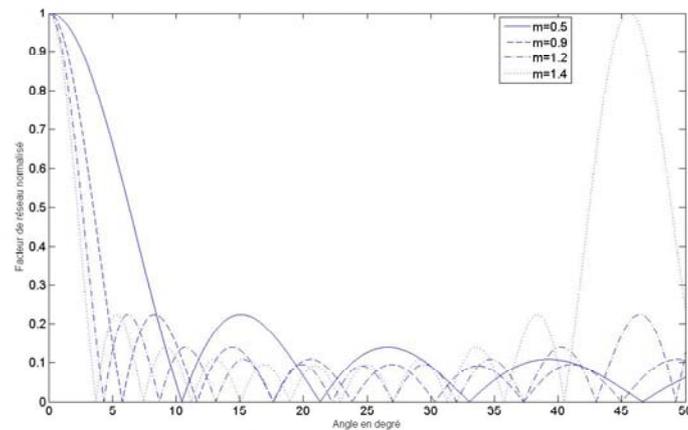


Figure 5.2 : Influence sur le facteur de réseau normalisé de l'espace inter-élément  $d$  ( $d=m\lambda$ ,  $m=11$ ) en fonction de  $\theta$  dans le plan  $\Phi = 0^\circ$

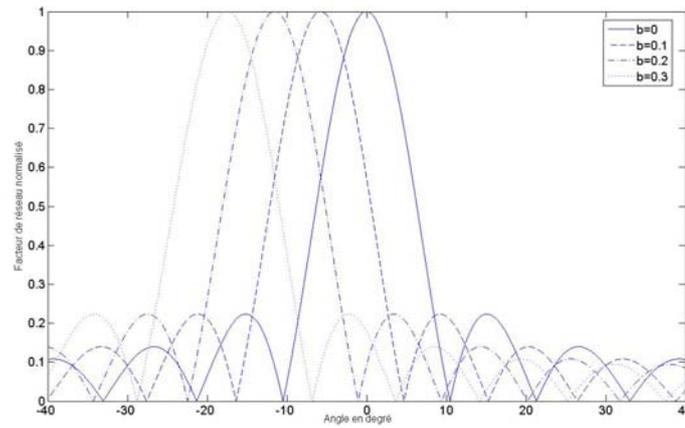


Figure 5.3 : Influence du déphasage  $b$  sur le facteur de réseau (11 éléments, distance inter-éléments égal à  $0,5\lambda$ ) en fonction de  $\theta$  dans le plan  $\Phi = 0^\circ$

Le lobe principal se resserre lorsque le nombre d'éléments augmente. Cependant, de nombreux lobes secondaires apparaissent, diffusant l'énergie dans des directions non souhaitées. On peut noter l'influence de la distance  $d$  entre chaque antenne composant le réseau. De façon générale, si  $d < \lambda$ , le facteur de réseau présente un seul maximum pour  $\theta = 0^\circ$  dont la largeur est d'autant plus grande que la distance est petite. Au contraire, le nombre de lobes secondaires est d'autant plus élevé que la distance est importante. Si  $d > \lambda$ , le facteur de réseau présente un ou plusieurs maximums principaux qui viennent s'ajouter à celui obtenu pour  $\theta = 0^\circ$ . L'insertion d'un déphasage constant entre chaque antenne est un paramètre intéressant. En effet, celui-ci permet d'orienter la direction du lobe principal et donc, de diriger l'énergie électromagnétique émise dans le milieu diélectrique.

Les mesures obtenues sur le site d'Assat reposent sur de multiples modes d'acquisitions (TE et TM) basées sur le même principe (section à déport constant  $D_c$ ). Chaque section en point de réception est acquise en déplaçant régulièrement l'antenne d'émission d'une distance  $d$  tout en maintenant l'antenne de réception fixe, et ce, tel que le déport  $D$  soit compris de  $D_{\min}$  à  $D_{\max}$  :

$$D_{\max} = D_{\min} + (N - 1)d \quad (5.1)$$

$N$  étant le nombre de positions du récepteur

où :

- $D_{\min}$  = distance entre l'unique antenne de réception et l'antenne élément du réseau d'émission reconstitué la plus proche,

- $D_{\max}$  = distance entre l'unique antenne de réception et l'antenne élément du réseau d'émission reconstitué la plus éloignée,

- $N$  = nombre d'antennes éléments d'émission du réseau,

- $d$  = distance entre chaque élément du réseau d'antennes d'émissions.

La manipulation est répétée autant de fois que l'on souhaite avoir de point de mesures, en déplaçant l'antenne de réception unique d'un pas spatial  $\Delta x$  (figure 5.4 et figure 5.5).

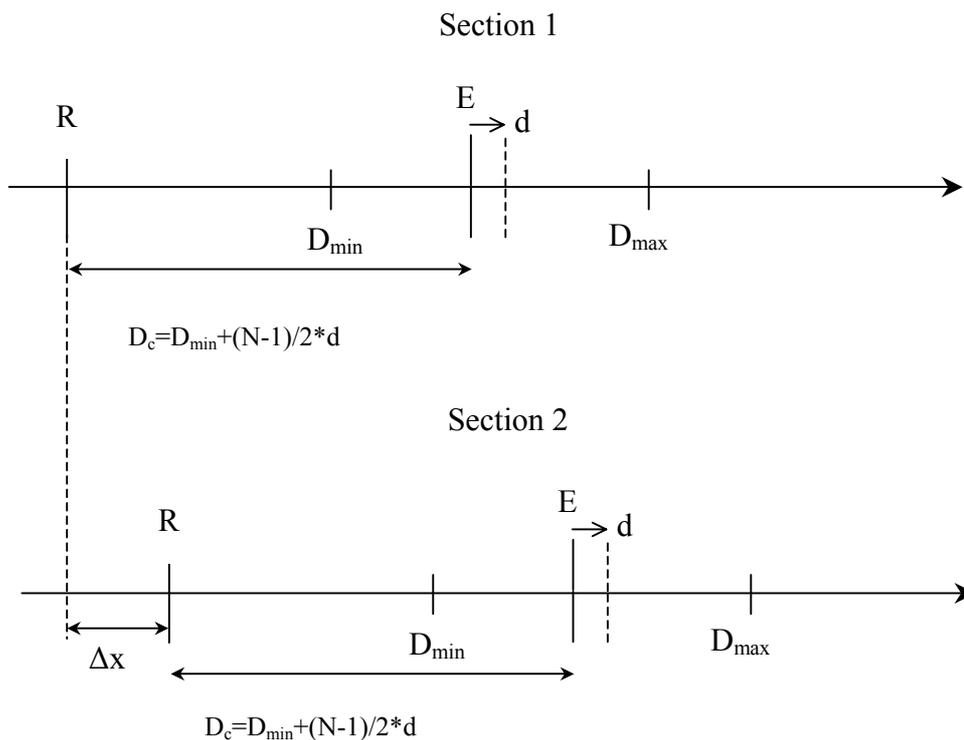


Figure 5.4 Principe de la reconstitution de sections acquises à l'aide d'une antenne réseau à l'émission et une antenne unique à la réception- R et E : dipôles de réception et d'émission en mode TE.

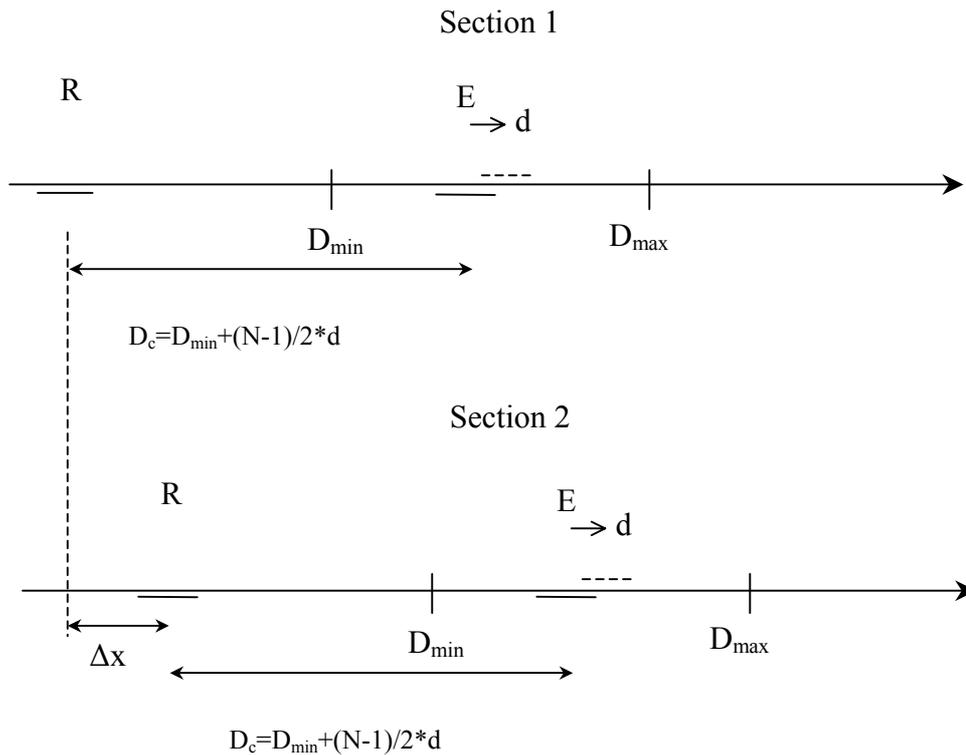


Figure 5.5 : Principe de la reconstitution de sections acquises à l'aide d'une antenne réseau à l'émission et une antenne unique à la réception- R et E : dipôles de réception et d'émission en mode TM.

Chaque section étant acquise, chacune d'elle est reconstituée suivant un processus particulier. Pour chaque trace, l'onde aérienne est retirée, un filtre en fréquence est ensuite appliqué. Chaque trace est divisée par sa propre enveloppe. Pour terminer le traitement, toutes les traces d'une même section sont sommées, permettant d'obtenir une trace finale correspondant à un point de mesure précis. Notons qu'un tel procédé n'est valable uniquement que si les cibles sont en champ lointain. Etant donné la longueur totale du réseau et les fréquences usuelles de travail, cette méthode de prospection est applicable particulièrement pour les sondages géologiques.

Toutefois, la reconstitution de sections à déport constant offre les avantages suivants :

- une augmentation du rapport signal à bruit,
- une amélioration de la résolution horizontale,
- une profondeur maximale d'investigation accrue.

La méthode « Synthetic aperture imaging » [26] [27] [28] repose sur une méthode de reconstruction des traces en temps. On suppose :

- une cible enfouie dans un milieu diélectrique homogène et isotrope,
- N antennes de réception et M antennes d'émissions,

On note  $O_{nm}(t)$ , l'onde électromagnétique reçue par la  $n^{\text{ième}}$  antenne de réception émise par la  $m^{\text{ième}}$  antenne d'émission (figure 5.6).

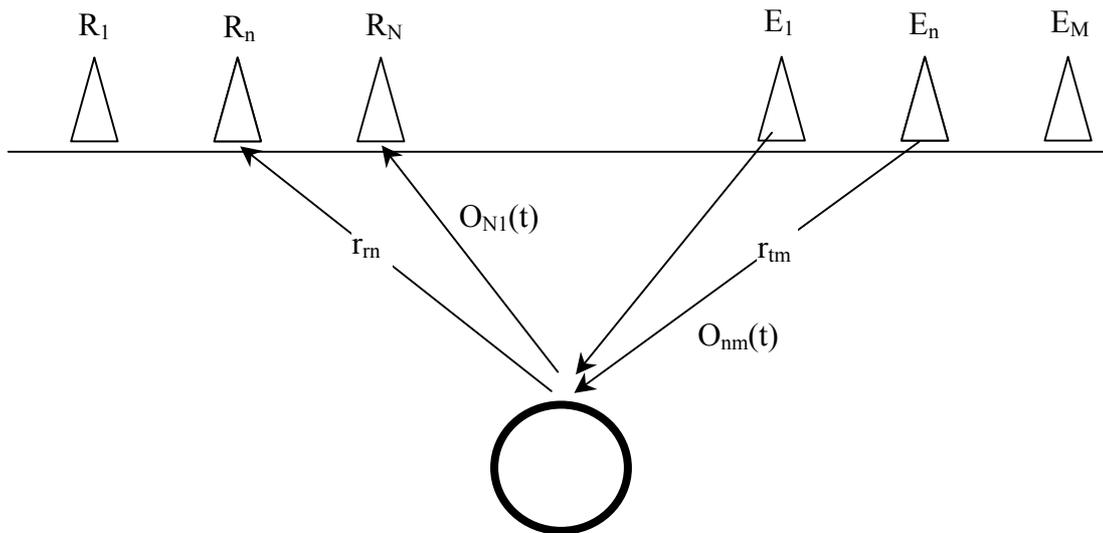


Figure 5.6 :Méthode « Synthetic aperture imaging »

La distance  $D$  parcourue par l'onde électromagnétique  $O_{nm}(t)$  est égale à  $r_m+r_{tn}$ . Dans un milieu homogène (cas simple), l'onde reçue en un point est simplement une version décalée en temps de l'onde émise. Une estimation de la distribution de l'objet au point  $(x,y,z)$  est simplement la moyenne des ondes reçues évaluée aux temps de parcours pour chaque antenne.

$$o(x,y,z) = \frac{1}{N.M} \sum_{n,m} R_{nm} \left( \frac{r_m + r_{tn}}{v} \right) \quad (5.2)$$

où :

$v$  est la vitesse de propagation dans le milieu diélectrique,

$t = \frac{r_m + r_{tn}}{v}$  représente le temps de parcours de l'onde électromagnétique,

$r_m$  est la distance euclidienne du point  $(x,y,z)$  à la  $n^{\text{ième}}$  antenne placée en  $(x_n,y_n,z_n)$ ,

$r_{tm}$  est la distance euclidienne du point  $(x,y,z)$  à la  $m^{\text{ième}}$  antenne placée en  $(x_m,y_m,z_m)$ .

Les limitations de la méthode résident lorsque le milieu sondé est constitué de plusieurs couches de diélectriques. L'algorithme nécessite une procédure d'optimisation pour chaque trajectoire de l'onde et engendre un allongement des temps de calculs. Cette technique de mesure a l'avantage d'être adaptée dans le cas où la cible se situe en champ proche.

## 5.2 Méthodologie des simulations.

L'obtention des résultats de simulation est l'aboutissement d'un long cheminement. Une démarche appropriée pour la conduite des simulations a été adoptée. Cette partie de ce chapitre pose tout d'abord le problème et détaille les conditions de simulations.

### 5.2.1 Définition des volumes de calcul

Deux espaces ont été modélisés sous Tridimo. Tous deux sont inspirés des tranches du site du L.C.P.C de Nantes. Le premier contient des plaques de polystyrène et le second des tuyaux de nature différentes (PVC, acier). Toutes les cibles citées précédemment sont plongées dans un milieu diélectrique proche des limons. Dans certaines modélisations, de fortes pertes ont été introduites pour étudier leur influence sur les échos radar qui permettent de tracer les différents Bscans.

#### 5.2.1.1 Plaques enfouies

Nous allons caractériser le premier volume de calcul contenant les plaques de polystyrène au sein du milieu diélectrique homogène (figure 5.7). En effet, six plaques sont disposées à des profondeurs différentes. Le matériau choisi pour ces parallélépipèdes est supposé sans pertes et doté d'une permittivité relative  $\epsilon_r$  égale à 2.4. Le milieu diélectrique dans lequel ils sont noyés a une permittivité diélectrique  $\epsilon_r$  égale à 6 et une conductivité  $\sigma$  de 0,062 S.m. Un deuxième milieu diélectrique homogène est introduit dans le volume modélisé afin de réaliser une interface plane oblique de pentes 50% entre les deux milieux. Il s'agit d'une terre de remblai de permittivité relative  $\epsilon_r$  égale à 4 et supposée sans pertes.

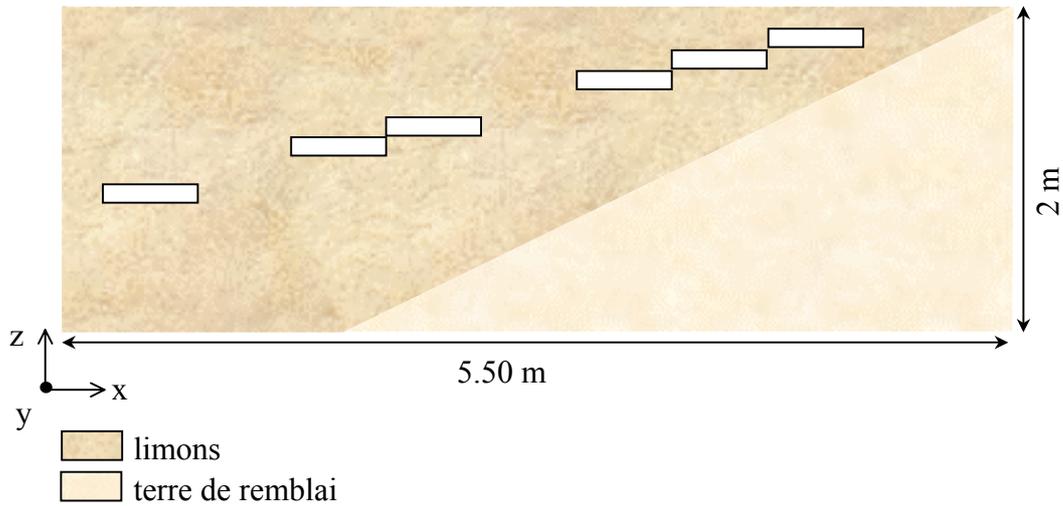


Figure 5.7 : Volume de calcul contenant les plaques de polystyrène modélisé sous Tridimo

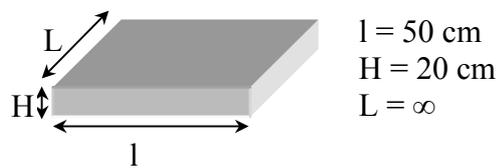


Figure 5.8 : Plaque de polystyrène caractérisée par ses dimensions

La figure 5.8 montre que la longueur des plaques est supposée infinie. Etant donné que les radargrammes sont en deux dimensions, nous pouvons optimiser le temps de calcul des simulations en minimisant la longueur L. Tout se passe comme si les plaques se prolongeaient en dehors du volume de calcul (figure 5.9).

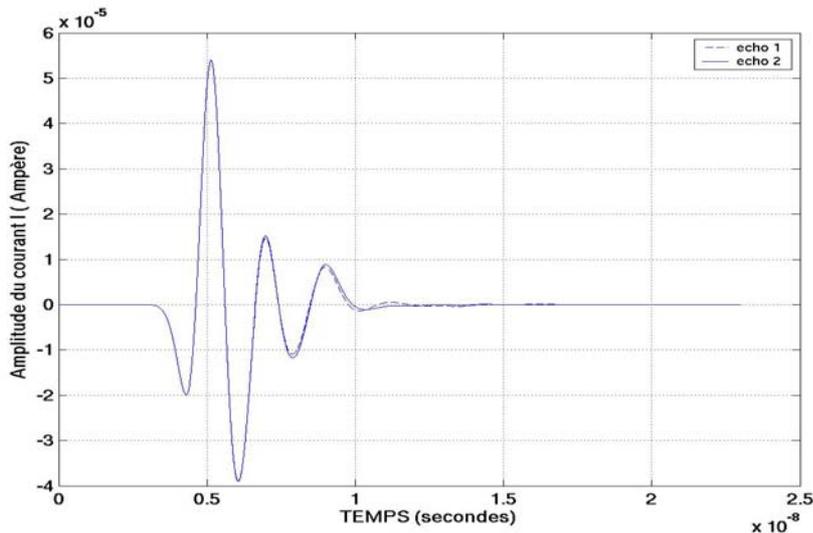


Figure 5.9 : Comparaison de deux traces en fonction de la largeur du volume de calcul.

La figure 5.9 montre qu'il est tout à fait concevable d'optimiser la largeur du volume de calcul selon l'axe (Oy). Deux simulations ont été réalisées : la première (écho1) est relative

à un volume de calcul tenant compte de la longueur réelle de la plaque (1 mètre) et, la deuxième (écho2) relative à un volume de calcul dont la largeur a été optimisée. Les deux traces recueillies par les deux antennes de réception sont quasi-identiques, la différence étant en fin du signal reste peu perceptible. Par conséquent, il est possible et conseillé de minimiser la largeur du volume de calcul afin de réduire les temps CPU.

Dans notre cas, les antennes d'émission et de réception vont fixer la largeur optimale du volume de calcul modélisé. En effet, les antennes utilisées sont orientées suivant cette direction de l'espace.

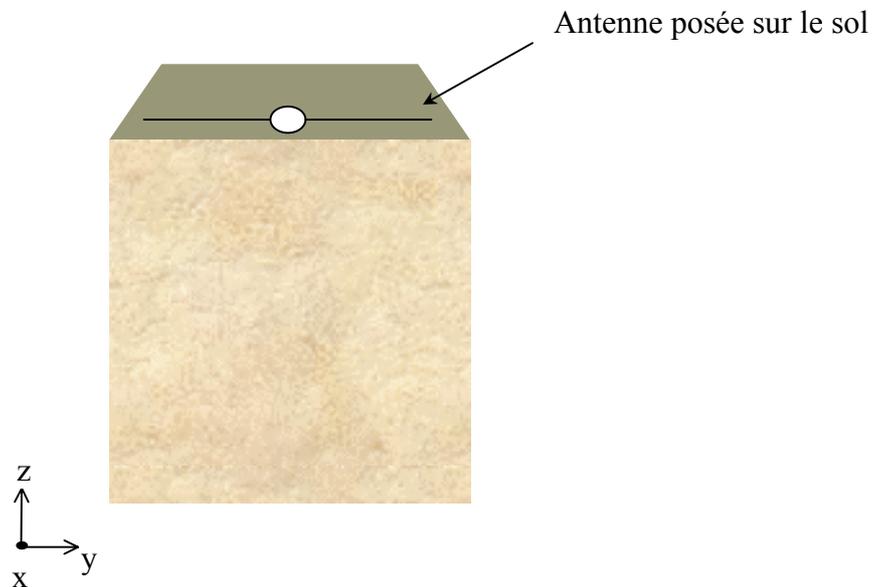


Figure 5.10 : Orientation de l'antenne dans le volume de calcul

Afin de mieux maîtriser le volume de calcul, il est nécessaire de regrouper dans un tableau (tableau 5.1) les différentes positions des six plaques enterrées. Cela aura par la suite l'avantage de les distinguer sur les différents radargrammes que nous obtiendrons pas la suite.

Côtes (m) Plaques	$X_{\min}$	$X_{\max}$	$Z_{\min}$	$Z_{\max}$	Profondeur
P1	1m	1m50	0m56	0m76	1m24
P2	2	2m50	0m76	0m96	1m04
P3	2m50	3m	0m96	1m16	0m84
P4	3m50	4m	1m16	1m36	0m64
P5	4m	4m50	1m36	1m56	0m44
P6	4m50	5m	1m56	1m76	0m24

Tableau 5.1: positionnement des plaques dans le volume de calcul.

### 5.2.1.2 Tuyaux enfouis

Ce volume de calcul (figure 5.11) est comparable au précédent à la différence que les plaques de polystyrène sont remplacées par des tuyaux de nature diverse et couramment rencontrés dans les applications de génie civil. En effet, trois nappes de tuyaux sont insérées dans le milieu diélectrique à trois profondeurs différentes. Chaque nappe est composée de :

- Un tuyau en acier de diamètre,
- Un tuyau en PVC rempli d'eau,
- Un tuyau en PVC rempli d'air.

Ces trois objets ont un diamètre  $r$  égal à 10 cm. La cible métallique est supposée être constituée de métal parfaitement conducteur alors que le PVC est désigné comme étant un milieu diélectrique sans pertes ayant une permittivité relative  $\epsilon_r$  égale à 5. La permittivité relative de l'eau contenue dans l'un des tuyaux en PVC évolue selon le modèle de Debye.

Comme pour la structure précédente modélisée, la taille du volume de calcul sera optimisée afin de limiter le temps de calcul. On considérera que les tuyaux sont de longueurs infinies. Le tableau 5.2 rassemble les coordonnées des tuyaux ainsi que leur profondeur dans le sol.

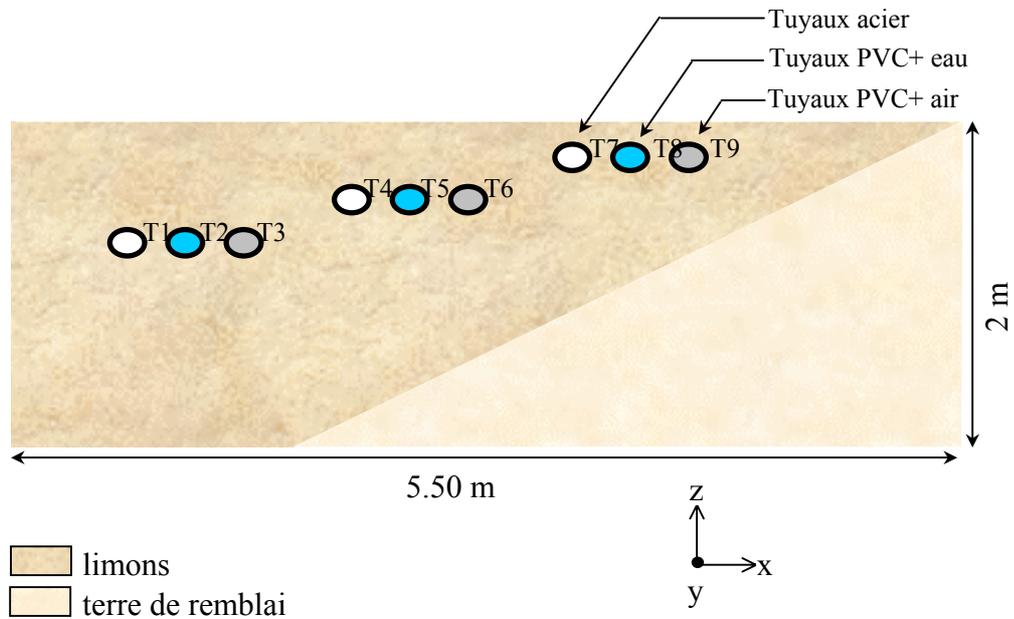


Figure 5.11 : Structure modélisée contenant les tuyaux en PVC noyés dans le limon.

Tuyaux Côtes	T1	T2	T3	T4	T5	T6	T7	T8	T9
$X_c$ (m)	0,40	0,70	1,00	2,00	2,30	2,60	3,10	3,30	3,70
$Z_c$ (m)	1,25	1,25	1,25	1,50	1,50	1,50	1,75	1,75	1,75
Profondeur (m)	0,75	0,75	0,75	0,50	0,50	0,50	0,25	0,25	0,25

Tableau 5.2 : Relevé des coordonnées relatives au centre de chaque tuyaux

## 5.2.2 Antenne utilisée

### 5.2.2.1 Signal émis

Le signal émis est une dérivée de gaussienne (figure 5.12) dont l'expression temporelle est :

$$e(t) = -2A_0 \left( \frac{t - t_0}{T} \right) e^{-\frac{(t-t_0)^2}{T^2}} \quad (5.3)$$

où :

$A_0$  est l'amplitude maximum du signal

$t$  représente le temps,

$T$  est la largeur d'impulsion,

$t_0$  désigne le retard.

Les expressions empiriques [40] de  $T$  et  $t_0$  sont :

$$\begin{cases} T = \frac{\sqrt{\ln(5,5 \text{Att}_{f_{\max}})}}{\pi f_{\max}} \\ t_0 = T \sqrt{\ln(2,5 \text{Att}_0 \sqrt{\ln(2,5 \text{Att}_0)})} \end{cases} \quad (5.4)$$

où :

$\text{Att}_{f_{\max}}$  désigne l'atténuation à  $f_{\max}$ ,

$\text{Att}_0$  est l'atténuation à l'instant  $t=0$ s par rapport au maximum d'amplitude de la gaussienne.

La transformée de Fourier de la dérivée de gaussienne  $e(t)$  (figure 5.12) s'écrit :

$$e(f) = A_0 j 2\pi^{\frac{3}{2}} f T^2 e^{-(\pi f T)^2} e^{-j 2\pi f t_0} \quad (5.5)$$

La forte réjection des basses fréquences et du continu est une des majeures propriétés de cette fonction. Par conséquent, sa moyenne est quasiment nulle.

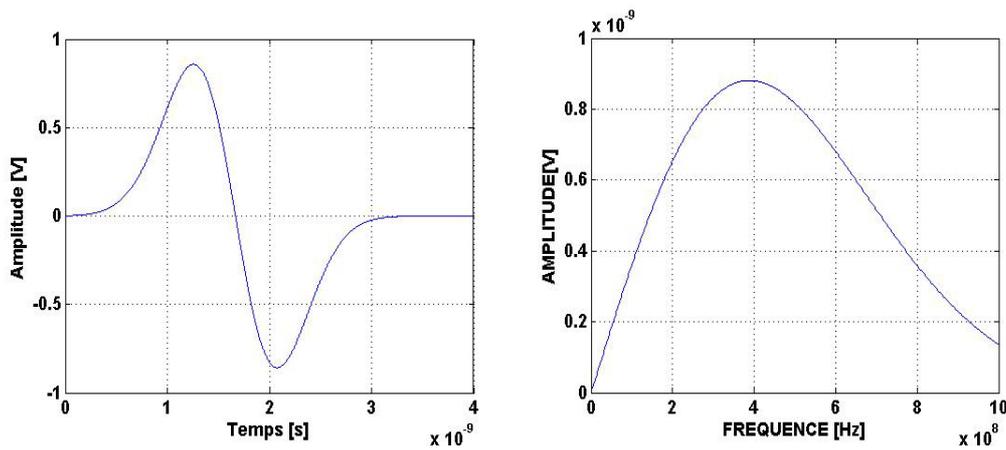


Figure 5.12 : Réponse temps-fréquence d'une dérivée de gaussienne,  $Att_{fmax} = 5$ ,  $Att_0 = 1000$  et  $F_{max} = 1\text{GHz}$

### 5.2.2.2 Conception et Adaptation de l'antenne

On souhaite concevoir une antenne adaptée pour fonctionner à partir de 500MHz en tenant compte des paramètres électromagnétiques du sol prospecté. Afin de réduire les dimensions du volume de calcul et par conséquent les temps de calculs, le choix s'est orienté vers l'utilisation d'antenne de Wu-King en raison de son faible encombrement. Par ailleurs, il s'agit d'antennes couramment utilisées dans le domaine GPR (figure 5.13).



Figure 5.13 : Antenne de Wu-King

Les caractéristiques de l'antenne sont les suivantes :

- Nombre de résistances par brin : 15 (tableau 5.3),
- Longueur du dipôle : 0,30 m ( $\lambda_0/2$ ),
- Rayon du fil : 2 e-3 m.

Résistances	R1	R2	R3	R4	R5	R6	R7	R8
Valeurs (Ohms)	27,85	29,92	32,32	35,13	38,48	42,54	47,55	53,91

Résistances	R9	R10	R11	R12	R13	R14	R15
Valeurs (Ohms)	62,23	73,61	90,09	116,15	163,70	279,84	968,10

Tableau 5.3 : Valeurs des résistances de chaque brin

Les angles  $\Phi$  et  $\theta$  (figure 5.14) vont nous permettre d'introduire les plans E et H de l'antenne : le plan E est le plan de l'antenne tel que  $\Phi = 90^\circ$  et  $\theta$  varie de 0 à  $360^\circ$ , le plan H est le plan perpendiculaire à l'antenne tel que  $\Phi = 0^\circ$  et  $\theta$  varie de 0 à  $360^\circ$  (figure 5.15).

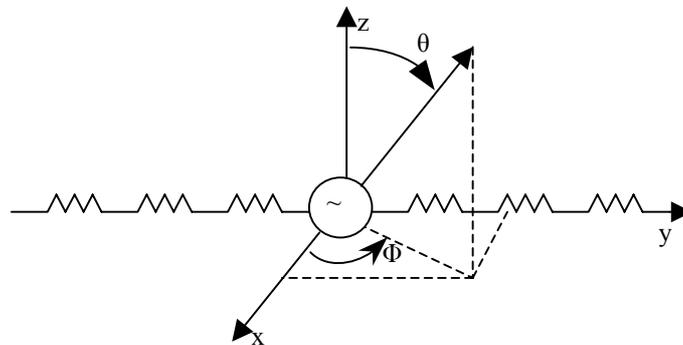


Figure 5 : 14 : Définition des angles  $\Phi$  et  $\theta$

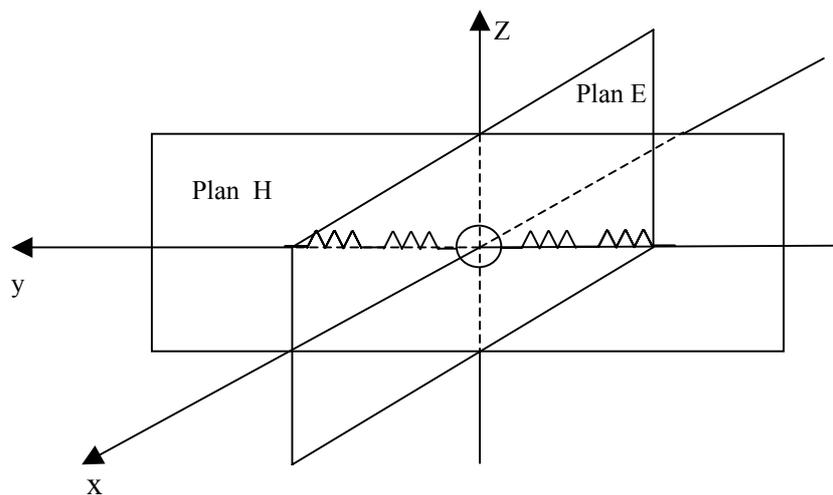


Figure 5.15 : Définition des plans E et H

Nous avons tracé le diagramme de rayonnement de l'antenne dans les plans E (figure 5.16) et H (figure 5.17) à la fois en espace libre et en présence du sol. Les résultats présentés

sont normalisés par rapport à la valeur obtenue dans la direction de rayonnement principal (par exemple sur la figure 5.16, le diagramme est normalisé par rapport au rayonnement dans la direction  $\theta = 215^\circ$  en présence du sol), ce qui nous permet de bien remarquer l'importance de la propagation dans une direction par rapport à une autre.

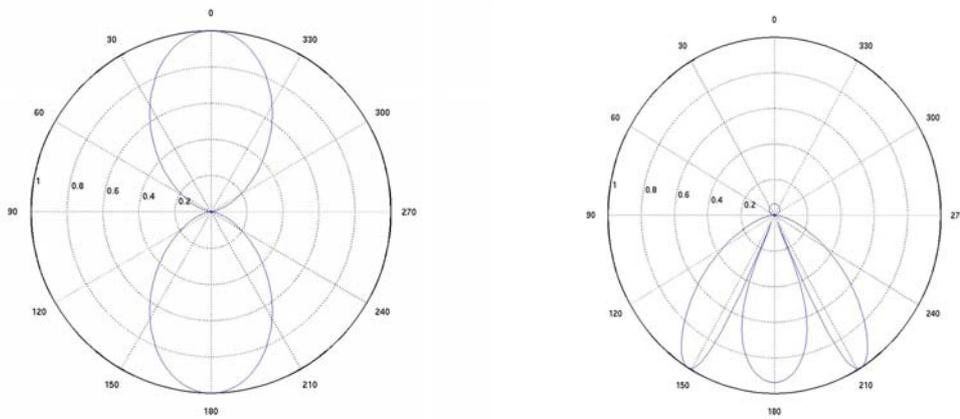


Figure 5.16 : Directivité du champ dans le plan E pour un dipôle chargé en espace libre (à gauche) et en présence d'un sol (à droite,  $\epsilon_r = 6$ )

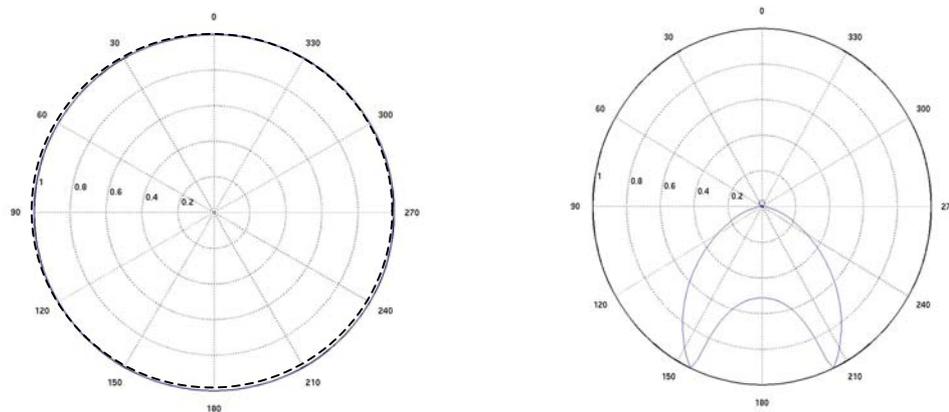


Figure 5.17 : Directivité du champ dans le plan H pour un dipôle chargé en espace libre (à gauche, cercle de rayon 1 en pointillé) et en présence d'un sol (à droite,  $\epsilon_r = 6$ )

En présence du sol, le rayonnement dans l'air se fait dans la partie supérieure des diagrammes correspondant à l'angle  $\theta$  tel que  $0^\circ < \theta < 90^\circ$  et  $270^\circ < \theta < 360^\circ$ . Le rayonnement dans le milieu diélectrique se fait dans la partie inférieure des diagrammes correspondant à l'angle  $\theta$  tel que  $90^\circ < \theta < 270^\circ$

Le rayonnement dans l'air est quasi nul en comparaison de celui existant dans le sol. Par conséquent, la quasi-totalité de l'énergie rayonnée par l'antenne se propage au sein du

milieu diélectrique. Les cartographies en champ proche (figure 5.18) illustre clairement cette dissymétrie de rayonnement entre l'air et le sol.

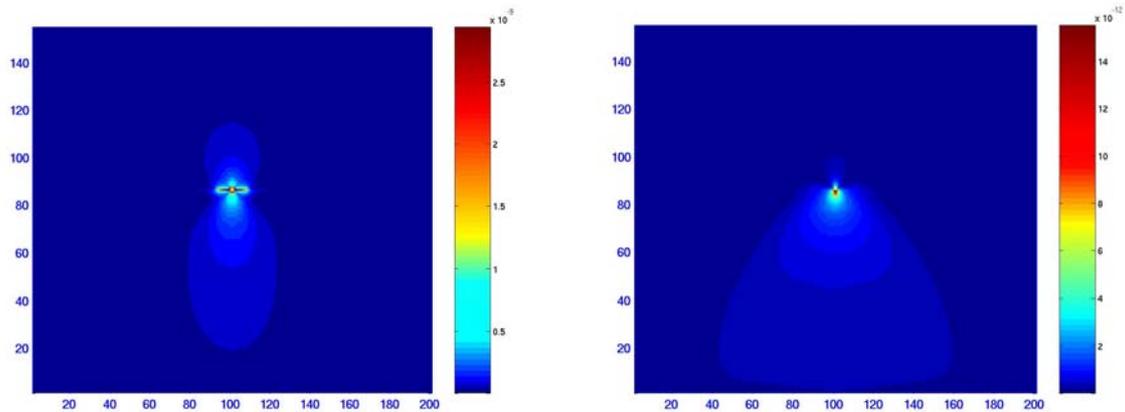


Figure 5.18 : Cartographie du rayonnement en champ proche dans le plan E (à gauche) et dans le plan H (à droite).

L'étude de l'impédance de l'antenne va permettre l'adaptation de cette dernière à la fréquence de travail souhaitée. La présence du sol a un effet non négligeable sur l'impédance de l'antenne (figure 5.19)

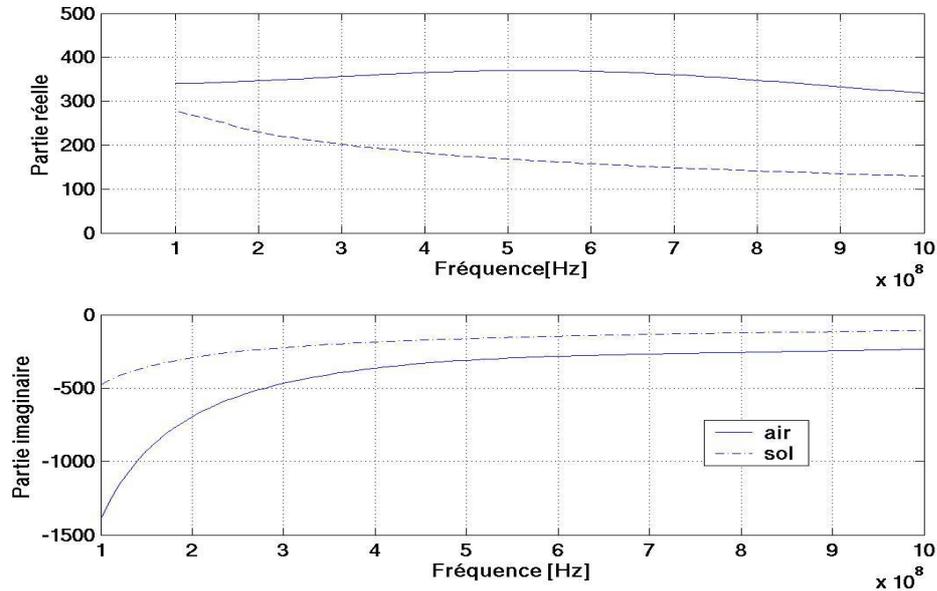


Figure 5.19 : Partie réelle et partie imaginaire de l'impédance de l'antenne en espace libre et en présence d'un sol ( $\epsilon_r = 6$ )

En effet, le sol tend à diminuer la partie réelle de l'impédance. Cependant, elle ne varie que très peu entre 500MHz et 1GHz autour d'une valeur moyenne de 170Ω. On peut donc ajouter une charge  $Z_s$  en sortie du générateur afin qu'un maximum de puissance soit

transmis à l'antenne mais aussi pour supprimer les réflexions au niveau du générateur. De plus, il est envisageable de compenser au maximum la réactance de la partie imaginaire de l'antenne par l'addition d'une self. L'association générateur-antenne se caractérise par le coefficient de réflexion  $S_{11}$ .

Considérons le montage suivant :

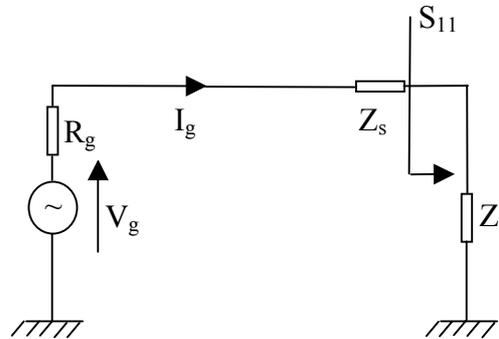


Figure 5.20 : Schéma électrique équivalent de l'ensemble générateur d'impédance interne  $R_g$ , charge d'adaptation  $Z_s$  et antenne  $Z_a$ .

Le coefficient de réflexion (encore appelé paramètre  $S_{11}$ ) s'écrit :

$$S_{11} = \frac{Z_L - R_g}{Z_L + R_g} \quad (5.6)$$

où :

$Z_L$  est la charge que voit le générateur en sortie ( $Z_L = Z_a + Z_s$ ,  $Z_s = iL\omega$ )

L'interprétation du coefficient de réflexion est ambiguë dans le cas de dipôles chargés. En effet, en étant adaptée l'antenne reçoit un maximum de puissance, mais cette puissance fournie par le générateur n'est pas entièrement rayonnée par le dipôle en raison d'une dissipation importante de l'énergie par les résistances disposées le long des brins.

## 5.2.3 Méthodes d'acquisitions des traces

### 5.2.3.1 Démarche

La méthode d'acquisition des traces découle de la méthode à déport constant et valable pour les deux types de structure modélisées. Nous disposons de onze antennes de réceptions (de  $R_1$  à  $R_{11}$ ) et d'une antenne d'émission (E). Cette dernière recueillera également le signal de retour émis par une éventuelle cible à sa verticale.

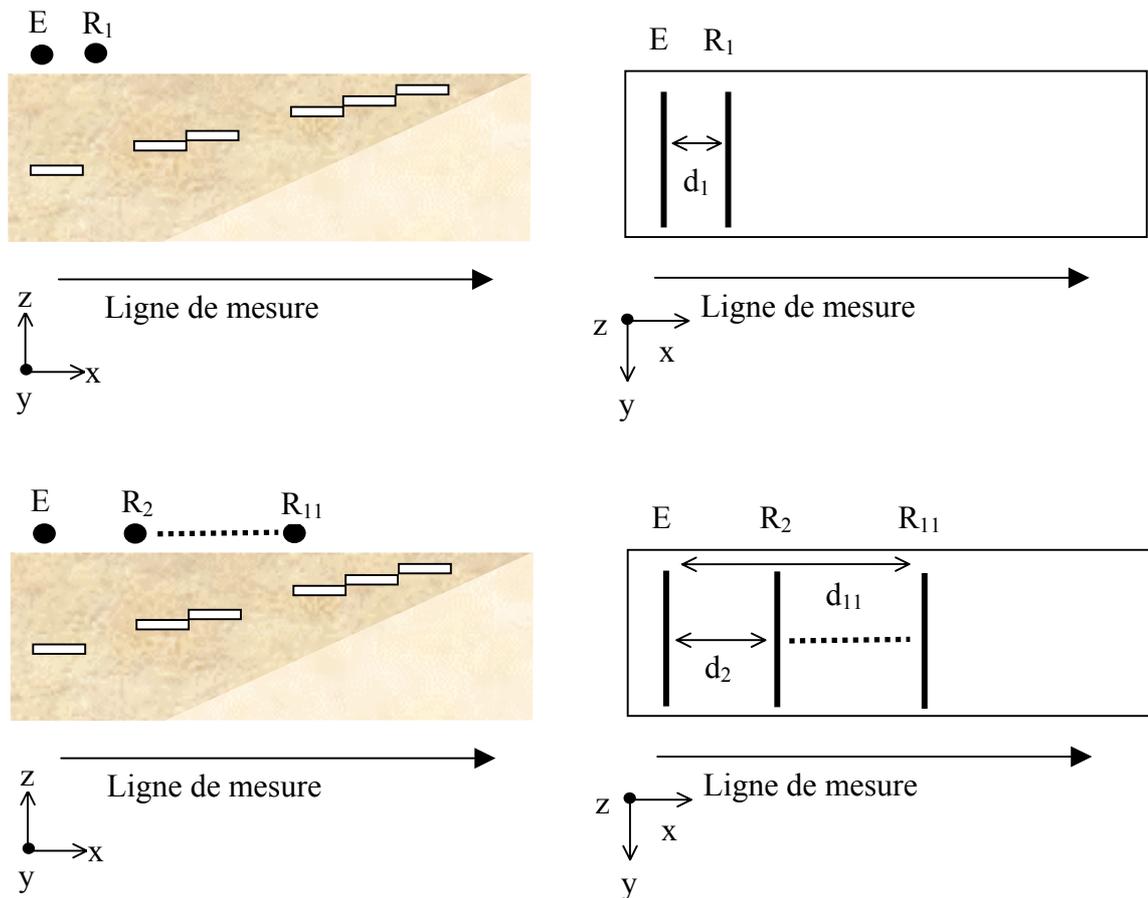


Figure 5.21 : Principe d'acquisitions des traces le long de la ligne de mesures.

Pour chaque valeur d'offset entre l'antenne émettrice et l'antenne réceptrice, 137 traces sont prélevées par pas spatial de quatre centimètres. La valeur de l'offset  $d$  varie de façon régulière et est définie par la formulation suivante :

$$d = \lambda / 2 * (N + 1) \tag{5.7}$$

où :

$\lambda$  est la longueur d'onde à la fréquence centrale  $f_0$  dans le milieu diélectrique (ici  $f_0 = 500\text{MHz}$ ),

$N$  est le nombre d'antennes réceptrices ( $N = 11$ ).

### 5.2.3.2 Contraintes du temps de calcul

Le paragraphe précédent précise que pour chaque antenne de réception, 137 traces sont réalisées, ce qui pour un réseau de onze éléments nous porte à un total de 1507 mesures. Par ailleurs, chaque trace nécessite une simulation demandant un temps de calcul d'environ 5 minutes. Ce temps de calcul dépendant à la fois de la taille du volume de calcul (plus

précisément du nombre de cellules élémentaires) et de l'introduction ou non de pertes diélectriques s'élève à environ 126 heures sur la machine Uqbar mise à disposition par l'Institut du Développement et des Ressources en Informatique Scientifique (IDRIS). Sur un PC aux performances actuelles, cela nécessiterait pas moins de dix fois (environ 2 mois) ce temps de calcul final, ce qui rend impossible l'objectif de ce chapitre.

Par conséquent, il devient nécessaire d'optimiser le temps de calcul de chaque simulation :

- En utilisant la théorie des images,
- En relâchant le maillage dans une des directions.

La théorie des images permet d'apposer un mur électrique sur l'une des faces du volume de calcul qui vient en remplacement de la couche de PML (Perfect Matched Layers). Les structures étudiées étant symétriques par rapport à un plan dirigé selon les axes  $O_x$  et  $O_z$  offrent la possibilité de scinder le volume de calcul en deux parties égales. Cela implique l'utilisation d'un monopole et d'un mur électrique (figure 5.22) en remplacement du dipôle initialement prévu. Le temps de calcul s'en retrouve largement diminué.

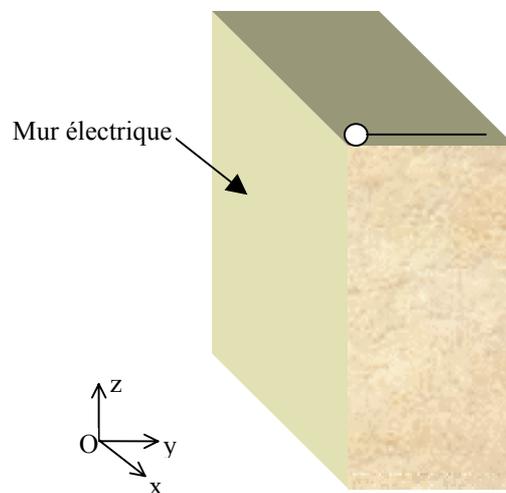


Figure 5.22 Configuration monopole en présence d'un mur électrique dans le plan xOz

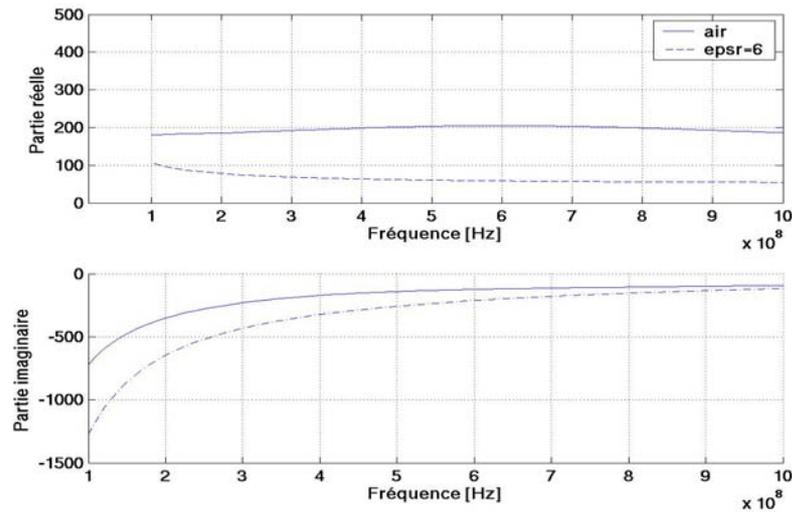


Figure 5.23 : Partie réelle et partie imaginaire du monopole dans l'air et en présence d'un sol ( $\epsilon_r = 6$ )

Le relâchement du maillage dans certaines directions permet de réduire le temps de calcul (figure 5.24). Par la suite nous prendrons un maillage égale à  $\lambda/24$  selon les axes Ox et Oz et  $\lambda/12$  selon Oy. Ainsi, le temps de calcul nécessaire pour une seule simulation diminue et chute de 5 minutes à environ 2 minutes.

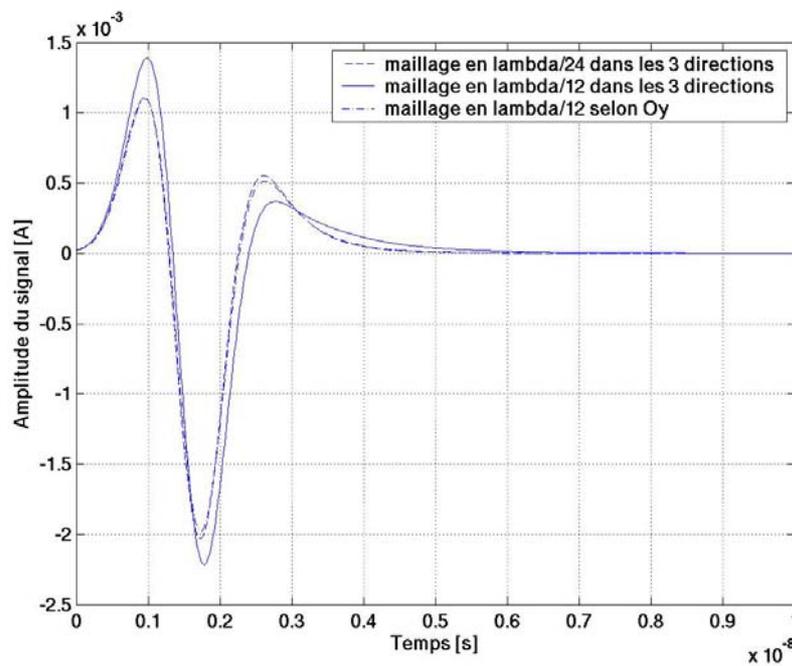


Figure 5.24 : Influence du maillage sur les simulations

## 5.2.4 Traitements et analyses des résultats

Cette partie consiste à expliquer les différents traitements appliqués aux résultats obtenus et d'en donner l'interprétation.

### 5.2.4.1 Principe de reconstitution des traces

D'après la théorie, le champ lointain se trouve à environ 16 mètres de profondeur. Par conséquent, le milieu diélectrique ayant une profondeur maximale de 2 mètres, nous nous trouvons en champ proche dans cette région de l'espace. La théorie des réseaux d'antennes ne peut s'appliquer. La reconstitution des traces nécessite donc un traitement en temps. Chaque radargramme de chaque configuration va subir plusieurs traitements :

- La suppression de l'onde incidente permettant d'ôter la composante continue sur les Bscans et de ne conserver que le signal utile,
- Un recalage en temps de chaque trace.

Par la suite, l'ensemble des Bscans élémentaires traités seront sommés de façon cohérente. La suppression de la composante continue permet de s'affranchir des phénomènes de couplage entre antennes. L'avantage est de ne garder uniquement que la partie du signal contenant l'information sur la cible. En ce qui concerne le recalage en temps des traces, chaque échantillon du signal temporel recueilli par l'antenne de réception est repositionné dans une échelle de temps de référence. Par convention, nous prendrons celle correspondant à un sondage effectué en monostatique.

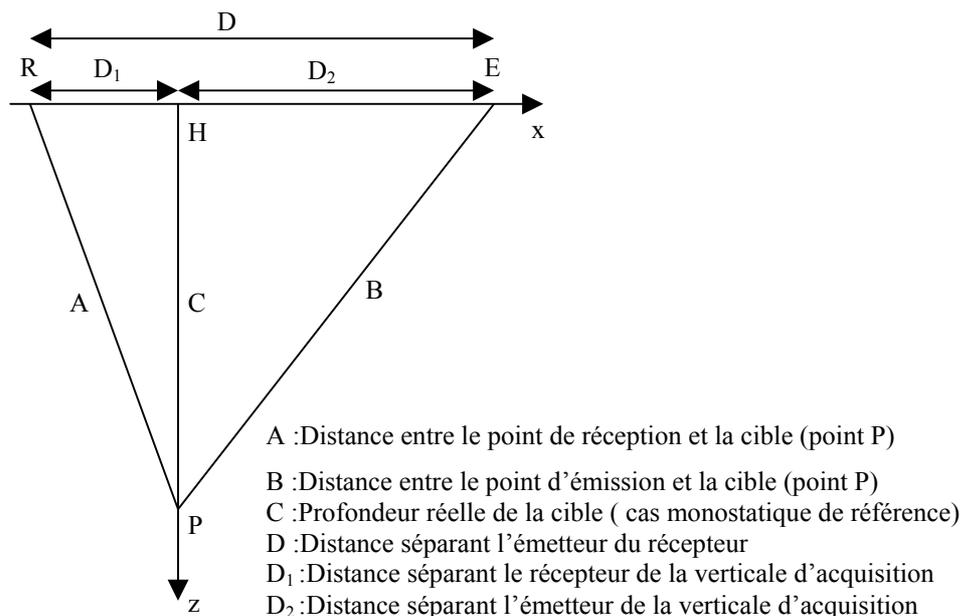


Figure 5.25 : Principe de recalage en temps des traces

Considérons que les ondes électromagnétiques se déplacent à une vitesse  $V$  au sein du milieu. L'onde émise et réfléchiée par la cible parcourt la distance  $A+B$  et met un temps  $T$  égal à  $(A+B)/V$ . Pour une configuration monostatique, la distance parcourue par l'onde est égale à  $2C$  en un temps  $T_1$  égal à  $2C/V$ . Posons le système d'équations suivants :

$$\begin{cases} A^2 = D_1^2 + C^2 \\ B^2 = D_2^2 + C^2 \\ A + B = VT \\ C = T_1V/2 \end{cases} \quad (5.8)$$

d'où :

$$T = \sqrt{\frac{D_1^2 + \frac{T_1^2 V^2}{4}}{V^2}} + \sqrt{\frac{D_2^2 + \frac{T_1^2 V^2}{4}}{V^2}} \quad (5.9)$$

En dérivant l'expression 5. par rapport à  $D_1$  et  $D_2$ , le temps  $T_{\min}$  (équation 5.9) minimum mis par l'onde électromagnétique est lorsque  $D_1 = D_2 = D/2$ . Cela correspond également au trajet le plus court parcouru par l'onde.

$$T = 2\sqrt{\frac{D^2}{4V^2} + \frac{T_1^2}{4}} \quad (5.10)$$

Ainsi, pour recalculer le temps  $T$  auquel l'onde rétrodiffusée par la cible arrive au temps  $T_1$  de référence, il faut donc établir la correspondance suivante découlant de l'équation 5.10 :

$$T_1 = \sqrt{T^2 - \frac{D^2}{V^2}} \quad (5.11)$$

Pour l'ensemble des simulations réalisées, le point de mesure considéré se trouve sur la médiatrice du segment formé par l'antenne émettrice et l'antenne réceptrice. (figure5.27). En effet, la bissectrice contient tous les points de mesures correspondant sur un intervalle correspondant au temps d'écoute. Le temps minimum pour l'onde électromagnétique pour aller de l'émetteur au récepteur implique que l'onde passe par l'un des points de mesure de cette verticale. D'ailleurs, en retenant ce trajet minimum, il convient de dire que l'on récupère la quantité d'énergie maximale, les pertes diélectriques ayant un minimum d'atténuation sur l'onde électromagnétique.

Par conséquent, le point de mesure ne peut être défini à la verticale de l'antenne émettrice ou à la verticale de l'antenne réceptrice (figure 5.26). Par ailleurs, prendre le point de mesure sous l'une des deux antennes parvient à un Bscan insignifiant après sommation de l'ensemble des radargrammes élémentaires.

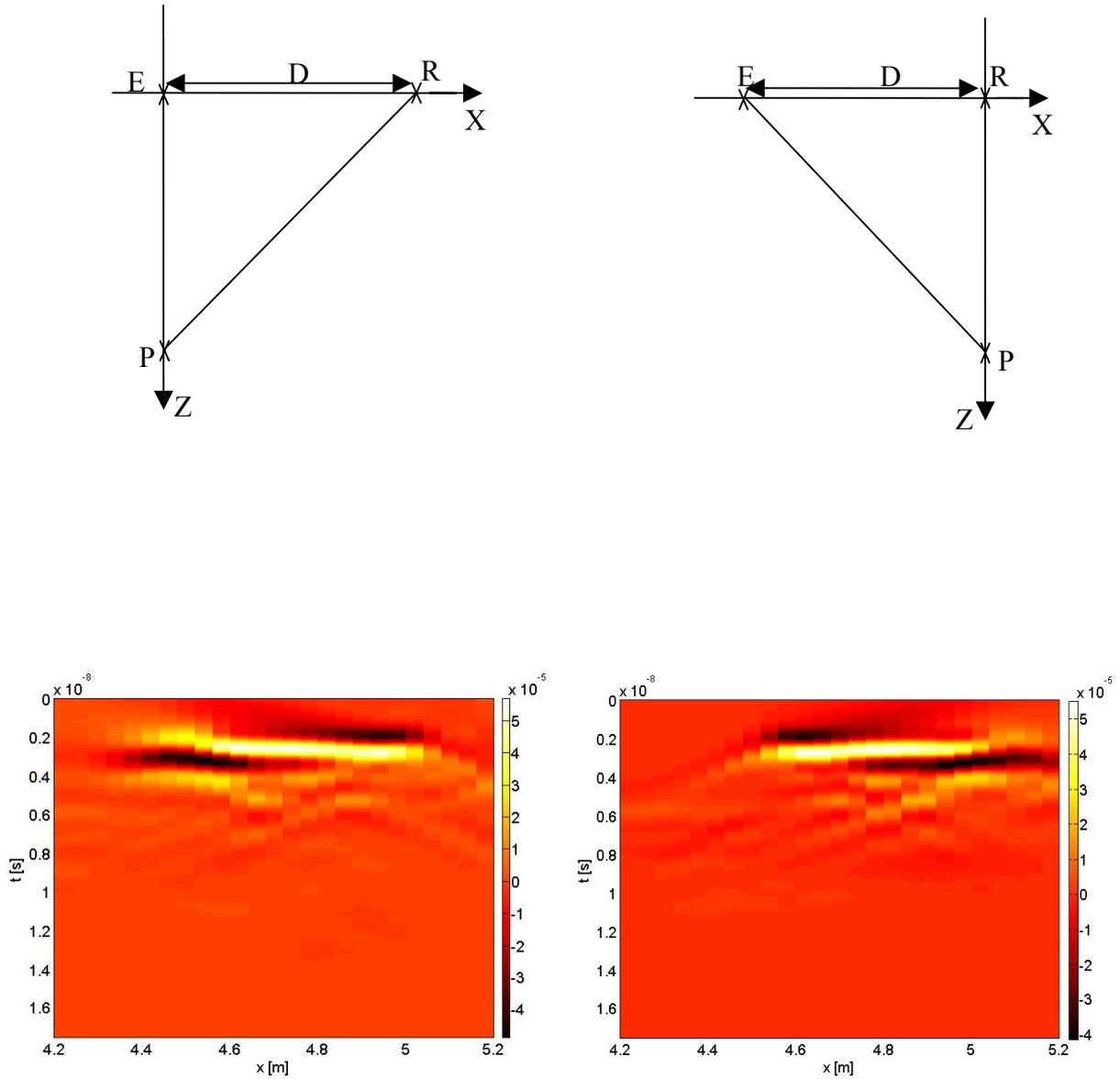


Figure 5.26 : Exemple de points de mesures ne permettant pas d'obtenir un Bscan cohérent après sommation. La trace attendue est celle d'une plaque de polystyrène enterrée à une profondeur de 0,25m.

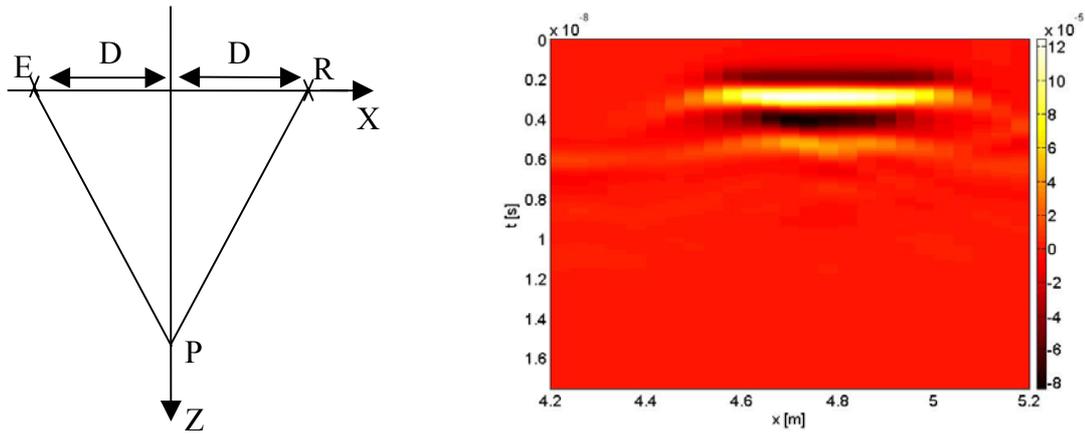


Figure 5.27 : Point de mesure valable équidistant de E et de R. L'exemple du Bscan résultant (à droite) montre que la médiatrice choisie correspond à l'ensemble des points de mesures réel.

### 5.2.4.2 Interprétation des résultats

#### 5.2.4.2.1 Plaques enfouies

Les fortes pertes induites dans le milieu diélectrique ont une influence non négligeable sur les Bscans obtenus. En effet, en opposition à un sol sans pertes, il est impossible de détecter les plaques de polystyrène les plus profondes. Seule la première plaque est détectable, contrairement au cas sans pertes où tous les objets enfouis sont localisables sur le Bscan résultant (figure 5.28).

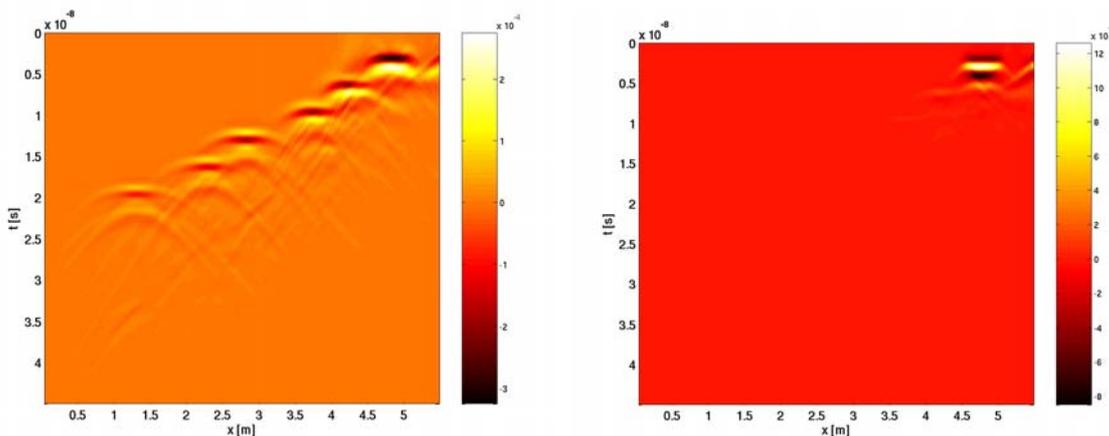


Figure 5.28 : Bscans après sommation des échos des 11 antennes pour un sol sans pertes (à gauche) et pour un sol à fortes pertes (à droite,  $\sigma = 0.062S.m$ ).

Cependant, dans le cas d'un sol à fortes pertes, la résolution horizontale du radargramme après sommation est plus importante pour la seule plaque détectée. En effet, le radargramme pour un sol sans pertes laisse apparaître des hyperboles ce qui n'est pas le cas

pour le sol à pertes. La localisation de la cible s'en trouve donc nettement améliorée pour ce type d'objet. Dans le cas de cibles très rapprochées les unes des autres, cette technique de prospection peut donc s'avérer très utile en permettant l'identification de chacune d'elle.

En outre, le niveau maximal du signal obtenu pour le sol à pertes considéré est bien entendu inférieur à celui d'un sol sans pertes. Toutefois, l'avantage d'un tel ensemble de réception permet d'obtenir un niveau maximal environ deux fois et demie fois (8 dB) supérieur à celui d'une configuration monostatique (figure 5.29). Par conséquent, cela permet d'augmenter la sensibilité d'un dispositif GPR. On peut constater également que le Bscan monostatique laisse apparaître une moins bonne résolution en profondeur.

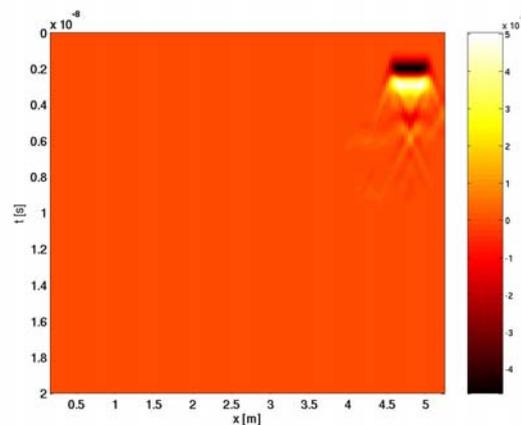


Figure 5.29 : Radargramme en configuration monostatique pour un sol à pertes ( $\sigma = 0.062S.m$ ) contenant des plaques de polystyrène)

La figure 5.30 à partir du logiciel Reflexw montre ce que nous pourrions obtenir sur un sol à faibles pertes. Les six plaques de polystyrène sont entièrement localisables à l'aide d'une configuration multicapteur étant donné que cette configuration réhausse le niveau du signal.

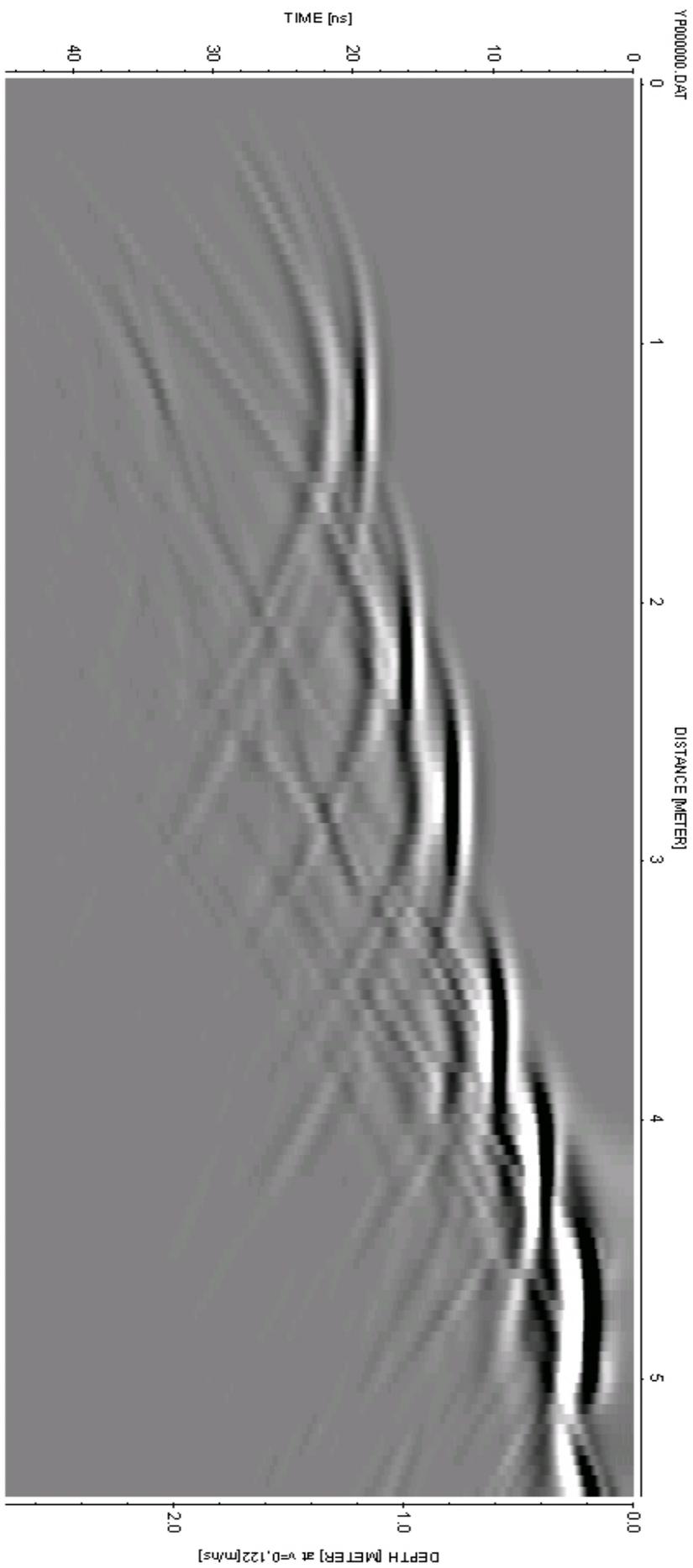


Figure 5.30 : Bscan obtenu après sommations de 11 radargrammes élémentaires sur un sol à faibles pertes renfermant six plaques de polystyrène à l'aide du logiciel Reflexw.

## 5.2.4.2.2 Nappes de tuyaux enfouies

Dans le cas des tuyaux enfouies dans un sol à fortes pertes, la nappe de tuyaux la moins profonde est détectée (figure 5.31). Par ailleurs, le tuyau métallique renvoie un maximum d'énergie en direction des différentes antennes de réception. Cependant, le niveau maximal du signal dans le cas d'un sol à fortes pertes reste toutefois très inférieur à celui d'un sol sans pertes. Toutefois, il reste supérieur au niveau maximal du signal d'une configuration monostatique pour un sol à fortes pertes (figure 5.32). A nouveau, l'utilisation d'un ensemble de récepteurs permet d'augmenter la sensibilité d'un radar GPR.

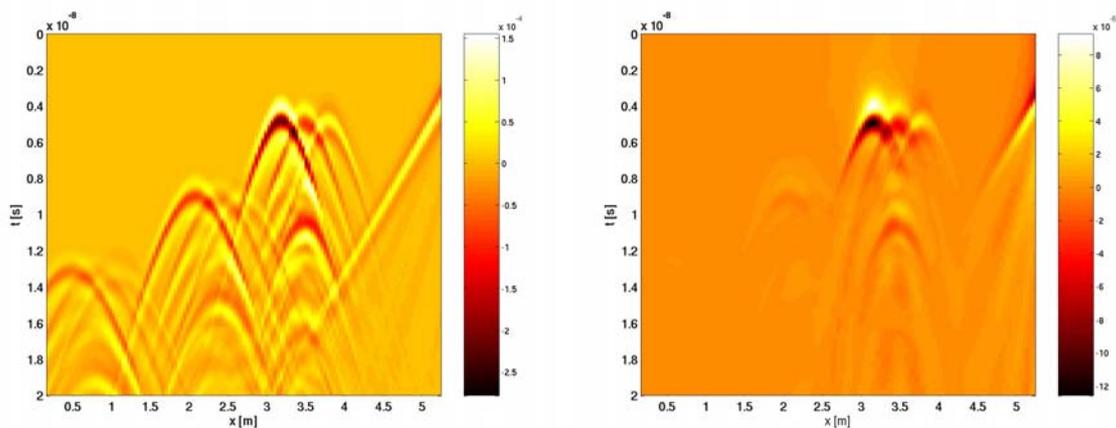


Figure 5.31 : Bscan après sommation de onze radargrammes élémentaires au-dessus d'un sol sans pertes (à gauche) et d'un sol à fortes pertes ( $\sigma = 0.062\text{S.m}$ )

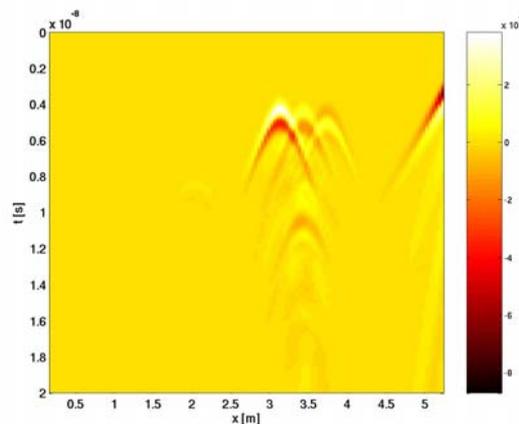


Figure 5.32 : Bscan monostatique au dessus d'un sol à fortes pertes ( $\sigma = 0.062\text{S.m}$ )

Nous pouvons remarquer que pour le tuyau en PVC contenant de l'eau, deux hyperboles à la même coordonnée suivant l'axe Ox coexistent, mais à des temps différents. L'hyperbole la plus retardée est due à la présence de l'eau contenue dans le long cylindre. La permittivité relative  $\epsilon_r$  élevée de ce corps composé ( $\epsilon_r = 81$ ) explique la présence de cette

deuxième signature radar correspondant à l'interface entre le bas du tuyau et le sol. Le retard s'explique par un temps de propagation de l'onde électromagnétique supérieur, principalement causé par une vitesse de propagation inférieure au sein du tuyau.

Les propriétés électromagnétiques du milieu diélectrique prépondérant ont été modifiées en diminuant la conductivité  $\sigma$  ( $\sigma = 0.0062\text{S.m}$ ) qui a pour conséquence la diminution des pertes diélectriques. Le niveau de signal est sensiblement inférieur à celui du même Bscan effectué dans les mêmes conditions pour un sol sans pertes. Autre point important valable pour tous les Bscans visant à détecter les nappes de tuyaux, la majeure partie de l'énergie électromagnétique rétrodiffusée se concentre essentiellement au niveau du positionnement de chaque tuyau et « ne s'étale pas » le long des branches d'hyperboles associées à chaque cylindre en opposition à un radargramme monostatique (figure 5.33, figure 5.34). Par conséquent, ceci entraîne une meilleure localisation des cibles enfouies.

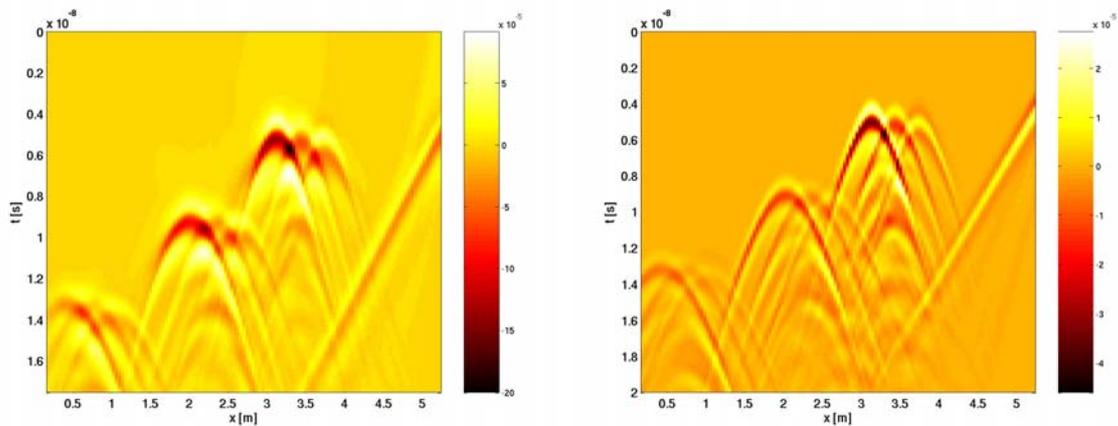


Figure 5.33 : Bscan après sommation de onze radargrammes élémentaires (à gauche) et Bscan monostatique (à droite) au dessus au-dessus d'un sol à faibles pertes ( $\sigma = 0.0062\text{S.m}$ )

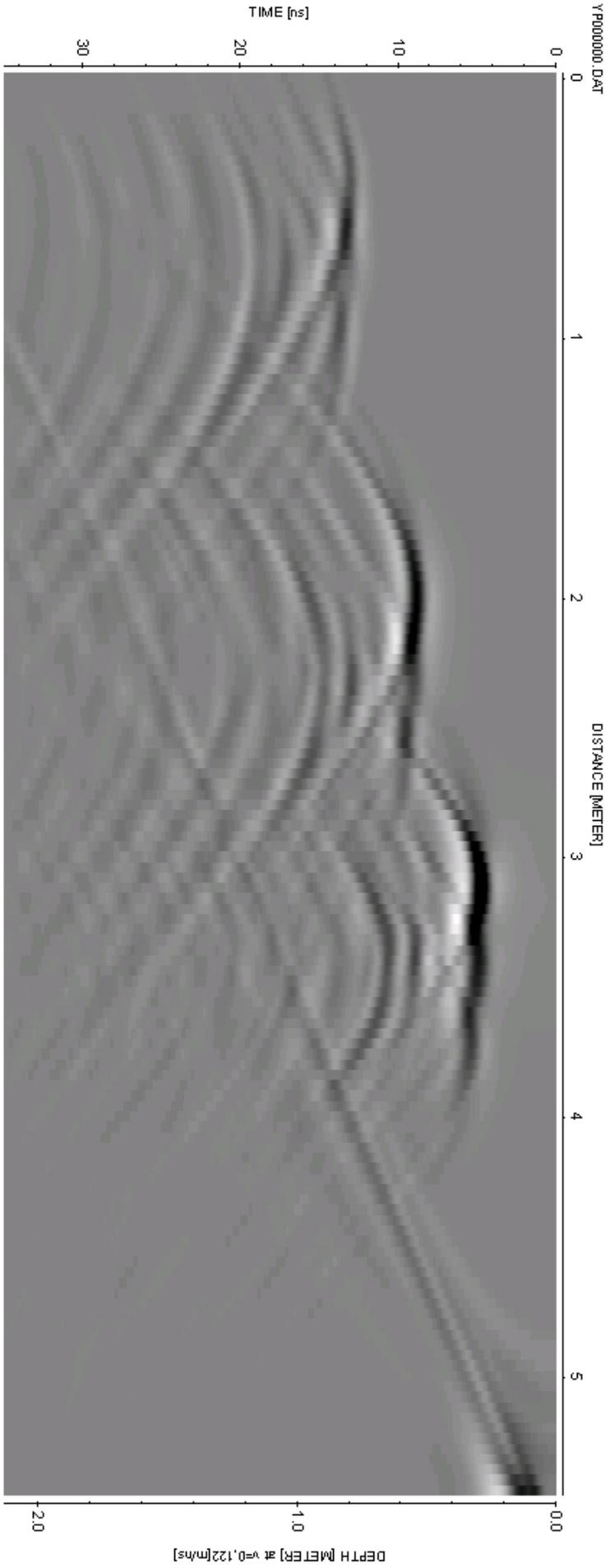


Figure 5.34 : Bscan obtenu après sommations de 11 radargrammes élémentaires sur un sol à faibles pertes renfermant trois nappes de tuyaux à l'aide du logiciel Reflexw.

## 5.2.4.2.3 Correction en amplitude

Tout sol réel a des pertes qui engendre une diminution du signal reçu par les antennes de réception. L'introduction d'une conductivité  $\sigma$  ne passe donc pas inaperçue. Or, toute onde électromagnétique se propageant au sein d'un milieu à pertes peut s'écrire :

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}_0 e^{j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (5.12)$$

où  $k$  s'exprime :

$$k = \omega \sqrt{\mu_0 \mu_r \epsilon_0 \epsilon_r \left( 1 - j \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0 \epsilon_r} \right)} \quad (5.13)$$

$$k = \omega \sqrt{\mu_0 \mu_r \epsilon_0 \epsilon_r} \sqrt{\frac{1 + \sqrt{1 + \left( \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0 \epsilon_r} \right)^2}}{2}} - j \omega \sqrt{\mu_0 \mu_r \epsilon_0 \epsilon_r} \sqrt{\frac{-1 + \sqrt{1 + \left( \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0 \epsilon_r} \right)^2}}{2}} \quad (5.14)$$

$$k = \beta - j \frac{1}{\delta} \quad (5.15)$$

Par conséquent, la partie imaginaire de la constante de propagation  $k$  entraîne une atténuation sur l'amplitude de l'onde émise. La compensation de cette diminution peut s'envisager théoriquement si on multiplie l'expression du champ (équation 5.12) par le module de la partie imaginaire de la constante de propagation :

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}_0 e^{j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \cdot e^{+\frac{1}{\delta}} \quad (5.16)$$

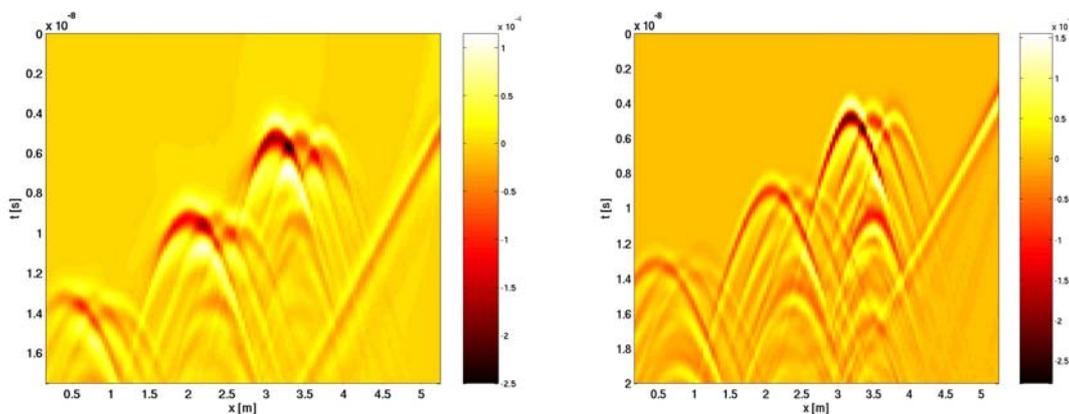


Figure 5.35 : Bscans après sommation au-dessus d'un sol sans pertes (à droite) et d'un sol à faibles pertes ( $\sigma = 0.0062 \text{ S.m}$ , correction en amplitude appliquée)

On constate aisément que les pertes dues à l'insertion d'une conductivité sont compensables et qu'il est possible de retrouver un niveau de signal proche de celui apparenté à un sol sans pertes. Cependant, pour un diélectrique à fortes pertes, il est difficile de retrouver un tel niveau de signal, et plus particulièrement dans notre cas où nous nous trouvons en zone de champ proche.

## 5.3 Migration

### 5.3.1 Un peu de théorie

#### 5.3.1.1 Introduction [29]

Historiquement, la migration sismique 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. On utilise tout naturellement les algorithmes issus de migration sismique pour traiter les données GPR. En effet, les courants de déplacements étant prépondérants sur les courants de conduction, le problème posé est analogue à celui des ondes acoustiques. L'équation de départ est l'équation d'onde scalaire, applicable aux ondes mécaniques et électromagnétiques :

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2(x,z)} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} \quad (5.17)$$

où :

$v$  est un champ scalaire,

$v(x,z)$  est la vitesse des ondes.

La migration de Kirchoff et la migration FK [30] sont les deux principales méthodes qui utilisent une extrapolation des données à partir de l'équation de propagation. Une acquisition de données (figure 5.36) le long de l'axe Ox donne la connaissance de  $v(x,0,t)$ . Le but de la migration est d'obtenir une image du plan spatial au moment dit « d'explosion », c.à.d à  $t=0$  soit  $v(x,z,0)$ .

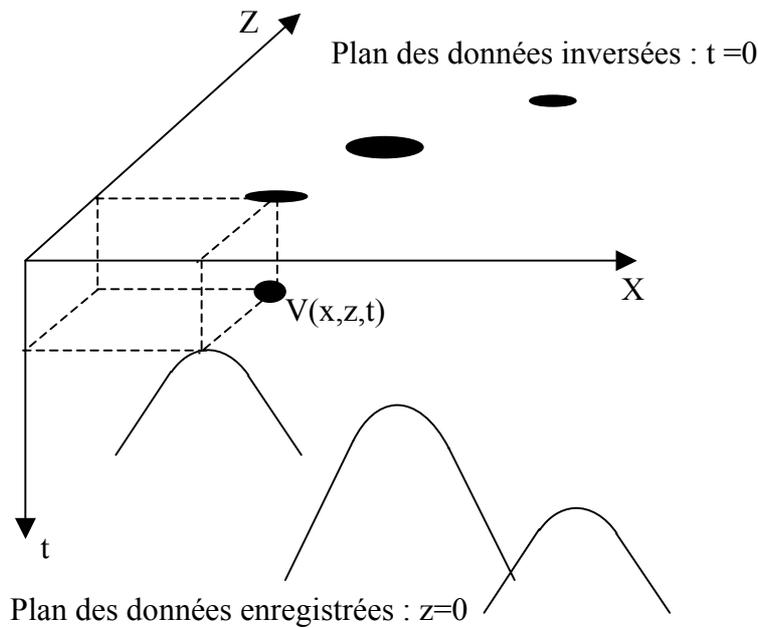


Figure 5.36 : Représentation du champ scalaire dans le domaine spatio-temporel

### 5.3.1.2 Quelques définitions [31]

#### 5.3.1.2.1 Offset

Le terme d'offset fait référence à tous les problèmes d'excentrage et d'erreur géométrique induit par la migration. On parle de « zero-offset » lorsque tous les enregistrements sont effectués au même niveau du sol et au même moment,  $z=0$  par exemple. Les méthodes de migration les plus performantes permettent aujourd'hui de trouver les hypothétiques données « zéro-offset » correspondantes.

Les problèmes liés à l'offset ne sont pas triviaux. Le réflecteur R est à une profondeur  $z$  et un enregistrement est effectué en S. Le temps de parcours observé est :

$$t = \frac{2d}{v} \quad (5.18)$$

Sur un datagramme, la position relative d'un réflecteur sera faussée car le temps  $t$  ne correspond pas forcément à la profondeur réelle  $z$ . Toutefois, il existe des méthodes de correction pour ces erreurs.

### 5.3.1.2.2 Explosion des réflecteurs

Le principe « d’explosion des réflecteurs » est un concept qui permet de ne tenir compte que du chemin de retour des rayons. Tous les réflecteurs sont supposés émettre au même temps  $t=0$ . La série d’acquisition est assimilée à une seule expérience, où l’on disposerait d’autant de récepteurs que d’acquisitions. On suppose que la vitesse de propagation est alors la moitié de la vitesse réelle :  $v/2$ . La limite de ce concept est que les données enregistrées ne peuvent être d’offset non-nul.

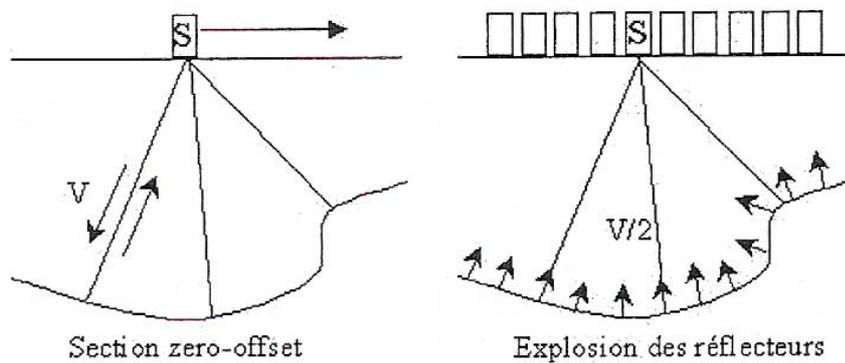


Figure 5.38 :Concept d’explosion

### 5.3.1.3 Migration FK

Connue également sous les noms de « méthode des ondes planes » ou « méthode de Stolt », l’idée directrice est d’effectuer un changement de variables dans le domaine  $\omega$ - $k_x$  par l’utilisation de la transformée de Fourier. On écrit donc la transformée des données non-migrées :

$$\hat{v}(k_x, \omega) = \iint v(x,0,t) \exp(-j(\omega t + k_x x)) dx dt \quad (5.19)$$

où :

$k_x$  est le nombre d’onde horizontal,

$k_z$  est le nombre d’onde vertical,

$\omega$  est la pulsation,

$v$  la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques dans le milieu.

En combinant, la relation précédente avec l'équation 5.13 on obtient la relation suivante :

$$k_z = \frac{\omega}{v} \sqrt{1 - \frac{k_x^2 v^2}{\omega^2}} \quad (5.20)$$

Cette relation entre  $k_z$  et  $\omega$  définit le changement de variable. On passe du domaine  $\omega$ - $k_x$  à  $k_x$ - $k_z$ , le résultat final est obtenu par transformée de Fourier inverse :

$$v(x, z, 0) = \frac{1}{4\pi^2} \iint A(k_x, k_z) \exp(j(k_x x + k_z z)) dk_x dk_z \quad (5.21)$$

où :

$$A(k_x, k_z) = \hat{v} \left( k_z, vk_z \sqrt{1 + \left( \frac{k_x}{k_z} \right)^2} \right) \frac{v}{\sqrt{1 + \left( \frac{k_x}{k_z} \right)^2}} \quad (5.22)$$

Les avantages de cette méthode sont :

- Le temps de calcul : il s'agit incontestablement de la méthode la plus rapide,
- Une simplicité de mise en œuvre

Cependant, quelques inconvénients existent :

- La vitesse de propagation est supposée constante, ce qui réduit considérablement le champ d'application. Néanmoins, il existe des variantes de la méthode FK qui tentent de considérer une vitesse de propagation dépendante de la profondeur :  $v(z)$ ,
- Les inhomogénéités latérales sont très difficiles à prendre en compte.

#### 5.3.1.4 La migration de Kirchoff

La migration de Kirchoff est l'équivalent de la sommation hyperbolique. L'inversion prend la forme d'une intégrale (figure 5.39). 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  $(\xi, t)$  appelée surface de Huygens  $\tau_D$ . Considérons

dès à présent le point N, sommet de cette hyperbole. L'image d'un point du plan  $(\xi, t)$  est une surface isochrone Z dans le plan spatial  $(x, z)$ . Cette surface est en réalité un cercle (ou une demi-sphère) si la vitesse de propagation est constante. Revenons au point diffractant  $M(x, z)$  dont la réponse pour toute configuration  $(S(\xi), R(\xi))$  s'écrit :

$$U(\xi, t) = R \frac{A}{L} F(t - \tau_R) \quad (5.23)$$

où :

R est le coefficient de réflexion tenant compte des dépendances angulaires,

L désigne un facteur de propagation,

A représente l'amplitude,

F est la réponse analytique de tout point source à l'impulsion considérée.

$\tau_R$  correspondant au chemin  $S \rightarrow M \rightarrow R$ .

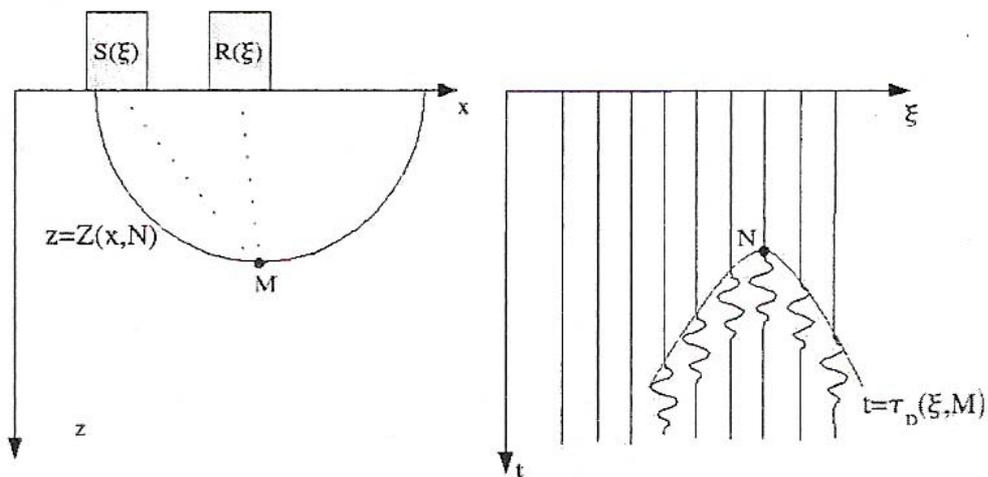


Figure 5.39 :Surface isochrone (à gauche) et surface de Huygens (à droite)

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

$$V(M) = -\frac{1}{2\pi} \int d\xi W(\xi, M) \frac{\partial U(\xi, t)}{\partial t} \Big|_{t=\tau_D(\xi, M)} \quad (5.24)$$

où :

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

La mise en œuvre 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.

### 5.3.2 Exploitation des résultats

Le logiciel Reflexw offrant la possibilité de migrer des données GPR, nous avons appliqué une migration FK sur deux Bscans obtenus après sommation de onze radargrammes élémentaires sur un sol sans pertes (figure 5.40 et figure 5.41). Le premier est relatif aux plaques enfouies dans le sol tandis que le second est relatif aux trois nappes de tuyaux enterrées dans ce même milieu diélectrique.

Après migration des données, nous constatons que les cartographies permettent d'accéder à la position des objets enfouies dans le sol avec une assez bonne précision. La sommation appliquée au paragraphe 5.2.4 ne perturbent en rien la possibilité d'une migration FK mais tend à les améliorer. Cependant, l'interprétation de la nature ou plutôt du nombre d'objets enfouis dans le sol est à prendre avec beaucoup de précaution. En effet, une attention toute particulière est à observer en ce qui concerne le tuyau en PVC contenant de l'eau. Nous avons dit précédemment que deux hyperboles coexistaient à une même position selon l'axe  $Ox$ , mais à des temps différents en raison de la forte permittivité de l'eau. Il en résulte une aberration sur le nombre de tuyaux. Sur chaque nappe présente, la migration ajoute un quatrième tuyau en réponse à l'hyperbole retardée. Pourtant, aucun de ces trois cylindres n'existent !

Par ailleurs, l'interface oblique séparant les deux milieux diélectriques n'est pas visible sur la figure 5.40 et l'est partiellement sur la figure 5.41 Cela peut être une limitation de cette méthode de migration.

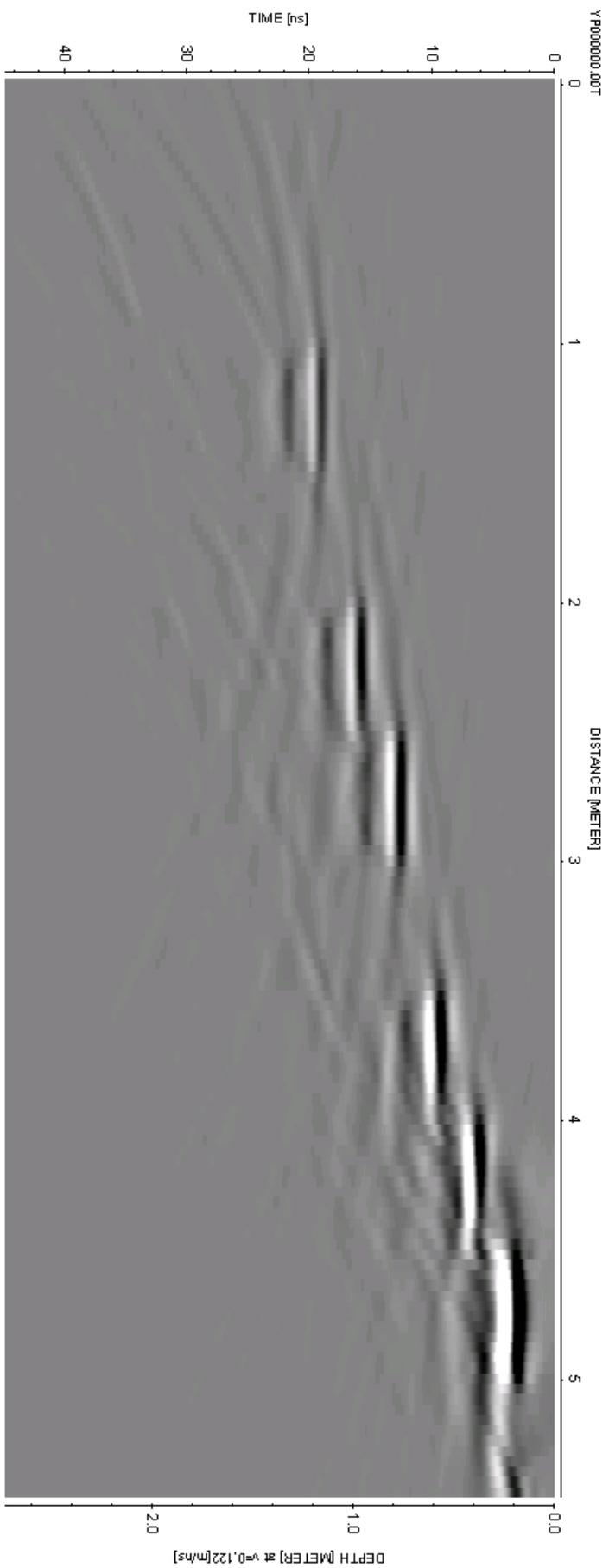


Figure 5.40 : Migration à partir d'un Bscan obtenu après sommations de 11 radargrammes élémentaires sur un sol sans pertes renfermant six plaques de polystyrène à l'aide du logiciel Reflexw.

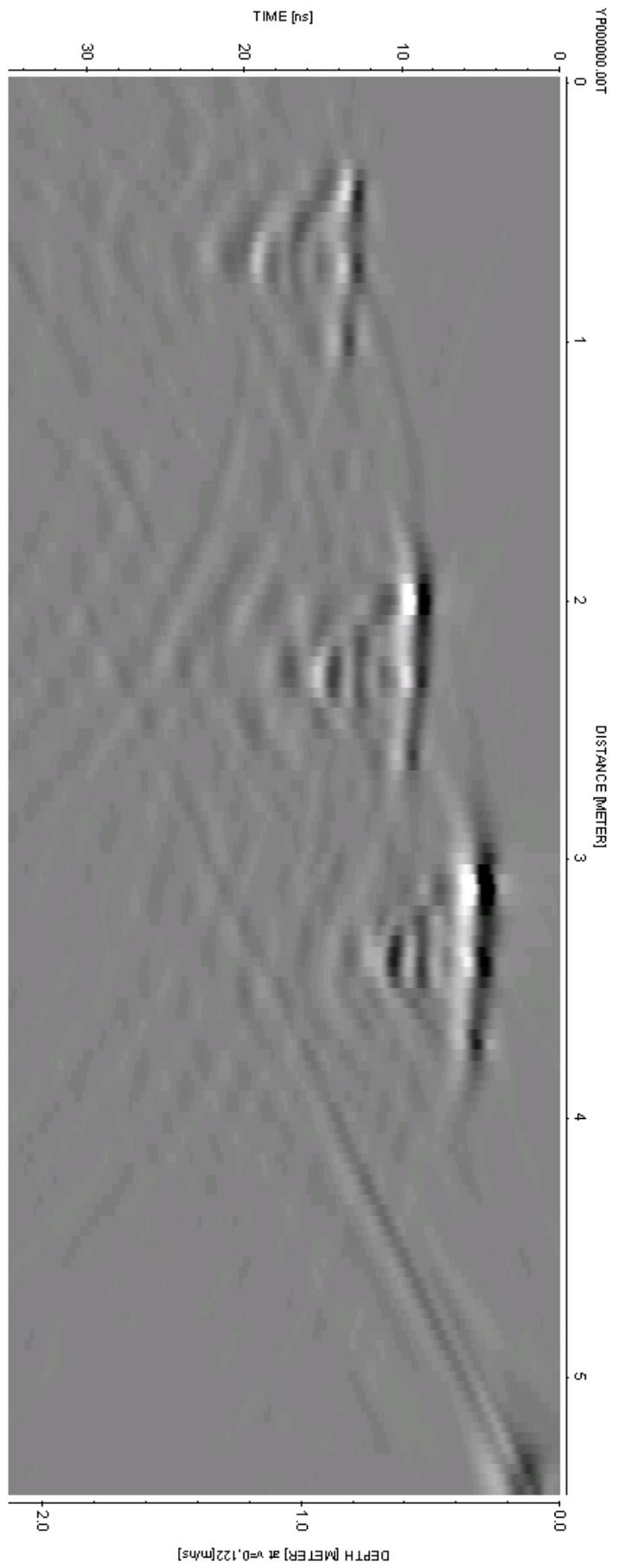


Figure 5.41 : Migration à partir d'un Bscan obtenu après sommations de 11 radargrammes élémentaires sur un sol sans pertes renfermant trois nappes de tuyaux à l'aide du logiciel Reflexw.

## 5.4 Conclusion

Comme nous pouvons le constater, il est tout à fait possible de simuler une structure modélisée sous Tridimo afin de prévoir les échos radar susceptibles d'être obtenus sur le terrain. Toutefois, pour minimiser les temps de calcul, il est judicieux d'optimiser la structure en utilisant les diverses propriétés de l'électromagnétisme ou bien les différents axes de symétrie du volume de calcul.

Les configurations étudiées tout au long de ce chapitre ont permis de mettre en évidence l'apport des techniques d'acquisitions multiscapteurs. Les avantages sont une amélioration de la sensibilité du dispositif GPR en augmentant le niveau du signal reçu en comparaison à une configuration monostatique. En outre, la résolution des Bscans après sommation est améliorée par rapport à un Bscan bistatique classique.

La migration des données GPR nous a permis de remonter jusqu'à la géométrie des objets disposés au sein des structures étudiées. Les méthodes inverses sont nombreuses et peuvent amener à d'éventuelles erreurs si le manipulateur ne prend pas de précaution sur les interprétations des cartographies du sous-sol.

# Conclusion

Cette étude a permis de dresser un état de l'art du domaine radar GPR. Cet instrument de mesure est utilisé dans de nombreux domaines d'applications tels que l'archéologie, l'exploration spatiale ou bien encore dans le génie civil. Sa non-destructivité du milieu sondé constitue son principal avantage. Toutefois, il reste un investissement onéreux et le nombre de modèles proposés sur le marché reste peu élevé. La quasi-totalité des radars GPR commercialisés utilise la même technique de prospection (« Common offset »), les antennes d'émission et de réception étant dans un seul et même boîtier. Cependant, les performances du radar peuvent être altérées. Les propriétés électromagnétiques du sol et la fréquence centrale de travail peuvent diminuer ou augmenter la profondeur maximale d'investigation. En effet, plus cette fréquence est élevée et plus la profondeur maximale de prospection diminue.

La campagne de mesures effectuée sur le site test du L.C.P.C. a permis de nous familiariser avec le radar GPR Ramac commercialisé par la société MalaGéoscience. Les trois antennes fournis avec cet appareil ont été testées et les limites de ses performances ont pu être mises en évidence. Nous avons pu remarquer la difficulté à localiser les différentes cibles lorsque nous avons utilisé l'antenne fonctionnant à 800MHz ce qui n'est pas toujours le cas pour l'antenne de 250MHz. En outre, la composition du sol a été également un facteur limitant les performances du radar. Les simulations qui ont succédées à cette campagne de mesures ont permis de montrer la faisabilité d'établir des radargrammes théoriques proches de ceux obtenus par l'expérimentation. Par conséquent, nous pouvons dire que le logiciel TRIDIMO développé par l'équipe DEM est un outil scientifique utile au domaine du radar GPR.

En outre, ce logiciel a offert la possibilité d'étudier plusieurs types d'antennes très fréquemment employées dans les dispositifs radars. Nous avons pu constater l'évolution des caractéristiques des deux types d'antennes simulées. Les antennes de Wu-King ont donc une large bande passante au détriment d'un rendement très médiocre. La quasi-totalité de l'énergie fournie à l'antenne est dissipée par les charges réparties sur les brins. Les antennes papillons non chargées disposent d'une bande passante plus étroite mais leur rendement est plus élevé. En chargeant ces dipôles à leurs extrémités, il serait donc possible d'élargir la bande tout en diminuant le rendement.

Afin d'améliorer les performances du radar GPR, nous avons souhaité simuler plusieurs capteurs afin d'élever le niveau du signal.

# BIBLIOGRAPHIE

- [1] *Evaluation des performances de la technique radar en prospection géophysique*, S. Tillard, Thèse de l'Université Louis Pasteur de Strasbourg I, 1991.
- [2] *Ground Penetrating Radar for high-resolution mapping of rock stratigraphy*, Davis JL, Annan A.R, *Geophysical Prospecting*, 37:531-551, 1989.
- [3] *Computational electrodynamics*, A.Taflove, Artech House, Inc, 1995.
- [4] *Contribution à la méthode FDTD pour l'étude d'antennes et de la diffraction d'objets enfouis*, C. GUIFFAUTt, Université de Rennes I, 2000.
- [5] *Analysis of GPR Polarization Phenomena*, Robert R.L and Daniels J.J, *Proceedings*, 5<sup>th</sup> International Conference on Ground-Penetrating, june 12-16 1994, 1: 185-203.
- [6] *Imagerie de la proche surface par géoradar*, Maksim Bano, Mémoire présenté à l'Université Louis Pasteur-Strasbourg I, 2000.
- [7] *Etude théorique et validation expérimentale de l'analyse électromagnétique d'un radar destiné au sondage du sous-sol martien*, Guénolée Bauchet, Thèse soutenue à l'Université de Limoges, 2004.
- [8] *Surface penetrating radar*, D.J. Daniels, IEE, 1996.
- [9] *FMCW radar for hidden object detection*, A.D. Olver, L.G. Cuthbert, *IEE Proceedings*, Vol.135, N°4, août 1988, p.354-361.
- [10] *Radars: Bases modernes*, M.Carpentier, Masson, 1981.
- [11] *Stepped-frequency radar design and signal processing enhances ground penetrating radar performance*, D.A. Noon, Thèse soutenue au Department of electrical and computer engineering, Université de Queensland, 1996.
- [12] *Step frequency radar*, K. Iizuka, A.P. FREUNDHORFER and al., *Journal of applied Physics*, Vol.59, N°6, novembre 1984, p.2572-2582.
- [13] *Design of ultra wide band antennas for the detection of buried objects*, N. Verneuil, A. Bourdillon, *proc. Of the 23<sup>rd</sup> annual Antenna Applications Symposium*, Monticello, Illinois, USA, septembre 1999.

- [14] *The department of energy's ground penetrating radar (GPR), an FMCW system*, S. Koppenjan, M. Bashforth, Spie Proceedings, Vol. 1942, avril 1993, p.44-55.
- [15] *Performance specifications of Ground Penetrating Radar*, Scullion T., Lau C.L. and Saarenketo T., Proceedings, 6<sup>th</sup> International Conference on Ground-Penetrating Radar, Septembre 1996, :1 341-346.
- [16] *A frequency-independent characterisation of GPR penetration and resolution performance*, Noon D., Stickley G. and Longstaff D., Journal of Applied Geophysics, 1998, 40: 127-137.
- [17] *A frequency-independent characterisation of GPR penetration and resolution performance*, Noon D., Stickley G. and Longstaff D., Proceedings, 7<sup>th</sup> International Conference on Ground Penetrating Radar, May 27-28 1998, 1: 27-30.
- [18] *A waveform range performance diagram for Ground Penetrating Radar*, Plumb R., Noon D., Stickley G. and Longstaff D., Journal of Applied Geophysics, 1998, 40: 117-126.
- [19] *Radar Handbook*, Sholnik M.I., Mc Graw-hill, New York, 1990
- [20] *Radar range analysis for geological materials*, Annan A.P, Davis J.L., Report of activities, paper 77-1B, Geological Survey of Canada.
- [21] Handicap International, [www.handicap-international.org](http://www.handicap-international.org).
- [22] *Conception et réalisation d'un radar subsurface à sauts de fréquence*, Nicolas Verneuil, Thèse soutenue à l'Université de Rennes I, juin 2000.
- [23] Abem-France, [www.abem-france.com](http://www.abem-france.com)
- [24] Sensors and Software, [www.senssoft.ca](http://www.senssoft.ca)
- [25] *Acquisitions multi-modes en radar géologique de surface*, LUTZ Pascale, Thèse soutenue à l'Université de Pau et des Pays de l'Adour, Mai 2002
- [26] *Imagerie du proche sous-sol par un radar géologique*, Guillaume Vigo et Michel Kern, Rapport de recherche INRIA, Septembre 1997
- [27] *L'imagerie du proche sous-sol à Gaz de France*, Technical report Gaz de France, 1994
- [28] *Le radar géologique et les réseaux urbains*, G. Pottecher, Gaz d'aujourd'hui 12 :573-577, 1991

- [29] Rapport de stage DEA, Rémi BAZIN, Soutenance septembre 2004
- [30] *Problèmes inverses*, Michel KERN, Formation scientifique et technique, école supérieure d'ingénieurs Léonard De Vinci, Septembre 2001, CS 305
- [31] *Inverses problems*, J.B. KELLER, Amer. Math. Monthly, 73 :2-23, 1996
- [32] *Laboratory measurements of sea ice: connections to microwave remote sensing*, R. KWOK, S. V. NGHIEM, S. Martin, D. P. WINEBRENNER, A. J. GOW, D. K. PEROVICH, C. T. SWIFT, D. G. BARBER, K. M. GOLDEN, E. J. KNAPP, IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, Vol. 36, N°5, September 1998, p1716-1730
- [33] *Measurements of sea surface temperature and wind vector by Nadir airborne instruments in joint United States/Russia internal waves sensing experiment JUSREX'92*, A. V. KUZMIN, N. POSPELOV. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, Vol. 37, N°5, July 1999, p1907-1915
- [34] Geophysical System Survey, Inc. [www.geophysical.com](http://www.geophysical.com)
- [35] *Total-field versus scattered-field finite-difference*, R.HOLLAND, J.WILLIAMS, IEEE, Trans. Nuclear Sciences, Vol. 30, p 4583-4587,1983
- [36] *A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves*, J.P. BERENGER, J. Computational Physics, Vol. 114, p185-200, 1994
- [37] *Convolutional PML (CPML) : An efficient FDTD implementation of the CFS-PML for arbitrary media*, Microwave and Optical Technology Letters, Vol. 27, n°5, December 2000
- [38] *Contribution à la méthode FDTD pour l'étude d'antennes et de la diffraction d'objets enfouis*, C. GUIFFAUT, Thèse de doctorat d'université. Rennes Université de Rennes I, 2000
- [39] *Documentation sur Tridimo*, C. GUIFFAUT, version 1.5 août 2003
- [40] *Les micro-ondes*, R. BADOUAL, Ch. MARTIN, S. JACQUET, Collection Technologie, Ed. Masson
- [41] *Les Antennes*, Léo THOUREL, Ed. Cepadues
- [42] *Antenna Theory*, COLLIN et ZUCKER, Inter University Electronic Series-Mc Graw Hill Book Co NY 1969

- [43] *Directive Properties of antennas for transmission into a material half-space*, S. SMITH, IEEE transactions on antennas and propagation, Vol. AP 32, N°3, March 1984
- [44] *The cylindrical Antenna with Nonreflecting Resistive Loading*, T.T. WU and W.P. KING, IEEE transactions on antennas and propagation
- [45] *A deep parametric study of resistor-loaded bow-tie antennas for ground-penetrating radar applications using FDTD*, UDUWAWALA, NORNGREN, FUKS and GUNUWARDENA, IEEE transactions on geoscience and remote sensing, Vol.42, N°42, April 2004
- [46] *Antenna optimization for ground penetrating radar using the finite difference time domain technique*, M. S. JAYAKUMAR, Master of science in electrical engineering, South Dakota school of mines and technology rapid city, south Dakota, 1999
- [47] *Création d'un site-test pour les methodes géophysiques appliqués aux travaux sans tranchée*, J-L. CHAZELAS, Rapport de présentation après réalisation, Laboratoire Central des Ponts et Chaussée, Février 1998