



**HAL**  
open science

## Etude des éboulements rocheux par méthodes géophysiques

Jacques Deparis

► **To cite this version:**

Jacques Deparis. Etude des éboulements rocheux par méthodes géophysiques. Géophysique [physics.geo-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2007. Français. NNT : . tel-00195215v1

**HAL Id: tel-00195215**

**<https://theses.hal.science/tel-00195215v1>**

Submitted on 10 Dec 2007 (v1), last revised 11 Dec 2007 (v2)

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**Université Joseph Fourier - Observatoire de Grenoble**

Laboratoire de géophysique interne  
et de tectonophysique

# **ETUDE DES ÉBOULEMENTS ROCHEUX PAR MÉTHODES GÉOPHYSIQUES**

**Par Jacques Deparis**

Pour obtenir le titre de :

Docteur de l'Université Joseph Fourier - Grenoble I

Mention : Sciences de la Terre, de l'Univers et de l'Environnement

## Composition du Jury

Présidente du Jury :	Anne Paul	Directrice de Recherche, LGIT Grenoble
Rapporteurs :	Klaus Holliger	Professeur, EPFL Lausanne
	Michel Cara	Professeur, IPG de Strasbourg
Examineurs	Guy Sénéchal	Maître de Conférence, Université de Pau
	Frédéric-Victor Donzé	Professeur, 3SR Grenoble
Directeurs de thèse :	Stéphane Garambois	Maître de Conférence, LGIT Grenoble
	Denis Jongmans	Professeur, LGIT Grenoble

Thèse soutenue publiquement le 3 Juillet 2007



# Etude des éboulements rocheux par méthodes géophysiques

Jacques Deparis

3 Juillet 2007

**Résumé :** Les éboulements de terrain posent des problèmes importants pour la gestion des risques, à cause de leur soudaineté et de l'absence de signe précurseur. La détection d'un compartiment instable, l'évaluation de sa stabilité ainsi que la compréhension de la dynamique de sa propagation sont des éléments majeurs dans l'évaluation de l'aléa d'éboulement. En premier lieu, le géoradar a permis de mieux contraindre la géométrie 3D du réseau de fracture. Une stratégie d'inversion des caractéristiques des fractures (épaisseur et remplissage), basée sur la sensibilité fréquentielle et angulaire des réflexions des ondes électromagnétiques avec une approche de couche mince a été développée et appliquée de façon convaincante sur des données réelles acquises sur deux sites différents.

La seconde partie est consacrée à l'exploitation des signaux sismiques enregistrés lors de douze éboulements différents. Une nouvelle échelle de magnitude a été définie, qui a permis de classer les différents événements. Aucune relation n'a été trouvée entre les paramètres géométriques (et l'énergie potentielle dérivée) et la magnitude. Par contre la durée du signal montre une bonne corrélation avec l'énergie potentielle. L'analyse détaillée des signaux suggère l'existence d'au moins deux sources sismiques, une correspondant à la rupture associée au rebond élastique induit par le détachement de la masse rocheuse et une autre générée par l'impact de la masse sur la pente, dont l'aspect fréquentiel a été confirmé par une analyse numérique 2D par la méthode des éléments finis.

**mots-clés :** Risque naturel, éboulement rocheux, Géophysique, Géoradar, sismologie, traitement du signal, méthode inverse, algorithme de voisinage

## Rock Falls study by Geophysical methods

**Abstract :** Rock falls pose critical problems to risk management, due to the suddenness of the phenomena and the lack of precursors. Detection of unstable rock mass, evaluation of stability and comprehension of dynamic phenomenon are major elements in evaluation of potential hazard of rock falls. In first step, the Ground Penetrating Radar allowed the 3D fractures network to be determined. An inversion strategy for fractures characterization (aperture and filling) is proposed by using the frequencial and angular sensitivity of the reflectivity of the electromagnetic waves with a thin bed approach. This methodology was applied successfully on two different study sites.

In second part, a new seismic magnitude scale was defined, which allowed us to compare and classify ground-motion vibrations. No relation was found between rock-fall parameters (fall height, runout distance, volume, potential energy) and rock-fall seismic magnitudes. On the other hand, the signal duration  $t_{30}$  shows a rough correlation with the potential energy and the runout distance, highlighting the control of the propagation phase on the signal length. The signal analysis suggests the existence of at least two distinct seismic sources : one corresponding to the initial rupture associated with an elastic rebound during the detachment and the other one generated by the rock impact on the slope, whose frequency shape was confirmed by a 2D finite-element simulation.

**keywords :** Natural Hazard, Rock fall, GPR, Geophysics, seismology, signal processing, inverse method, Neighbourhood algorithm

# Remerciements

Je remercie en premier lieu et bien chaleureusement mes directeurs de thèses, Stéphane Garambois et Denis Jongmans, qui ont eu l'audace de me proposer un sujet de thèses, mais aussi de m'encadrer pendant toutes ces longues années. Leurs dynamismes, leurs pédagogies et leurs reculs m'ont permis de mener à bien ce travail.

Je souhaite exprimer toute ma gratitude envers les membres du jury pour avoir bien voulu consacrer à ma thèse une partie de leur temps. Je remercie en particulier Michel Cara et Klaus Holliger qui ont accepté la lourde charge d'être les rapporteurs de mon travail. Je remercie Anne Paul, Frédéric Donzé et Guy Sénéchal pour m'avoir fait l'honneur de participer au jury. Leurs analyses avisées de ce travail m'ont apporté une vision extérieure et un recul appréciable qui devraient me permettre de poursuivre mes travaux dans les meilleures conditions.

Cette thèse n'aurait pas été aussi aboutie sans l'étendue des connaissances propres à l'équipe Mouvement de terrain, mais aussi aux personnes présentes dans la maison des Géosciences. Je tiens donc à remercier particulièrement Magali Frayssine et Didier Hantz pour leurs aides sur les aspects géologiques, Laurent Baillet et Pascal Villard pour leurs immenses apports sur les modélisations géomécaniques des éboulements et Fabrice Cotton qui m'a permis d'explorer de nouvelles voies dans l'analyse des signaux, à un moment où tout semblé perdu. L'ensemble des manips en falaise n'aurait pas été possible sans l'aide d'Henry Mora et Jean-Marc Vengeon, qui ont permis d'adapter le matériel et la procédure d'acquisition des données Géoradar dans un environnement aussi acrobatique que les falaises.

Au cours de ces années passées à Grenoble, j'ai aussi eu la chance de travailler avec Klaus Holliger, qui m'a permis d'aborder le thème des diagrammes de radiations. Je n'oublie pas les autres personnes qui ont eu des implications importantes dans divers domaines, notamment Philip Deline, Alex Mathi, Bruno Fricout et Mathieu Jeannin ainsi que ceux qui ont participé aux nombreuses campagnes de mesures : Magali, Didier, Mathieu, Denis, Yves, Marc, Ombeline, Marie, ainsi que les personnes oubliées... Lors de ma thèse, j'ai eu la chance de pouvoir enseigner et pour cela je voudrais remercier particulièrement Steph, Fabrice Cotton et André Giraud pour m'avoir proposé ces cours et m'avoir fait confiance. Naturellement, cela n'aurait pas été possible sans les enseignants qui m'ont donné goût aux études et à enseigner, particulièrement Guy Perrier, Denis Jongmans et Stéphane Garambois pour m'avoir fait découvrir et aimer la géophysique.

Un grand merci à Zou', Marylise, Véronique, Françoise, Sara, et bien sûr Rodolphe pour leurs bonnes humeurs... L'ambiance de travail au sein du labo n'aurait sans doute pas pu être aussi conviviale sans la présence des thésards... et de nombreuses soirées (euh

pas au labo)... Merci donc particulièrement à Magali, Sophie, Greg, Sylvain, Oxa, Marc, Lucille, Louis, Claire, Steph... Une grande pensée, même énorme aux copains rencontrés aux fils des années à Thionville à Nancy à Grenoble et dans les autres régions... tout simplement pour les innombrables moments, chouille, cap's et tout ça, merci donc à vous et en particulier aux Moutons (surtout les imitateurs), Delph, Maude, Sandrine, Klod, Mash, Hebus, Shok, Polo, Julie, Didi, Papy, Mehdi... et à tous les autres.

Enfin, je dédie cette thèse à mes parents, Gaby et Alain, mes frères et ma soeur, Nico, Mimi et Simon, sans oublier Virginie, Eline et Lison ainsi qu'à toute ma famille, pour leur soutien, leur affection et la confiance qu'ils m'ont toujours accordés quelques soient les circonstances. Merci à vous tous sans qui cette thèse ne serait pas ce qu'elle est aujourd'hui.

# Table des matières

Table des matières	8
Table des figures	18
Liste des tableaux	20
<b>Introduction</b>	<b>20</b>
<b>I Etude de la fracturation des falaises rocheuses par mesures radar</b>	<b>29</b>
<b>1 Introduction au radar géologique</b>	<b>31</b>
1.1 Introduction	31
1.2 Notions d'électromagnétisme	32
1.2.1 Comportement de la matière	32
1.2.2 Equation de Maxwell et de Diffusion-Propagation	34
1.2.3 Formulations complexes de la permittivité et de la conductivité	34
1.2.4 Vitesse de propagation et phénomènes d'atténuations des ondes <i>EM</i>	35
1.2.5 Caractéristiques des matériaux diélectriques aux fréquences radar.	36
1.3 Matériel et principes d'acquisitions	38
1.3.1 Matériel utilisé	38
1.3.2 Les modes transverses électriques et magnétiques	38
1.3.3 Le mode Common MidPoint ( <i>CMP</i> )	40
1.3.4 Le mode Réflexion	40
1.3.5 Quelques modes d'émissions	40
1.4 Conclusions	42
<b>2 Application de l'imagerie géoradar en falaises</b>	<b>43</b>
2.1 Présentation des sites d'étude	43
2.2 Aléa mineur : apport du géoradar à haute fréquence	44
2.2.1 Introduction	45
2.2.2 Description of the studied site	47
2.2.3 GPR acquisition and processing	49

2.2.4	Comparison with borehole investigations and post-mining observations . . . . .	55
2.2.5	Discussion . . . . .	58
2.2.6	Conclusion . . . . .	60
2.3	Aléa modéré : apport du géoradar à basse fréquence . . . . .	62
2.3.1	Introduction . . . . .	64
2.3.2	Description of the site . . . . .	65
2.3.3	Laser scan and photogrammetry measurements . . . . .	67
2.3.4	Geophysical measurements . . . . .	69
2.3.5	Investigation of fracture $F_1$ . . . . .	73
2.3.6	Discussion and conclusion . . . . .	74
2.3.7	Acknowledgements . . . . .	77
2.4	Etudes géophysiques complémentaires sur le site du Rocher du midi. . . . .	78
2.4.1	Profil <i>CMP</i> . . . . .	78
2.4.2	Profil réflexion . . . . .	78
2.5	Conclusions . . . . .	80
<b>3</b>	<b>Paramètres contrôlant l'amplitude et la phase d'une onde <i>EM</i></b>	<b>83</b>
3.1	Théorie sur le diagramme de rayonnement . . . . .	84
3.1.1	Introduction . . . . .	84
3.1.2	Différents types d'antennes . . . . .	85
3.1.3	Diagramme de rayonnement du dipôle élémentaire . . . . .	87
3.2	Dépendances angulaire et fréquentielle du diagramme de radiation . . . . .	91
3.2.1	Cadre de l'étude . . . . .	91
3.2.2	Dépendance spatiale du diagramme de radiation . . . . .	94
3.2.3	Dépendance angulaire et fréquentielle du diagramme de radiation . . . . .	95
3.2.4	Conclusions . . . . .	96
3.3	Caractérisation des phénomènes de réflexions aux interfaces . . . . .	98
3.3.1	Introduction . . . . .	100
3.3.2	Thin-layer EM reflection and properties . . . . .	102
3.3.3	From CMP Data to Reflection Coefficient Properties . . . . .	108
3.3.4	Application to Fracture Characterization: a Real Data set Acquired on a Vertical Cliff . . . . .	110
3.3.5	Conclusions . . . . .	116
3.4	Conclusions . . . . .	118
<b>4</b>	<b>Inversion des attributs de réflectivité des ondes électromagnétiques</b>	<b>119</b>
4.1	Introduction . . . . .	119
4.2	Algorithme d'inversion . . . . .	122
4.2.1	Définitions . . . . .	122
4.2.2	Méthodes d'inversion . . . . .	123
4.2.3	L'algorithme de voisinage (N. A.) . . . . .	124
4.2.4	Application à l'inversion des coefficients de réflexion radar . . . . .	126
4.3	Inversion des courbes <i>APVO</i> à trois degrés de liberté ( $\varepsilon_{rf}$ , $\varepsilon_{if}$ , $d$ ) . . . . .	130

4.3.1	Introduction . . . . .	130
4.3.2	Inversion du coefficient de réflexion absolu . . . . .	131
4.3.3	Inversion du coefficient de réflexion normalisé . . . . .	133
4.3.4	Conclusions . . . . .	138
4.4	Inversion des courbes <i>APVOF</i> à huit degrés de liberté . . . . .	140
4.4.1	Introduction . . . . .	140
4.4.2	Cas de l'air . . . . .	144
4.4.3	Généralisation . . . . .	145
4.4.4	Conclusions . . . . .	147
4.5	Inversion des signaux acquis sur les falaises calcaires . . . . .	148
4.5.1	Acquisitions <i>GPR</i> du Rocher du Mollard (Chartreuse) . . . . .	148
4.5.2	Inversion des données du Rocher du Midi . . . . .	159
4.5.3	Conclusions . . . . .	163
<b>II Etude du phénomène d'éboulement par mesures géophysique</b>		<b>165</b>
<b>5</b>	<b>Données sur les éboulements de terrains</b>	<b>167</b>
5.1	Introduction . . . . .	167
5.2	Perspective d'imagerie des dépôts d'éboulements . . . . .	169
5.3	Etablissement d'une base de donnée . . . . .	169
5.3.1	Représentativité de la base de données à l'échelle Grenobloise . . . . .	171
5.3.2	Représentativité de la base de donnée à l'échelle des Alpes Française	172
<b>6</b>	<b>Analysis of rock-fall seismograms in the French Alps</b>	<b>175</b>
6.1	Introduction . . . . .	176
6.2	Rock-fall location and characteristics . . . . .	178
6.3	Seismic record analysis and rock-fall seismic magnitude scale . . . . .	183
6.4	Comparison between seismic and rock-fall characteristics . . . . .	186
6.5	Spectrogram and polarization analysis . . . . .	188
6.6	Numerical Modeling . . . . .	191
6.7	Conclusions . . . . .	196
<b>7</b>	<b>Modélisations des phénomènes de sources</b>	<b>197</b>
7.1	Présentation des modèles. . . . .	197
7.2	Analyse des simulations numériques – rupture en pied . . . . .	198
7.2.1	Bloc de volume de $3200\text{ m}^3/\text{ml}$ . . . . .	198
7.2.2	Bloc de volume de $800\text{ m}^3/\text{ml}$ . . . . .	202
7.3	Conclusions . . . . .	204
<b>Conclusions et perspectives</b>		<b>205</b>
<b>8</b>	<b>Conclusions</b>	<b>207</b>
8.1	Apport du géoradar sur l'étude de la géométrie de la fracturation . . . . .	207

8.2	Caractérisation de la fracture par méthode inverse . . . . .	208
8.3	Etude dynamique de la ruture et de la propagation d'un éboulement . . . .	209
<b>9</b>	<b>Perspectives</b>	<b>211</b>
 <b>Annexe</b>		 <b>213</b>
<b>A</b>	<b>Prospection Géophysique pour l'imagerie des dépôts d'éboulements</b>	<b>215</b>
A.1	Introduction . . . . .	215
A.2	Etude des sites d'éboulements . . . . .	215
A.2.1	Eboulement du Triolet . . . . .	216
A.2.2	Eboulement de la Becca France . . . . .	219
A.2.3	Eboulement du Margérial . . . . .	221
A.3	Conclusions . . . . .	222
 <b>Bibliographie</b>		 <b>224</b>

# Table des figures

1.1	Illustrations des différents modes de polarisations des ondes $EM$ (d'après Annan, 2001). . . . .	40
1.2	Exemple d'acquisition d'un profil en $CMP$ sur une falaise rocheuse. A gauche, le protocole d'acquisition, à droite, les différents événements enregistrés (d'après Annan, 2001). $A_w$ , $G_w$ , et $R_1$ représentent respectivement l'onde directe dans l'air, l'onde direct dans le sol ainsi qu'une hyperbole de réflexion. . . . .	41
1.3	Exemple d'acquisition d'un profil en mode réflexion sur une falaise rocheuse. A gauche, le protocole d'acquisition, à droite, les différents événements enregistrés (d'après Annan, 2001). . . . .	41
2.1	(a) Satellite sight of Grenoble area and location of the Gorges de la Bourne rock fall (French Alps). (b) Photography of the rock fall event of 2004. . .	47
2.2	Typical failure configurations in the limestone cliffs with subhorizontal bending. Bedding dips less than $30^\circ$ and joints define a translational sliding (a) or a composite sliding surface (b) (after Frayssines et Hantz, 2006) . . .	48
2.3	Schematic view (a) and photography (b) of the studied potentially unstable rock slab, with location of the main fracture. The locations of the GPR vertical profiles and CMP survey are displayed. . . . .	49
2.4	Example of processing of the 500 MHz P1 GPR profile. (a) Raw data. (b) Processed data using i) a DC removal, ii) a zero-phase band-pass filter and iii) an AGC time equalization. (c) Same process than (b) after static corrections and time to depth conversion. . . . .	50
2.5	(a) Filtered CMP data showing the direct air wave (velocity of 30 cm/ns), the direct wave propagating in the limestone and several reflected waves whose corresponding hyperbolae picking was superimposed. (b) Semblance analysis of reflected events and deduced NMO velocity profile as a function of time. (c) Interval velocity profile deduced from the NMO velocity profile using the Dix (1955) formula. . . . .	51
2.6	Combined view of the vertical 500 MHz P2 profile and the 200 MHz CMP survey. . . . .	52
2.7	GPR images of profile P1 acquired at 500 MHz (a) and 800 MHz (b) after processing and filtering. . . . .	53
2.8	GPR images of profile P2 acquired at 500 MHz (a) and 800 MHz (b) after processing and filtering. . . . .	54

2.9	(a) Borehole measurements displaying the turn rate velocity as a function of depth (elevation 555, profile 2). Corresponding GPR traces acquired before drilling and presented after processing and filtering for the 500 MHz antenna (b) and 800 MHz antenna (c). . . . .	56
2.10	(a) Borehole measurement displaying the turn rate velocity as a function of depth (elevation 549, profile 2). Corresponding GPR traces acquired before drilling and presented after processing and filtering for the 500 MHz antenna (b) and 800 MHz antenna (c). . . . .	57
2.11	Interpretation of P1 (a) and P2 (b) vertical GPR images in term of fractures continuities and rock bridges. Thin black lines correspond to fractures detected by GPR, thick grey lines correspond to interpreted structural model. . . . .	58
2.12	Photography (a) and schematic interpretation (b) of the rock scale after mining. . . . .	59
2.13	Location map of the study site (the " Roche du Midi "). a) and b): Digital elevation model of France and of the Vercors Massif, respectively. c) Geological map (Gidon <i>et al.</i> , 1978) draped on the digital elevation model. N3 and N4a : moderate slope in marls; N4u: vertical cliff in the Urgonian limestones; Ey: superficial scree deposits. The reverse Montaud's fault is indicated. . . . .	66
2.14	a) and b) Aerial photos of the site taken from the NW and the S, respectively, with the location of the Montaud fault and some secondary faults. c) Zoom of picture a) with the Lidar sources points <i>A</i> and <i>B</i> (white stars). The rectangle shows the study site. . . . .	67
2.15	Schematic map of the plateau with the location of the major outcropping fracture $F_1$ and of the geophysical profiles. $P1$ to $P4$ : vertical <i>GPR</i> images. $R1$ to $R3$ : horizontal <i>GPR</i> images on the plateau. $E1$ to $E4$ : electrical profiles on the plateau. . . . .	68
2.16	Stereograms (Schmidt's lower hemisphere projection) and rose diagrams for the four collected structural data sets. <i>DM</i> : Direct Measurements; <i>RT</i> : measurements remotely performed (a) <i>DM1</i> : plateau outcrops (b) <i>DM2</i> : cliff outcrops, (c) <i>RT1</i> : solid image and (d) <i>RT2</i> : photogrammetry. First column: great circles of fracture planes, second column: poles to fractures planes, third column: pole contour diagram. Fourth column: Moving average rose diagram performed on strike with a $10^\circ$ aperture. 35, 22, 28 and 47 values were displayed for <i>DM1</i> , <i>DM2</i> , <i>RT1</i> and <i>RT2</i> techniques, respectively. . . . .	69
2.17	<i>DDSM</i> (Dense Digital Surface Model) of the site obtained from the processing of the two sets of laser scanning data, with the location of the GPR scans data collection lines P1, P2, P3 and P4 (in black) . . . . .	70
2.18	Geophysical experiments on the plateau. (a): Electrical tomography profiles $E1$ to $E4$ . (b): <i>GPR</i> images $R1$ to $R3$ measured with a 200 MHz antenna. . . . .	72

2.19 *GPR* non interpreted (Top)) and interpreted (Bottom) data for the vertical profiles  $P1$  to  $P4$  and the horizontal profiles  $P1h$  and  $P2h$ . acquired with 100 *MHz* antenna. Thin black line correspond to fracture detected by *GPR*. 74

2.20 *GPR* non interpreted (a, b) and interpreted (c, d) data for the vertical profile  $P1$  acquired with a 200 *MHz* antenna for the *TE* (a, c) and *TM* modes (b, d). . . . . 75

2.21 (a) Vertical downward photo taken inside the fracture  $F_1$  (see location in figure 2.15). (b) Horizontal schematic cross-section through  $F_1$ . (c) Vertical sketch of the  $F_1$  fracture. (d) *GPR* data for the vertical profile  $P_2$  . . . . . 75

2.22 (a) 3D view of *GPR* images  $P1$  and  $P1h$  with the fracture  $F_2$  and the two discontinuity families  $F_a$  and  $F_b$ . (b) Strike of fractures  $F_a$ ,  $F_b$  and  $F_2$  from *GPR* data. . . . . 76

2.23 Localisation des profils . . . . . 78

2.24 (a) Données *CMP* filtrées montrant l’onde directe dans l’air (30 cm/ns), l’onde directe dans le calcaire et plusieurs ondes réfléchies auxquelles ont été superposées les hyperboles. (b) Analyse de semblance des événements réfléchis et vitesse *RMS* déduite. (c) Vitesses d’intervalle déduites des vitesses *RMS* en utilisant la formule de Dix (1955). . . . . 79

2.25 Profil radar PF réalisé dans la fracture. L’acquisition a été faite vers le massif, au droit de PF1. . . . . 80

3.1 Antennes spirale (a) et logarithmique (b) . . . . . 85

3.2 Antenne Bow-Tie et ses grandeurs caractéristiques . . . . . 86

3.3 Exemple de “ringing” sur une antenne blindée 100 *MHz* lors de l’acquisition d’un profil radar sur le glacier de l’Argentière. . . . . 87

3.4 Système de coordonnées utilisé pour décrire le diagramme de radiation, un dipôle horizontal placé selon la direction  $O_x$ . . . . . 88

3.5 Système de coordonnées de références et plans de mesures. . . . . 89

3.6 Diagramme de radiation dans le plan E et H (eq. 3.9 à 3.12) obtenue pour différentes valeurs de permittivité (de 1 à 81). . . . . 90

3.7 Evolution de la distribution de la surface de charge  $E_z$  normalisée dans le plan x,y pour une antenne Bow-Tie de type PEC, ayant un angle caractéristique de  $60^\circ$ , pour des temps compris entre 5,4 et 20,2 ns. L’amplitude maximale  $E_z$  est indiquée pour chaque modélisation. Les amplitudes positives sont représentées en foncé et inversement. . . . . 92

3.8 Evolution de la distribution de la surface de charge  $E_z$  normalisée dans le plan x,y pour une antenne Bow-Tie de type Wu-King, ayant un angle caractéristique de  $60^\circ$ , pour des temps compris entre 5,4 et 20,2 ns. L’amplitude maximale  $E_z$  est indiquée pour chaque modélisation. Les amplitudes positives sont représentées en foncé et inversement. . . . . 93

3.9	Signal modélisé (trait plein) généré pour la composante Ex du champ émis et le l'amplitude du spectre de Fourier correspondant pour une antenne Bow-Tie de type Wu-King ayant un angle caractéristique de $60^\circ$ comparé à des données acquises (trait continu) sur des falaises dans le domaine temporel (en haut) et fréquentiel (en bas), pour une distance de propagation de un mètre environ. . . . .	94
3.10	Evolution de l'amplitude du diagramme de radiation de l'antenne modélisée dans le plan H pour des distances variants de 0,45 à 3 m pour une fréquence de 100 MHz. . . . .	95
3.11	Amplitude (a, b) et phase (c, d) du diagramme de radiation à 100 MHz pour les composantes radiales dans les plans E et H respectivement. La distance d'enregistrement et de 2,1 mètre. . . . .	96
3.12	Amplitude (a, b) et phase (c, d) des diagrammes de radiation relatifs pour les composantes radiales dans les plans E et H respectivement, entre 50 et 150 MHz. La distance d'enregistrement est égale à 2,1 m. . . . .	97
3.13	Distribution de l'énergie cohérente et diffusée d'un signal en fonction de la rugosité relative de l'interface. . . . .	98
3.14	Schematic representation of a thin-bed embedded between two identical layers, which creates wave interferences due to multiple reflected and transmitted waves coming from both sides of the thin-bed. . . . .	103
3.15	Sensitivity of the reflection coefficient between limestone ( $\varepsilon_{\infty 1} = 8.14$ ; $\chi_1 = 0.94$ ; $n_1 = 0.82$ ) and a thin-bed filled with different materials (air in solid lines: $\varepsilon_{\infty 2} = 1$ ; $\chi_2 = 0$ ; $n_2 = 1$ ; clays in dotted lines: $\varepsilon_{\infty 2} = 55$ ; $\chi_2 = 30$ ; $n_2 = 0.25$ ) as a function of frequency and incidence angle. The modulus and phase sensitivity curves were computed for different apertures of the thin-bed ( $\lambda_2/2$ ; $\lambda_2/4$ ; $\lambda_2/15$ ) at zero offset for (a) and (b) and at 100 MHz for (c) and (d). . . . .	105
3.16	Comparison between amplitude ( $A$ ) and phase ( $P$ ) of analytically (a, d) and numerically (b, e) computed reflection coefficients for an air-filled thin-bed (aperture of 30 cm) as a function of frequency and incidence angle. The relative amplitude error ( $ A_{mod} - A_{syn}  /  A_{mod}  \times 100$ ) and phase difference ( $P_{mod} - P_{syn}$ ) are presented in figures c and f, respectively. . . . .	106
3.17	Comparison between analytically (solid line) and numerically (dashed line) computed reflection coefficients as a function of incidence angle for different filling materials and apertures for a frequency equal to 100 MHz. . . . .	107
3.18	Comparison between radiation patterns derived from an infinitesimal dipole (dashed line), a semiempirical model (solid line) and a numerical modeling (dotted line) for bow-tie type antennas. . . . .	110
3.19	GPR vertical azimuth profile acquired with 200 MHz unshielded antenna along the cliff. Data were filtered using a [10-400 MHz] Butterworth band-pass filter, notch filters to eliminate ringing effects and an AGC process. . . . .	112
3.20	Common Mid-Point data (CMP) acquired using a 200 MHz unshielded antenna on the wall of a limestone cliff. The reflected event studied is highlighted. . . . .	112

3.21 (a) Reflected wave studied after propagation and radiation pattern corrections. Amplitude (b) and Phase (c) variations of the reflectivity of the event studied as a function of offset at 140 MHz (dominant frequency). These curves were normalized considering trace acquired at offset 0.8 m. They display raw data (squares) and data obtained after propagation and radiation pattern effect corrections using the limestone properties deduced from the classical approach (crosses) and from the solution found after inversion (circles). (d) and (e) displays corrected data (from inversion solution) for all investigated frequencies and incidence angles. . . . . 113

3.22 Amplitude (a) and Phase (b) of reflected wave studied after propagation and radiation pattern corrections (from inversion solution) for all frequencies and incidence angles investigated. . . . . 115

3.23 Comparison between the reflectivity coefficients obtained from the experimental data set and from three theoretical thin-bed presenting three different apertures (30, 40 and 50 cm). (a) and (b) are the amplitude and phase curves according to frequency derived at an incidence angle of 26°. (c) and (d) are the amplitude and phase curves according to the incidence angle derived at a frequency of 140 MHz. . . . . 116

3.24 Comparison between normalized corrected data (a and b) with theoretical thin-bed reflection coefficient derived for the best model (sandy filling, aperture of 40 cm). The results are shown for all frequencies and incidence angles investigated. . . . . 117

4.1 Géométrie d'acquisition.  $E_x$  représente l'antenne émettrice,  $R_x$  l'antenne réceptrice. Le trajet de l'onde est indiqué en pointillé. . . . . 121

4.2 Définition d'un problème inverse. . . . . 123

4.3 Cellules de Voronoi pour un espace de paramètres 2D (a) avant et (b) après l'itération, pour  $n_r = 1$  et  $n_s = 7$  (d'après Sambridge, 1999a). . . . . 125

4.4 Illustration du processus de recherche de paramètres par algorithme de voisinage ( $N.A.$ ) pour un problème à 5 minima (5-D) ou 2 paramètres ( $X_1$  et  $X_2$ ) sont représentés. (a) Solutions acceptables théoriques. (b) Ensemble des 22 000 solutions calculées après inversion selon un processus aléatoire de recherche des paramètres (Monte-Carlo). (c) Ensemble des 22 000 solutions générées par l'utilisation de l'algorithme de voisinage ( $N.A.$ ), d'après Sambridge (2001). . . . . 127

4.5 (a) Synthétiques générés à l'aide de la formule 4.6, (b) suppression des ondes directes, (c) correction des effets de propagation (atténuation intrinsèque, géométrique et déphasage) dans le domaine temporel. Idem dans le domaine fréquentiel pour (d, e, f) l'amplitude et la (g, h, i) phase du signal. 128

4.6 Schéma du processus d'inversion, divisé en trois parties, correspondant aux entrées, à l'inversion proprement dite et à l'affichage des résultats. Voir le texte pour plus d'explication. . . . . 129

- 4.7 Résultats des 40400 modèles calculés après inversion du coefficient de réflexion correspondant à une fracture ouverte de 20 *cm* remplie d'air ( $\varepsilon_{r,f}=1$  et  $\varepsilon_{i,f}=0$ ,  $d=20$  *cm*). (a) (c) et (e)  $\varepsilon_{i,f}$  en fonction de  $\varepsilon_{r,f}$  pour les mode *TE*, *TM*, *TETM* respectivement. (b), (d) et (f) épaisseur de la fracture  $d$  en fonction de  $\varepsilon_{r,f}$  pour les modes *TE*, *TM*, *TETM* respectivement. . . . . 131
- 4.8 Résultats d'inversion à 3 degrés de libertés pour des fractures remplies d'air (100 *MHz*,  $\lambda/2 = 150$  *cm*). (a)  $\varepsilon_{r,f}$  en fonction de  $d/\lambda$  pour le mode *TE*, (d)  $\varepsilon_{r,f}$  en fonction de  $d/\lambda$  pour le mode *TM*, (g)  $\varepsilon_{r,f}$  en fonction de  $d/\lambda$  pour le mode *TETM*.(b), (e) et (h) : idem pour  $\varepsilon_{i,f}$ . (c), (f) et (i) : idem pour  $d$ . . . . . 132
- 4.9 Résultats d'inversion pour  $\varepsilon_{r,f}$  en fonction de  $d/\lambda$ , pour le sable (a, b, c), le sable saturé (d, e, f), l'eau pure (g, h, i) ainsi que l'argile (j, k, l), respectivement pour les modes *TE*, *TM* et *TETM*. . . . . 134
- 4.10 Forme de l'ondelette de Ricker (a) et de sa transformée de Fourier (b). . . 135
- 4.11 Variations de l'amplitude (a, c) et de la phase (b, d) du coefficient de réflexion normalisé à  $9.5^\circ$  d'une onde *EM* en fonction de l'angle d'incidence et de l'épaisseur d'une fracture remplie d'air à 100 *MHz* respectivement pour les modes *TE* et *TM*. L'ouverture de la fracture, qui varie de 0,03 ( $\lambda/100$ ) à 1.5 *m* ( $\lambda/2$ ), est représentée par un code de couleur allant du gris clair au gris foncé. . . . . 136
- 4.12 Résultats d'inversion à 3 degrés de libertés, inversion réalisée sur le coefficient de réflexion normalisé pour des fractures remplies d'air (100 *MHz*,  $\lambda/2 = 150$  *cm*). (a)  $\varepsilon_{r,f}$  en fonction de  $d/\lambda$  pour le mode *TE*, (d)  $\varepsilon_{r,f}$  en fonction de  $d/\lambda$  pour le mode *TM*, (g)  $\varepsilon_{r,f}$  en fonction de  $d/\lambda$  pour le mode *TETM*.(b), (e) et (h) : idem pour  $\varepsilon_{i,f}$ . (c), (f) et (i) : idem pour  $d$ . . . . . 137
- 4.13 Résultats d'inversion réalisée sur le coefficient de réflexion normalisé pour  $\varepsilon_{r,f}$  en fonction de  $d/\lambda$ , pour le sable (a, b, c), le sable saturé (d, e, f), l'eau pure (g, h, i) ainsi que l'argile (j, k, l), respectivement pour les modes *TE*, *TM* et *TETM*. . . . . 139
- 4.14 Schéma du dispositif de la première méthode permettant d'estimer le nombre d'onde du milieu de propagation à partir des ondes directes dans l'air et dans le massif.  $E_x$  : émetteur –  $R_x$  : récepteur. . . . . 141
- 4.15 Schéma du dispositif de la deuxième méthode permettant d'estimer le nombre d'onde du milieu de propagation à partir de l'onde directe souterraine à deux offsets différents.  $E_x$  : émetteur –  $R_x$  : récepteur. . . . . 141
- 4.16 Schéma du dispositif de la troisième méthode permettant d'estimer le nombre d'onde du milieu de propagation à partir de deux ondes réfléchies sur un même réflecteur à deux offsets différents.  $E_x$  : émetteur –  $R_x$  : récepteur. 142
- 4.17 Résultats de l'inversion à 8 paramètres pour des fractures remplies d'air (100 *MHz*,  $\lambda/2 = 150$  *cm*).  $\varepsilon_{r,f}$  (a, g, h),  $\varepsilon_{i,f}$  (b, h, n),  $d$  (c, i, o),  $\varepsilon_{r,m}$  (d, j, p),  $\varepsilon_{i,m}$  (e, k, q) et la profondeur (f, l, r) en fonction de  $d/\lambda$  modélisée respectivement pour les modes *TE*, *TM* et *TETM*. . . . . 145

4.18	Résultats de l'inversion illustrés par $\varepsilon_{r,f}$ en fonction de $d/\lambda$ pour le sable (a, b, c), le sable saturé (d, e, f), l'eau pure (g, h, i) ainsi que l'argile (j, k, l), respectivement pour les modes $TE$ , $TM$ et $TETM$ . . . . .	146
4.19	Localisation des sites d'étude. Site 1 : Rocher du Mollard (massif de la Chartreuse), Site 2 : Rochers de la Bourgeoise (massif du Vercors). G : Grenoble (d'après Jeannin et al, 2006). . . . .	148
4.20	Profil $GPR$ multifréquences (a) 50 $MHz$ , (b) 100 $MHz$ (c) 200 $MHz$ et (d) 400 $MHz$ . L'ensemble des profils $GPR$ ont été filtrés et migrés. . . . .	149
4.21	Schematic representation of a thin-layer. . . . .	152
4.22	Sensitivity of the reflection coefficient between limestone and a clayey filled thin-layer as a function of frequency and incidence angle. The modulus and phase sensitivity curves were computed for different apertures of the thin-layer (from 1 $mm$ to 18.75 $cm$ ) at zero offset for (a) and (c) and at 100 $MHz$ for (b) and (d). . . . .	153
4.23	$CMP$ data obtained using a 200 $MHz$ antenna on the wall of a limestone cliff. The studied reflected event is highlighted. . . . .	154
4.24	Amplitude (a) and Phase (b) variations of the reflectivity of the studied event as a function of offset and frequency. Amplitude (c) and Phase (d) variations of the reflectivity compare to the offset of studied event at 140 $MHz$ . Dashed lines represent raw data and plain lines represent data corrected from propagation effects. . . . .	154
4.25	Results of the inversion: (a) thin-layer complex permittivity, (b) depth of the fracture as a function of its aperture and (c) limestone complex permittivity. Best models are in red. . . . .	157
4.26	Best model in time domain (a) and frequency domain (b,c,d,e) compared to other thin-layer models presenting different apertures. . . . .	157
4.27	Comparison between Amplitude and Phase variations of the reflectivity for the studied event and the best theoretical model. . . . .	158
4.28	Acquisition $CMP$ obtenue à l'aide d'antennes 200 $MHz$ sur la paroi de la fracture F1. . . . .	159
4.29	Variation de l'amplitude (a) et de la phase (b) de l'onde réfléchie étudiée en fonction de l'offset et de la fréquence. Variation de l'amplitude (c) et de la phase (d) de l'onde réfléchie en fonction de l'offset pour la fréquence dominante (127 $MHz$ ). . . . .	160
4.30	Amplitude de la transformée de Fourier pour un offset égal à 3,2 $m$ . Le trait en pointillé correspond à la moitié de l'amplitude maximale. . . . .	160
4.31	Résultats de l'inversion : (a) permittivité complexe de la fracture, (b) profondeur de la fracture en fonction de l'épaisseur et (c) permittivité complexe du massif. Les meilleurs modèles sont en noir (RMS faible). . . . .	161

4.32	(a) Ondelette obtenue après correction des effets de propagation pour le meilleur modèle donné par l'inversion. (b) Amplitude et (c) phase normalisées pour un angle d'incidence de $37^\circ$ après correction des effets de propagation pour les données (points noirs), et meilleur modèle théorique de réflectivité calculé (trait plein), et pour une épaisseur de fracture de 2 cm (trait discontinu) et de 30 cm (trait discontinu avec pointillé). (d), (e) Idem (b) et (c) mais montrant la sensibilité angulaire pour une fréquence de 130 MHz. . . . .	162
4.33	Comparaison de l'amplitude (a, c) et de la phase (c, d) de l'événement étudié après correction des effets de propagation avec le meilleur modèle théorique retrouvé après inversion pour un angle de normalisation égale à $6^\circ$ . . . . .	163
5.1	Représentation de la loi puissance de prévision statistique des éboulements de terrain pour une période de retour de 100 ans établie par Hantz <i>et al.</i> (2002) pour la région Grenobloise. . . . .	172
5.2	Représentation de la loi puissance de prévision statistique des éboulements de terrain pour une période de retour de 100 ans établie par Hantz (2006) pour les Alpes Française. . . . .	173
6.1	Schematic cross-section of a rock-fall path profile. $H_f$ is the vertical free-fall height of the center of gravity, $H_t$ is the total drop height, $D_p$ is the runout distance and $T$ is the average thickness of the deposit. . . . .	178
6.2	Location of the selected rock-falls $R1$ to $R10$ (arrows and star), and of the Sismalp seismic stations (triangles for vertical component, triangles into circles for 3C stations). Arrows indicate rock-fall propagation directions when known. $R3$ is located in Switzerland out of this map (see 6.1) . . . .	181
6.3	Signals of the $R9$ event displayed for the 5 closer stations of the Sismalp network at epicentral distances between 25 and 83 km. Amplitudes are normalized for each station. Stations shown here are equipped with vertical-component seismometers, except station $OG14$ (three component seismometers) . . . . .	182
6.4	Vertical seismograms and corresponding displacement Fourier spectra measured at the closest station for the 10 events $R1$ to $R10$ . The time scale is different for each record. Arrows indicate corner frequencies . . . . .	183
6.5	(a) Comparison between vertical displacement amplitude-distance graphs for the ten rock-falls, the Richter attenuation model (dashed line) and the new attenuation relation proposed for rock-falls (solid line) (b) Vertical displacement values as a function of epicentral distances, for the 10 rock-falls. Displacement values are corrected by the seismic magnitude using equation (6.2) and compared to the Richter attenuation model (dashed line) and to the new median model (solid line) plotted with one standard deviation bounds (dot-dashed lines). . . . .	185
6.6	Record duration as a function of the epicentral distance $r$ for rock-falls recorded by at least 4 stations . . . . .	187

6.7 Comparison between ground-motion characteristics (rock-fall seismic magnitude  $M_{rf}$ , seismic energy  $E_s$  and duration  $t_{30}$ ) and rock-fall parameters (potential energy  $E_p$ , fall height  $H_f$ , volume  $V$ , runout  $D_p$ ,).  $R$  is the correlation coefficient of the linear regression analysis (solid black lines). . . . 188

6.8 Vertical- component signals (top) and corresponding spectrograms (bottom) for the  $R1$  (a to d),  $R5$  (e to h) and  $R9$  (i to l) events recorded at two different stations. The first solid line shows the  $P$ -wave generated during the initial rupture ( $t_d$ ) while the second indicates the theoretical impact time after the fall ( $t_i$ ) computed with formula 7. Dashed lines show the surface-wave arrival times for the two sources ( $t_{dS}$  and  $t_{iS}$  for the first and second source, respectively) . . . . . 190

6.9 Polarization analysis of signals recorded at station OG14 for the  $R5$  event. (a) 3-component seismograms with the four arrival times  $t_d$ ,  $t_i$ ,  $t_{dS}$  and  $t_{iS}$  (vertical solid and dot-dashed lines). (b) and (c) Particle motions of the  $P$ -waves (during 0.5 sec) and surface waves (during 1.5 sec) at times  $t_d$  and  $t_{dS}$  (detachment phase) in the three polarization planes. (d) and (e) Idem for times  $t_i$  and  $t_{iS}$  (impact phase) . . . . . 192

6.10 Polarization analysis of the signals recorded at station OG14 for the  $R9$  event. Same caption as in Figure 6.9 . . . . . 192

6.11 Numerical simulations of the detachment and impact of a block. (a) Geometry of the model with the overhang block. (b) and (c) synthetic seismograms computed at points  $A$  and  $B$ , respectively, during the detachment of the 40 x 80 m block. (d) and (i) seismogram and spectrogram computed during the detachment of the 20 x 40 m block at point  $A$ . (e) and (j), seismogram and spectrogram computed during the detachment of the 40 x 80 m block at point  $A$ . (f) to (h) seismograms simulated for the impact of the 40 x 80 m block on an elastic rigid ground, on an elastic soft ground and on an elasto-plastic ground (cases 1 to 3 of table 6.4),  $P$  :  $P$ -waves,  $R$  : Rayleigh waves. (k) to (m) corresponding spectrograms . . . . . 195

7.1 Profils génériques modélisés : (a) et (b), cas de la rupture en surplomb, (c) et (d), cas de la rupture en pied de colonne. . . . . 198

7.2 Modélisation numérique du détachement pour la configuration géométrie présentée sur la figure 7.1c. (a) Critère d'endommagement des ponts rocheux, (b) sismogramme synthétique et (c) spectrogramme correspondant. 199

7.3 (a) Maillage utilisé pour la modélisation (b), déformation maximale du bloc pour le 1er mode de vibration (c) et module de déplacement pour ce mode. 200

7.4 Évolution de la déformation maximale du bloc pour le 1er mode de vibration en fonction de la surface relative de contact : (a) : 100%, (b) : 75%, (c) : 50%. . . . . 201

7.5 Evolution de la fréquence de vibration pour les 4 premiers modes en fonction de la surface relative de contact. . . . . 202

7.6	Modélisation numérique du détachement du bloc pour la géométrie présentée sur la figure 7.1 d. (a) Sismogramme synthétique et (b) spectrogramme correspondant. . . . .	203
7.7	(a) Maillage utilisé pour la modélisation du petit bloc, (b) 1er mode de vibration du bloc et (c) module de déplacement pour ce mode. . . . .	203
A.1	Carte des dépôts du haut Val Ferret (d'après Deline, 2002). . . . .	217
A.2	Profils de tomographies sismique (a) et électrique (b) réalisées sur le dépôt d'éboulement du Triolet. Les abscisses sont identiques sur les deux profils. .	218
A.3	Localisations du Profils sur la carte de délimitation du dépôt (d'après Marco Pagiannoti, communication personnelle). . . . .	219
A.4	Profils de tomographie sismique (a) et électrique (b) réalisé sur le dépôt d'éboulement de la Becca France. Les abscisses sont identiques sur les deux profils. . . . .	220
A.5	Carte des dépôts du Margérial (d'après Amelot <i>et al.</i> , 2004). . . . .	221
A.6	Profil de tomographie électrique réalisé sur le dépôt d'éboulement du Margérial. . . . .	222

# Liste des tableaux

1.1	Paramètres de Jonscher, permittivité et conductivité effectives de quelques matériaux géologiques à 100 $MHz$ et 200 $MHz$ . <sup>(1)</sup> Grégoire (2001), <sup>(2)</sup> Hollender et Tillard (1998), <sup>(3)</sup> Larcher (2003) (d’après Jeannin (2005)). . . . .	39
4.1	Paramètres de Jonscher des matériaux modélisés ainsi que leurs permittivités complexes à 100 $MHz$ . . . . .	121
4.2	Limites de l’espace de paramètres investigué pour l’inversion à 3 degrés de liberté. . . . .	130
4.3	Gamme de validité des valeurs d’épaisseur pour l’inversion à 3 degrés de liberté sur le coefficient de réflexion absolu pour les différents matériaux testés. . . . .	138
4.4	Gamme de validité des valeurs d’épaisseur pour l’inversion à 3 degrés de liberté sur le coefficient de réflexion normalisé pour les différents matériaux testés. . . . .	140
4.5	Limites de l’espace de paramètres investigué pour l’inversion à 8 degrés de liberté. . . . .	144
4.6	Gamme de validité de l’inversion à 8 degrés de liberté pour les différents matériaux testés – cas du signal normalisé. . . . .	147
4.7	Investigation range for each unknown. . . . .	156
4.8	Limites de l’espace des paramètres investigués pour l’inversion. . . . .	161
5.1	Événements communs entre les bases de données éboulements de terrain et Sismalp. . . . .	170
6.1	Characteristics of the ten selected rock-fall events. $N_s$ is the number of stations having recorded signals. $V$ is the volume, $H_f$ is the vertical free-fall height of the center of gravity, $D_p$ is the runout distance, $H_t$ is the total drop height, $E_p$ is the initial potential energy ( $\rho VgH_f$ ), $M_L$ is the local seismic magnitude, $M_{rf}$ is the new rock-fall seismic magnitude and $E_s$ is the seismic energy derived from equation (6.4) . . . . .	180
6.2	Regression parameters $a_1$ and $a_2$ of equation (6.3), with their corresponding 95% prediction interval, computed for the 8 valuable rock-falls (see text for details), and corresponding $t_{30}$ values . . . . .	186

6.3	Arrival times of P and surface waves for the three rock-falls <i>R1</i> , <i>R5</i> and <i>R9</i> . $t_d$ : arrival time of the P-wave due to the block detachment, as measured on the seismograms ; $t_i$ : theoretical impact time obtained by adding the fall duration to $t_d$ . ; $t_{dS}$ and $t_{iS}$ are the computed surface wave arrival times for the detachment and the impact, respectively . . . . .	189
6.4	Dynamic characteristics of the block and the ground in the three simulation cases. $V_p$ and $V_s$ are the <i>P</i> -wave and <i>S</i> -wave velocities, $\rho$ is the density, $\sigma_y$ is the yield strength (Von Mises criterion) and $\varepsilon^p$ is the equivalent plastic strain. . . . .	193

# Introduction



## La problématique des mouvements de terrains

Les populations vivant dans les zones montagneuses ont toujours été préoccupées par les risques naturels. Dans la région de Grenoble, deux catastrophes historiques ont particulièrement marqué les mémoires. La première s'est produite dans la nuit du 14 au 15 septembre 1219. Suite à une rupture d'un barrage naturel du à la réunion de deux cônes de déjection torrentiel sur le lit de la Romanche, la ville de Grenoblois a été ravagée par des inondations. Les archives du moyen âge font état d'un bilan de plusieurs milliers de victimes, ce qui est considérable pour l'époque. La deuxième catastrophe est l'éboulement du mont Granier, s'étant produit dans la nuit du 24 au 25 novembre 1248. Cet événement, dont le volume est estimé à environ 500 millions de  $m^3$  (Goguel et Pachoud, 1972; Antoine et Cruden, 1984; Nicoud *et al.*, 1999), a enseveli 5 villages faisant environ 1000 victimes. Ces deux exemples montrent les effets directs et indirects que peuvent avoir un aléa majeur sur son environnement.

Une étude récente de l'International Disaster Database a montré qu'entre 1960 et 2004, les mouvements gravitaires, y compris les avalanches, représentent 7% des catastrophes naturelles recensées pour un impact économique correspondant environ à 3,5 milliards de dollars. Le poids socio-économique de ces événements à travers le monde, qui reste très variable selon la région où l'événement se produit, n'est donc pas négligeable. Il va en s'accroissant avec le temps en raison d'une pression accrue de l'urbanisation, qui est plus sensible dans les régions montagneuses, en raison du manque de territoire aménageable. Au vu de l'enjeu humain et économique, la communauté scientifique s'intéresse de plus en plus à la compréhension de ces phénomènes. Durant ces vingt dernières années, plusieurs catastrophes ont ainsi été étudiées, parmi lesquelles il est possible de citer le glissement du Vajon (Italie, 1964, 20000 victimes ; Paolini et Vacis, 1997), l'éboulement de l'aiguille du Triolet (Italie, 1717, 1 victime ; Deline, 2002), l'éboulement de la Madeleine (-10000 BP ; Couture, 1998). En 1984, une politique de prévention des risques a vu le jour en France sous la forme de Plans d'Evaluation des Risques (PER). L'évolution des concepts liés aux catastrophes naturelles a abouti à la mise en place des Plans de Préventions des Risques (PPR; Besson, 2005). Ceux-ci sont basés sur la notion de risques, qui englobe à la fois l'importance et l'occurrence de l'événement naturel (aléa) ainsi que l'impact économique que peut avoir cet événement sur la société (vulnérabilité). Ainsi, un aléa de dimension importante se déroulant dans une région où l'impact économique est faible pourra présenter un risque moins important qu'un aléa de faible taille se produisant dans une région où les infrastructures sont denses.

L'étude des mouvements gravitaires n'est pas une discipline récente. En effet, dès 1856, Collin proposait une classification des mouvements de terrain, qui a été ensuite enrichie par d'autres auteurs (Varnes, 1978; Antoine, 1992; Antoine et Giraud, 1995; Cruden et Varnes, 1996; Hantz *et al.*, 2002). Ces différents types sont classés en fonction des matériaux impliqués, du mécanisme à la rupture, de la teneur en eau ainsi que de la vitesse des mouvements. Le type de mécanisme conditionnant l'instabilité des massifs dépend des facteurs internes au massif (géologie, hydrogéologie, topographie, diminution des caractéristiques mécaniques...) mais aussi des facteurs externes (précipitation, tremblement de terre, fonte de glacier, gel...). La terminologie française (CFGF (Comité Français de

géologie de l'Ingénieur), 2000), permet de distinguer 6 types de mouvements :

- les glissements résultant d'une rupture par cisaillement localisé,
- les écoulements désignant des mouvements de terrain dont les caractéristiques sont proches de celles d'un fluide ; ce terme regroupe un large éventail de phénomènes depuis la solifluxion (écoulement lent sans limite nette) jusqu'aux coulées boueuses,
- le fauchage correspondant à un basculement des têtes de couches vers l'aval,
- les mouvements composites impliquant simultanément différents types,
- les mouvements de grande ampleur affectant une grande partie d'un versant. Ils se produisent dans des versants rocheux fortement fracturés et sont parfois inclus dans la catégorie glissements,
- les éboulements sont des mouvements extrêmement rapides dans lesquels les blocs peuvent chuter, rebondir, rouler ou glisser et qui feront l'objet d'études au cours de cette thèse.

La cinématique d'un mouvement de terrain, au sens large, peut être divisée en plusieurs phases (Azimi et Desvarreux, 1996) :

- une première phase correspondant à une stabilisation du massif. Les sollicitations induisent une déformation instantanée ou différée du massif qui est rapidement amortie,
- une deuxième phase correspondant à des mouvements où les déformations sont constantes dans le temps et dont la vitesse dépend du type de phénomène mis en jeux,
- une troisième phase correspondant à une accélération menant à la rupture. Les vitesses de déformation deviennent importantes et l'endommagement des matériaux est irréversible.

Afin d'améliorer la compréhension des mécanismes régissant les mouvement de terrain, et plus particulièrement les éboulements, la communauté scientifique utilise de plus en plus des modélisations numériques visant à expliquer les observations. Par exemple, Vengeon (1998) propose d'expliquer les déformations observées par les mesures topographiques sur le mouvement de Séchilienne par des méthodes numériques aux éléments distincts. D'autres modélisations ont été appliquées sur des mouvements gravitaires profonds, parmi lesquels on peut citer Merrien-Soukatchoff *et al.* (2001) et Sornette *et al.* (2004). Ces exemples ne s'appliquent qu'à des mouvements dont la dynamique est connue. Des auteurs ont aussi essayé de reproduire le parcours des avalanches rocheuses en se basant sur les indices géomorphologiques, comme pour l'éboulement de Randa (Suisse, 1991 ; Eberhardt *et al.*, 2002) ou celui de Valpola (27 victimes, 34 millions de  $m^3$  ; Crosta *et al.*, 2003).

## Le contexte des éboulements

Les éboulements rocheux concernent l'ensemble du territoire Alpin et s'étendent sur de larges zones (Groupe falaise, 2001). Ils résultent d'une rupture brutale de compartiments de ponts rocheux (Frayssines et Hantz, 2006) selon une surface de discontinuité existante, dont les volumes mis en jeux varient de quelques mètres cube à plusieurs centaines de millions de mètres cube. Du fait de leur vitesse de propagation élevée, ils s'avèrent dangereux même si le volume mis en jeu est faible. Parmi les cas récents, des éboulements

mobilisant un faible volume ont eu des issues tragiques. Par exemple, la chute d'un seul bloc a provoqué la mort de 3 personnes dans la commune de Re (Italie, Frayssines, 2005).

Plusieurs auteurs ont montré que la mobilité de la masse était fonction du volume de l'événement (Hsü, 1975; Corominas, 1996; Legros, 2002). Il est ainsi possible de distinguer les chutes de blocs, correspondant à des événements de taille moyenne et présentant une faible interaction des blocs à l'intérieur de la masse en mouvement aux éboulements en masse ( $V_{min} \approx 10^4$  à  $10^6 m^3$ ), caractérisés par une forte interaction des blocs à l'intérieur de la masse en mouvement. Les échanges des différentes phases (liquide, gazeuse, solide) sont tels que ces événements peuvent être considérés comme des coulées.

L'aléa éboulement de terrain se caractérise par la probabilité d'atteindre une zone d'étude dans une certaine période de retour donnée. Partant de ce constat, l'évaluation du risque d'éboulement passe par deux axes de recherche.

Le premier axe, qui propose une approche déterministe, consiste à analyser la dynamique de propagation. Depuis les années 1980 des algorithmes de chutes de blocs ont été intensément développés (Rochet, 1987; Labiouse, 2002). Ils sont basés sur une phase de chute libre, d'impact de rebonds et enfin de roulement ou de glissement de la masse rocheuse. Des travaux récents (Heidenreich, 2004) ont analysé l'influence de l'interaction du bloc (géométriques et cinématiques) et de la couverture du terrain sur les coefficients de restitution. Ce type de modélisation, limité à un nombre de blocs relativement faible, permet d'évaluer les forces mises en jeu dans le but de dimensionner les ouvrages de protection (Lorentz, 2007).

Les éboulements en masse présentent une dynamique de propagation complexe qui dépend d'un grand nombre de paramètres, comme la rhéologie des matériaux, la teneur en eau, la granulométrie des blocs solides, la topographie de la zone d'écoulement. Plusieurs approches numériques sont actuellement utilisées pour modéliser ce type de problème. La première, la plus répandue, faisant suite aux travaux présentés par Savage et Hutter (1989), passe par une analyse de type mécanique des fluides en résolvant les équations de Saint Venant pour un écoulement à surface libre dont d'autres approches ont été présentées par la suite (Hung, 1995; McSaveney, 2002; McDougal et Hung, 2004; Naaim, 2004). Une seconde approche, très peu répandue, s'appuie sur l'utilisation de la mécanique des sols en utilisant des modèles incrémentaux à dissipation d'énergie (Rochet, 1999). Ces deux approches traitent les problèmes sous la forme d'un milieu continu. Une troisième approche, prenant en compte des interactions granulaires avec ou sans influence de fluide, basée sur des codes de modélisation d'éléments distincts. Elle est en cours de développement, grâce notamment aux travaux réalisés par Okura *et al.* (2000a); Denlinger et Iverson (2004); Cagnoli et Manga (2004); Banton (2005). La pertinence de l'ensemble de ces modèles doit être confirmée en confrontant leurs résultats avec les observations géomorphologiques des avalanches rocheuses s'étant déroulées par le passé, c'est à dire en effectuant des analyses en retour (Pirulli, 2005). Pour être calibrés, ces modèles ont donc besoin de données sur la géométrie de la zone étudiée, à savoir la zone de départ, le couloir de propagation et la zone de dépôt, ainsi que sur les propriétés mécaniques et géologiques. Les analyses en retour effectuées manquent actuellement de données précises sur la plupart de ces caractéristiques, car seuls les cas récents, où il existe un modèle numérique de terrain avant et après l'événement, peuvent être renseignés de façon fiable.

Un deuxième axe de recherche, qui propose une approche historique, probabiliste ou déterministe, porte sur l'évaluation de la probabilité de rupture (Hungry *et al.*, 1999; Dussauge-Peisser *et al.*, 2003a; Frayssines, 2005), et passe par une étape de localisation, une étape d'évaluation de la stabilité actuelle et de son évolution temporelle. Une analyse statistique des éboulements historiques, similaire à celles réalisées sur les tremblements de terre pour établir la loi de Gutenberg-Richter (1949), permet de déterminer la probabilité de l'occurrence des événements pour une classe de volumes donnés, et ce dans un secteur limité. Cependant, dans cette démarche, aucune information précise n'est donnée sur la localisation et la distance de propagation de l'évènement. De plus, cette approche, se basant sur une analyse historique, ne prend pas en compte la morphologie actuelle de la zone de départ. Le manque de données pour certaines régions est aussi un paramètre limitant ce type d'étude.

L'analyse de la stabilité peut être réalisée par des méthodes géomécaniques simples d'équilibre limite (Hoek et Bray, 1981), ou par des méthodes de modélisations, telle que la méthode des éléments distincts (Hart, 1993), présentant l'avantage d'analyser les interactions mécaniques des blocs à l'aide de relations liant les forces et les déplacements au niveau des contacts. D'autres méthodes, plus complexes qui sont basées sur la mécanique de la rupture (Scavia, 1995; Kemeny, 2003), dérivent des concepts décrits par Griffith (Atkinson, 1989). Ces travaux lient à la fois une approche géomécanique classique et une approche microscopique de propagation de la fissure, bien décrite dans les milieux continus tels que les aciers, alliages et matériaux polymères.

Ces deux axes de recherche manquent actuellement de connaissances sur l'état de fracturation de la falaise, sur la dynamique de la propagation de l'éboulement ainsi que sur la géométrie des dépôts. L'utilisation de méthodes géophysiques peut permettre de fournir des données utiles à ces problèmes. Ces méthodes sont devenues courantes dans l'étude des glissements de terrain ou des mouvements gravitaires profonds (Bogoslovsky et Ogilvy, 1977; McCann et Forster, 1990; Bruno et Marillier, 2000; Brückl, 2001; Havenith *et al.*, 2002; Supper et Römer, 2003; Meric *et al.*, 2005; Jongmans et Garambois, 2007) mais restent très peu utilisées dans la reconnaissance des différentes phases des éboulements de terrain. Jeannin (2005), a étudié l'apport de méthodes géophysiques pour la reconnaissance de la fracturation d'une falaise. Il conclut que le géoradar est la méthode la plus adaptée à décrire de manière qualitative la fracturation de la falaise dans les 30 premiers mètres, mais que l'apport d'autres méthodes, telle que la tomographie électrique, peut s'avérer complémentaire si l'ouverture des objets étudiés est importante. Récemment, Roch *et al.* (2006) ont acquis sur une falaise des données géoradar en deux dimensions qu'ils ont combinées avec des données photogrammétriques. Ceci a permis d'effectuer une interprétation quantitative 3D des discontinuités. Lors de la rupture et de la propagation de l'éboulement, les seules données actuelles disponibles proviennent des enregistrements de stations sismologiques permanentes qui n'ont été que très peu utilisés à notre connaissance. Enfin, l'utilisation des méthodes géophysiques en vue de déterminer et de caractériser l'extension des dépôts d'éboulements n'a jamais été réalisée. Des études ont récemment été menées sur des glaciers rocheux en utilisant des méthodes de prospection sismique (Musil *et al.*, 2002) et électrique (Marescot *et al.*, 2003). Il s'avère que pour ce type de configuration, qui se rapproche des dépôts d'éboulements rocheux, ces méthodes

sont prometteuses. Ces mesures permettent pourtant d'apporter une contrainte supplémentaire dans les modélisations d'éboulements en masse pour caractériser la hauteur de matériau déposée (du point de vue de la propagation).

## Présentation de la thèse

L'objectif général de cette thèse est d'étudier l'apport de données géophysiques dans le but d'améliorer la caractérisation des éboulements de terrain et les connaissances des diverses zones critiques influençant l'aléa éboulement de terrain. Le travail s'est concentré (1) sur l'étude et le développement de techniques géoradar en vue de caractériser la fracturation de la zone de départ et (2) sur l'analyse des signaux sismologiques enregistrés durant les éboulements pour caractériser les phénomènes de rupture et de propagation.

Cette thèse s'articule en deux parties distinctes divisées en plusieurs chapitres. La première partie est consacrée à l'étude de l'imagerie et la caractérisation de la fracturation des falaises par les techniques géoradar. Le premier chapitre présente la théorie de l'électromagnétisme appliquée aux matériaux géologiques ainsi que le principe du géoradar, ou GPR. Dans le chapitre 2, des mesures géophysiques effectuées sur des falaises calcaires sont illustrées. Ces cas d'étude visent à établir une méthodologie permettant l'auscultation des falaises à l'aide de méthodes géophysiques, pour des sites présentant des aléas ayant des dimensions faibles à modérées. Le premier site caractérise un aléa potentiel de faible dimension (estimée à  $2\ 000\ m^3$ ). Il fait l'objet d'un article publié dans la revue "Engineering Geology". Le deuxième site caractérise un aléa potentiel de dimension modérée (estimée à  $50\ 000\ m^3$ ) en étudiant la complémentarité des méthodes géodésiques et géophysiques. Cette partie est présentée sous forme d'un article accepté dans la revue "Journal of Geophysics and Engineering".

Dans le chapitre trois est développé une stratégie d'estimation des caractéristiques des fractures. Elle s'appuie sur les propriétés des réflexions des ondes électromagnétiques dans le cas des couches minces. Les hypothèses fortes seront étudiées afin d'établir ces théories. La première analyse vise tout d'abord à comprendre les dépendances fréquentielles et angulaires du diagramme de radiation des antennes utilisées pour la prospection géoradar. La deuxième analyse expose les propriétés de la couche mince et son domaine de validité. Différentes méthodes permettant d'obtenir la réflectivité à partir de donnée réelle sont discutées dans une dernière analyse. Ces deux dernier points sont présentées sous la forme d'un article soumis à la revue "Geophysics". Dans le quatrième chapitre, deux méthodes d'inversions des données géoradar acquis en profil CMP (Common-Mid-Point), basée sur un algorithme de voisinage, sont présentées. Ces méthodes ont d'abord été testée sur des signaux synthétiques puis la deuxième a été appliquée à des signaux acquis sur deux sites différents.

La deuxième partie de cette thèse est principalement consacrée à l'exploitation des signaux sismiques enregistrés lors d'éboulements survenus dans les Alpes, dont la représentativité est analysé dans le chapitre 5. Dans le chapitre 6, une étude de 10 éboulements bien identifiés et enregistrés par le réseau Sismalp est présentée. Dans un premier temps il est défini un modèle empirique d'atténuation des ondes dans les Alpes françaises appliqué aux sources superficielles. Les principales caractéristiques sismologiques des enre-

gistements ont ensuite été comparées avec leurs caractéristiques géométriques. Puis une analyse détaillée réalisée sur trois événements permet de distinguer les différentes phases d'un éboulement. Cette partie confronte les enregistrements avec une modélisation 2D simple basée sur les différences finies. Ce chapitre est présenté sous la forme d'un article soumis à la revue "BSSA".

Le chapitre 7 développe une étude théorique des différentes configurations de source de l'éboulement à l'aide de modélisations par éléments finis, permettant de caractériser les mouvements d'un aléa potentiel et d'évaluer sa stabilité.

## Première partie

# Etude de la fracturation des falaises rocheuses par mesures radar



# Chapitre 1

## Introduction au radar géologique

### 1.1 Introduction

Utilisée depuis les années 1960 pour la reconnaissance des glaciers dans les régions polaires (Bailey *et al.*, 1964; Bentley, 1964; Walford, 1964; Cook, 1973), la prospection géoradar de surface ou *GPR* (ground penetrating radar) est une méthode rapide et non destructive qui utilise les propriétés de propagation des ondes électromagnétiques (*EM*), dans une gamme de fréquence généralement comprise entre 10 *MHz* et 2 *GHz*. Depuis les années 1980, grâce à ses propriétés haute résolution, la prospection géoradar prend une part importante dans les reconnaissances non destructives appliquées au génie civil (Xiaojian *et al.*, 1997), à l'archéologie (Vaughan, 1986; Imai *et al.*, 1987; Stove et Addyman, 1989; Atkin et Milligan, 1992; Carcione, 1996), à l'hydrogéologie (Topp *et al.*, 1980) et à la géologie (Gallipoli *et al.*, 2000).

Cette technique, qui présente une forte analogie avec les méthodes de prospection sismique, utilise des ondes *EM* au lieu d'ondes sismiques qui présentent une meilleure résolution mais une profondeur de pénétration moins élevée. Le principe consiste à émettre une onde *EM* par l'intermédiaire d'un émetteur ( $E_x$ ) qui pénètre dans le sol à étudier. Le signal réfléchi ou diffracté, dû à la présence d'une discontinuité induisant un contraste de propriété *EM* (permittivité diélectrique, conductivité électrique, perméabilité magnétique), est détecté et enregistré par un récepteur ( $R_x$ ). L'ensemble de ses principes est régi par la propagation des ondes électromagnétiques (Maxwell, 1878), dont le principe va être exposé au cours de ce paragraphe.

L'objectif de ce chapitre est de présenter les fondements des phénomènes *EM* appliqués aux matériaux diélectriques en vue de l'utilisation du géoradar. Les notions de base de la théorie de l'électromagnétisme y sont exposées. Les différents phénomènes de relaxation s'appliquant aux géo-matériaux, ainsi que les principales théories permettant de les modéliser sont ensuite présentés. Puis, différents modes d'acquisition du géoradar utilisés au cours de ce travail sont détaillés. L'ensemble des notions relatives à la théorie l'électromagnétisme est inspiré des ouvrages de Stratton (1941); Rojansky (1979); Ramo *et al.* (1994); Guéguen et Palciauskas (1992). Le lecteur peut s'y référer pour plus d'information.

## 1.2 Notions d'électromagnétisme

### 1.2.1 Comportement de la matière

**La perméabilité magnétique ( $\mu$ )** Le comportement de la matière soumise à un champ magnétique  $\vec{H}$  [ $A/m^2$ ] est défini, en l'absence d'un moment magnétique permanent, par l'équation :

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

où  $\vec{B}[T]$  représente l'induction magnétique,  $\mu$  la perméabilité magnétique [ $H/m$ ],  $\mu_0$  la perméabilité magnétique du vide et  $\mu_r$  la perméabilité magnétique du matériau.

La présence d'un moment magnétique peut être pris en compte par une contribution externe. L'équation précédente s'écrit :

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot (\vec{H} + \vec{M}) \quad (1.2)$$

où  $\vec{M}$  représente l'aimantation (en  $H/m$ ), supposée proportionnelle au champ magnétique appliqué :

$$\vec{M} = \chi_m \vec{H} \quad (1.3)$$

où  $\chi_m$  représente la susceptibilité magnétique.

L'expression de la perméabilité magnétique prend la forme suivante :

$$\mu = \mu_0 \cdot (\chi_m + 1) \quad (1.4)$$

Seuls les milieux géologiques contenant des minéraux comme la magnétite possèdent une susceptibilité magnétique non négligeable. Dans ce travail, aucun des milieux étudiés ne possédant ce type de minéraux, la susceptibilité magnétique est égale à 0 et la perméabilité magnétique du milieu de propagation des ondes  $EM$  est prise égale à celle du vide  $\mu_0$ .

**La conduction électrique ( $\sigma$ )** En présence d'un champ électrique  $\vec{E}$ , un matériau est soumis à un déplacement des charges libres (courant de conduction), et des charges liées (courant de déplacement), dépendant respectivement de la conductivité électrique et de la permittivité diélectrique.

Le mouvement des charges libres ( $j_c$ ) est caractérisé par la conductivité  $\sigma$  ( $S/m$ ) selon la loi d'Ohm :

$$\vec{j}_c = \sigma \vec{E} \quad (1.5)$$

où  $\vec{E}$  est le champ électrique appliqué. Les phénomènes de relaxations ont pour conséquence de rendre complexe la valeur physique de la conductivité :

$$\sigma = \sigma' + i\sigma'' \quad (1.6)$$

L'introduction d'une partie imaginaire a pour but d'expliquer le déphasage entre la sollicitation du champ électrique et la réponse ( $\vec{j}_c$ ) du matériau. Celle-ci est d'autant plus importante que les matériaux géologiques ont une forte conductivité.

Dans les milieux géologiques, le mouvement d'électrons libres à l'intérieur de substances métalliques constituant la roche et le mouvement d'espèces ioniques contenues dans les fluides de la roche est responsable de la conductivité. D'autres sont plus spécifiques, comme la conductance de surface pour les argiles, ou d'importance secondaire, comme les échanges ioniques.

**La permittivité diélectrique ( $\varepsilon$ )** Le mouvement des charges liées est caractérisé par la permittivité diélectrique  $\varepsilon$  ( $S/m$ ), qui décrit le pouvoir de polarisation du milieu. Elle relie l'induction électrique  $\vec{D}$  [ $C/m^2$ ] avec le champ électrique de la façon suivante :

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \quad (1.7)$$

La formulation complexe de la permittivité rend compte des pertes diélectriques engendrées au sein des matériaux par les mécanismes de polarisation s'écrit de la forme suivante :

$$\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon'' \quad (1.8)$$

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

$$\vec{j}_d = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (1.9)$$

La permittivité diélectrique est caractérisée par la redistribution locale des charges liées sous l'action d'un champ électrique. Il existe 4 principaux types de polarisation régissant ce phénomène :

- la polarisation électronique, due à la déformation du nuage d'électrons,
- la polarisation ionique ou atomique, due au déplacement relatif d'anions et de cations à l'intérieur d'une structure cristalline,
- la polarisation dipolaire, due à l'orientation de molécules dipolaires, qui ont tendance à voir l'axe de leur dipôle s'aligner sur le champ,
- la polarisation interfaciale, due à une accumulation d'ions au niveau des interfaces dans un matériau hétérogène soumis à l'action d'un champ électrique.

Ces différents phénomènes sont caractérisés par des temps de relaxation, ou par leur inverse : des fréquences de relaxation. Ainsi, si le champ électrique est appliqué de manière statique, les différents phénomènes de polarisations auront le temps de s'établir, et participeront donc à la permittivité totale. En utilisant la notion de susceptibilité diélectrique, la permittivité peut s'écrire :

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \cdot (\chi_{\text{électronique}} + \chi_{\text{ionique}} + \chi_{\text{dipolaire}} + \chi_{\text{interfaciale}}) \quad (1.10)$$

où  $\varepsilon_0$  est le permittivité du vide.

Aux fréquences d'utilisation du géoradar, les phénomènes de polarisation prédominante sont les polarisations électronique, atomique et dipolaire si la molécule en jeu le permet. Les deux premières sont déterminées par la composition minéralogique des roches, fixant ainsi la valeur de la permittivité. La polarisation dipolaire devient prépondérante lorsque la teneur en eau est élevée. En effet, la dissymétrie de la molécule d'eau la rend sensible à ce type de polarisation, ce qui augmente fortement sa permittivité ( $\varepsilon_{\text{eau}} \approx 81$  à 20 degrés).

Seule la polarisation interfaciale, qui présente une fréquence de relaxation trop faible (1 à 100  $kHz$ ), n'influe pas sur la permittivité dans le spectre fréquentielle du géoradar.

### 1.2.2 Equation de Maxwell et de Diffusion-Propagation

Les équations de Maxwell constituent les bases de l'électromagnétisme et traduisent, sous forme locale, différents théorèmes (Gauss, Ampère, Faraday) réunis sous la forme d'un système de quatre équations aux dérivées partielles couplées :

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \vec{M} \quad \text{Loi de Maxwell - Faraday} \quad (1.11)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{j}_c + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \sigma \vec{E} \quad \text{Loi de Maxwell - Ampère} \quad (1.12)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad \text{Loi de Gauss sur l'induction électrique} \quad (1.13)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad \text{Loi de Gauss sur l'induction magnétique} \quad (1.14)$$

avec :  $\vec{E}$  [V/m] le champ électrique,  $\vec{B}$  [T] l'induction magnétique,  $\vec{H}$  [A/m<sup>2</sup>] le champ magnétique,  $\vec{j}_c$  [A/m<sup>2</sup>] la densité de courant de conduction,  $\vec{D}$  [C/m<sup>2</sup>] le l'induction électrique, et  $\rho$  [C/m<sup>3</sup>] la densité de charge électrique.

Ces équations, complétées par les relations 1.1, 1.5 et 1.7 permettent d'établir l'équation de diffusion propagation pour le champ électrique :

$$\Delta \vec{E} = \sigma \mu \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (1.15)$$

Cette équation montre un terme de diffusion  $\sigma \mu \left( \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right)$  et un terme de propagation  $\varepsilon \mu \left( \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \right)$ . Exprimée dans le domaine de Fourier, l'expression précédente s'écrit pour une onde monochromatique :

$$\Delta \vec{E} = \gamma^2 \vec{E} \quad (1.16)$$

avec  $\gamma^2 = i\omega\mu(\sigma + i\omega\varepsilon)$  où  $\gamma$  est le facteur d'Helmholtz (rad/m<sup>2</sup>).

Si  $\sigma \gg \omega\mu\varepsilon$ , alors la transmission d'énergie s'opère principalement selon un mode de diffusion par courant de conduction. Si  $\sigma \ll \omega\mu\varepsilon$ , la transmission d'énergie s'opère principalement selon un mode de propagation par courant de déplacement, ce qui est demandé pour le Ground Penetrating Radar (GPR). Plus le milieu est conducteur, plus les pertes énergétiques sont importantes ce qui n'est pas favorable à l'application du radar géologique. Le cas du champ magnétique est similaire mais n'est pas présenté dans ce mémoire.

### 1.2.3 Formulations complexes de la permittivité et de la conductivité

La densité de courant totale est la somme des courants de conduction et de déplacement :

$$\vec{j} = \vec{j}_c + \vec{j}_d = \sigma \vec{E} + \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (1.17)$$

En supposant  $\vec{E}$  un champ harmonique, on obtient :

$$\vec{j} = \{(\sigma' + \omega\varepsilon'') + i(\sigma'' + \omega\varepsilon')\} \vec{E} \quad (1.18)$$

$$\vec{j} = \left\{ \left( \varepsilon' + \frac{\sigma''}{\omega} \right) - i \left( \varepsilon'' + \frac{\sigma'}{\omega} \right) \right\} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (1.19)$$

La distinction entre les courants de conduction et de déplacement ne peut plus être effectuée. De ce fait la partie imaginaire de la permittivité joue le rôle de conductivité, et la partie imaginaire de la conductivité joue le rôle de permittivité. Expérimentalement, il n'est donc plus possible de distinguer les contributions  $\sigma'$  et  $\varepsilon''$  d'une part, et de  $\sigma''$  et  $\varepsilon'$  d'autre part. Les notions de perméabilité effective ( $\varepsilon_e$ ) et de conductivité effective ( $\sigma_e$ ) peuvent être définis de la façon suivante :

$$\vec{j} = \sigma_e \vec{E} = (\sigma'_e + i\sigma''_e) \vec{E} \quad (1.20)$$

avec :

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

$$\varepsilon'_e = \varepsilon' + \frac{\sigma''}{\omega} \quad \varepsilon''_e = \varepsilon'' + \frac{\sigma'}{\omega} \quad (1.22)$$

La constante diélectrique  $\varepsilon_r$  (ou permittivité effective relative) est définie comme le rapport de la partie réelle de la permittivité effective ( $\varepsilon_e$ ) et de la permittivité du vide ( $\varepsilon_0$ ) :

$$\varepsilon_r = \frac{\varepsilon'_e}{\varepsilon_0} \quad (1.23)$$

Dans ce mémoire, par la suite, toutes les valeurs de permittivité diélectrique sont exprimées de manière relative.

### 1.2.4 Vitesse de propagation et phénomènes d'atténuations des ondes $EM$

Dans le cas d'une onde plane progressive se déplaçant selon l'axe  $O_z$  et polarisée suivant  $O_x$ , la résolution de l'équation précédente donne :

$$E(\omega, z) = E_0(\omega, z = 0) \cdot e^{ikz} \quad (1.24)$$

où  $k$  ( $rad/m$ ) est le nombre d'onde du milieu. Cette grandeur est reliée au facteur de Helmholtz :

$$k = i\gamma \quad (1.25)$$

Le nombre d'onde peut aussi s'exprimer en fonction de sa partie réelle,  $\beta$  appelée facteur de phase [ $rad/m$ ], et imaginaire,  $\alpha$  appelée facteur d'atténuation [ $rad/m$ ] :

$$k = i\gamma = \beta - i\alpha = \omega\sqrt{\mu\varepsilon_e} \quad (1.26)$$

Avec :

$$\alpha = \omega \sqrt{\mu \varepsilon'_e} \cdot \sqrt{\frac{1}{2} \left( \sqrt{1 + \left( \frac{\varepsilon''_e}{\varepsilon'_e} \right)^2} - 1 \right)} \quad (1.27)$$

$$\beta = \omega \sqrt{\mu \varepsilon'_e} \cdot \sqrt{\frac{1}{2} \left( \sqrt{1 + \left( \frac{\varepsilon''_e}{\varepsilon'_e} \right)^2} + 1 \right)} \quad (1.28)$$

La vitesse de propagation des ondes  $EM$  s'exprime en fonction du facteur de phase  $\beta$  :

$$V = \frac{\omega}{\beta} \quad (1.29)$$

Dans un milieu faiblement dispersif, l'équation précédente peut être simplifiée :

$$v = \frac{c}{\sqrt{\mu_r \varepsilon_r}} \quad (1.30)$$

où  $c$  est la vitesse des ondes  $EM$  dans le vide.

Les ondes radar sont atténuées en profondeur en fonction du terme  $e^{-i\alpha x}$ .

L'angle de perte ( $\delta$ ) permet également de caractériser les phénomènes d'atténuation des ondes radar, en faisant intervenir le terme  $\tan(\delta)$  qui est une mesure directe de la quantité d'énergie dissipée lors de la propagation de l'onde  $EM$  :

$$\tan \delta = \frac{\varepsilon''_e}{\varepsilon'_e} \quad (1.31)$$

Par analogie aux méthodes sismiques, le facteur d'atténuation est défini par la relation suivante :

$$Q = \frac{1}{\tan \delta} \quad (1.32)$$

Ainsi, la connaissance des facteurs de phase ( $\beta$ ) et d'atténuation ( $\alpha$ ), permette de calculer la permittivité complexe du matériau :

$$\varepsilon'_e = \frac{\beta^2 - \alpha^2}{\mu \omega^2} \quad \text{et} \quad \varepsilon''_e = \frac{2\beta\alpha}{\mu \omega^2} \quad (1.33)$$

### 1.2.5 Caractéristiques des matériaux diélectriques aux fréquences radar.

Dans la gamme de fréquences utilisées pour la prospection  $GPR$ , les matériaux géologiques montrent une réponse complexe de la permittivité diélectrique. Plusieurs auteurs (Debye, 1929; Cole et Cole, 1941; Jonscher, 1977) proposent des modèles exprimant cette dépendance fréquentielle décrite par Guéguen et Palciauskas (1992).

Une expression homogène décrivant les différents modèles peut s'écrire :

$$\varepsilon_e(\omega) = \varepsilon_0 \chi_e(\omega) + \varepsilon_\infty - \frac{i\sigma_{DC}}{\omega} \quad (1.34)$$

où  $\varepsilon_\infty$  est la valeur de la contribution haute fréquence des mécanismes de polarisation,  $\sigma_{DC}$  décrit la contribution statique de la conductivité (fréquence nulle) et  $\chi_e$  est la susceptibilité électrique effective caractérisant les mécanismes de polarisation non compris dans le terme  $\varepsilon_\infty$ . Les différents modèles proposent une formulation différente de  $\chi_e$ .

**Les modèles de Debye et Cole-Cole.** Le modèle de Debye (1929) assimile la relaxation dipolaire à un système mécanique du premier ordre où les forces s'opposant à la relaxation des dipôles sont purement visqueuses. La variation de la permittivité du matériau entre une valeur maximale de  $\varepsilon_s$  mesurée en statique est une valeur minimale de  $\varepsilon_\infty$ , idéalement observée pour une fréquence infinie est décrite par l'équation suivante :

$$\chi_e(\omega) = \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + i\omega\tau} \quad (1.35)$$

La fréquence critique de relaxation, qui correspond au maximum de dissipation (valeur maximale de  $\varepsilon_e$ ), est définie par  $\omega_c = 1/\tau$ . Ce modèle suppose qu'il n'y a pas de force élastique de rappel, ce qui n'est pas le cas pour les matériaux géologiques (Locker et Byerlee, 1985; Knight et Nur, 1987; Bano, 2000).

Cole et Cole (1941) ont introduit la notion de dispersion, au sens où les constantes de temps sont réparties suivant une distribution gaussienne autour d'une constante de temps moyenne  $\tau_c$  :

$$\chi_e(\omega) = \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{(1 + i\omega\tau_c)^{(1-a)}} \quad (1.36)$$

Le paramètre  $a$  permet d'ajuster la largeur de la dispersion. Ce modèle permet de se placer dans un cadre plus général, permettant de modéliser la majorité des matériaux géologiques. Ces modèles sont surtout utilisés pour caractériser les mécanismes de polarisation de type dipolaire à proximité des fréquences de relaxation.

**Le modèle de Jonscher.** Une propriété intéressante de ces relations empiriques est que pour les fréquences supérieures à la fréquence critique ( $1/\tau_c$ ) les quantités  $\varepsilon' - \varepsilon_\infty$  et  $\varepsilon''$  montrent la même loi de puissance en fréquence. Une telle observation a conduit Jonscher (1977) à définir cette dépendance comme une loi 'universelle' de la réponse diélectrique. Hill et Jonscher (1983) ont présenté une comparaison complète des différentes fonctions de la permittivité diélectrique.

Hollender et Tillard (1998) ont reformulé le modèle de Jonscher (1977) pour décrire la dépendance fréquentielle de la permittivité des matériaux géologiques :

$$\chi_e(\omega) = \chi_r \left( \frac{\omega}{\omega_r} \right)^{n-1} \left( 1 - i \cot \frac{n\pi}{2} \right) \quad (1.37)$$

où :

- $\omega_r$  est une fréquence d'ajustement du modèle, décrite de façon purement arbitraire. Dans le reste de ce mémoire,  $\omega_r$  est fixée à  $2.\pi.100 \text{ MHz}$ ,
- $n$  [sans dimension] est un paramètre qui caractérise la dispersion fréquentielle. Il varie entre 0 (matériaux très dispersif) et 1 (pour un diélectrique parfait),
- $\chi_r$  [sans dimension] est la partie réelle de la susceptibilité électrique ( $\chi_e$ ) à la fréquence angulaire de référence  $\omega$ .

Hollender (1999) a montré, en utilisant des données expérimentales ajoutées à des valeurs issues de travaux précédents (Coutanceau, 1989; Tillard, 1991; Turner, 1993) que la forme simplifiée de ce modèle à 3 paramètres (en négligeant la contribution de  $\sigma_{DC}$ )

permet de décrire parfaitement la sensibilité fréquentielle de la permittivité, qui s'écrit alors :

$$\varepsilon_e(\omega) = \varepsilon_0 \chi_r \left( \frac{\omega}{\omega_r} \right)^{n-1} \left( 1 - i \cot \frac{n\pi}{2} \right) + \varepsilon_\infty \quad (1.38)$$

Le désavantage de ce modèle est qu'il ne fait pas intervenir directement la valeur de la résistivité électrique. Par contre, la relation suivante permet de calculer sa valeur minimale, en supposant que la contribution de la partie imaginaire de la permittivité diélectrique est nulle :

$$\rho = \frac{1}{\varepsilon_0 \cdot \omega (Im(\varepsilon_e))} \quad (1.39)$$

où  $Im(\varepsilon_e)$  représente la partie imaginaire de  $\varepsilon_e$ . Le tableau 1.1 montre des valeurs des paramètres de Jonscher décrivant différents types de matériaux.

## 1.3 Matériel et principes d'acquisitions

### 1.3.1 Matériel utilisé

L'ensemble des profils expérimentaux a été réalisé au cours de cette thèse à l'aide du géoradar RAMAC commercialisé par la société Malâ Géoscience. Il est composé d'une unité centrale CU2 (électronique d'acquisition) sur laquelle peuvent être branchées des antennes de différentes fréquences. L'intérêt de ce système réside en sa modularité. En effet, l'ensemble des antennes commercialisées par cette société peut être branché sur l'électronique de conditionnement.

Les antennes non blindées sont dites bistatiques. L'émetteur est indépendant du récepteur, ce qui permet d'acquérir des profils à offset variable (distance source-récepteur). Elles sont en général à basses fréquences (de 25 *MHz* à 200 *MHz*). A l'opposé, il existe des antennes blindées (ou monostatiques). L'émetteur et le récepteur sont alors conditionnés dans un boîtier permettant de focaliser la propagation des ondes dans le sous-sol. Ces antennes sont en général à plus hautes fréquences (de 100 *MHz* à 2,3 *GHz*). Leur avantage est de limiter les réflexions parasites pouvant être générées dans l'air. Par contre, l'énergie émise possède une amplitude, à fréquence égale, inférieure à celle des antennes bistatiques, d'où une profondeur de pénétration plus faible.

### 1.3.2 Les modes transverses électriques et magnétiques

Le champ électromagnétique est composé du vecteur champ électrique ( $\vec{E}$ ) et du vecteur champ magnétique ( $\vec{H}$ ). Ces vecteurs peuvent être découplés en deux modes (fig. 1.1) :

- Le mode Transverse Electric (ou *TE*), pour lequel le champ électrique est polarisé parallèlement aux interfaces (perpendiculaire au plan d'incidence). Les antennes émettrice et réceptrice sont parallèles,
- Le mode Transverse Magnétique (ou *TM*), pour lequel le champ magnétique est polarisé parallèlement aux interfaces (perpendiculaire au plan d'incidence). Dans ce mode, les antennes d'acquisition sont alignées sur une ligne.

Medium	n	$\chi_r$	$\epsilon_\infty/\epsilon_0$	$\epsilon_{r100}$	$\sigma_{r100}$ (mS/m)	$\lambda_{100}$ (m)	$\epsilon_{r200}$	$\sigma_{r200}$ (mS/m)	$\lambda_{200}$ (m)
<sup>(1)</sup> Limestone (dry)	0.82	0.94	8.14	9.08	1.51	0.99	8.96	2.7	0.5
<sup>(2)</sup> Limestone (fresh water saturated)	0.33	1.1	17.3	18.4	10.7	0.7	18	13.5	0.35
<sup>(2)</sup> Granite (dry)	0.93	0.7	4.7	5.4	0.4	1.3	5.36	0.8	0.65
<sup>(2)</sup> Granite (fresh water saturated)	0.51	0.5	5.6	6.1	2.7	1.2	5.95	3.8	0.6
<sup>(2)</sup> Gabbro	0.67	3.4	5.8	9.2	10.8	0.98	8.5	17.1	0.51
<sup>(2)</sup> Andesite	0.62	2.1	3.6	5.7	7.9	1.25	5.2	12.2	0.65
<sup>(2)</sup> Schist (// to schistosity)	0.55	5.4	9.7	15.1	25.6	0.77	13.6	37.5	0.4
<sup>(2)</sup> Schist ( $\perp$ to schistosity)	0.5	7.8	14.6	22.4	43.3	0.63	20.1	61.3	0.33
<sup>(1)</sup> Dry Sand	1	0	2.5	2.5	0	1.9	2.5	0	0.95
<sup>(1)</sup> Wet Sand	0.5	4	29	33	22.2	0.52	31.8	31.4	0.26
<sup>(1)</sup> Air	1	0	1	1	0	3	1	0	1.5
<sup>(2)</sup> Shale	0.6	2.6	4.3	6.9	10.5	1.14	6.3	16	0.37
<sup>(1)</sup> Wet Clay	0.25	30	55	85	402.3	0.32	72.8	478.4	0.17
<sup>(2)</sup> Tonalite	0.6	3.5	6	9.5	14.1	0.97	8.65	21.4	0.51
<sup>(2)</sup> Siltstone	0.68	4.2	3.1	7.3	12.8	1.11	6.5	20.5	0.60
<sup>(3)</sup> Glace	1	0	3.5	3.2	0	1.7	3.2	0	0.84

TAB. 1.1: Paramètres de Jonscher, permittivité et conductivité effectives de quelques matériaux géologiques à 100 MHz et 200 MHz. <sup>(1)</sup>Grégoire (2001), <sup>(2)</sup>Hollender et Tillard (1998), <sup>(3)</sup>Larcher (2003) (d'après Jeannin (2005)).

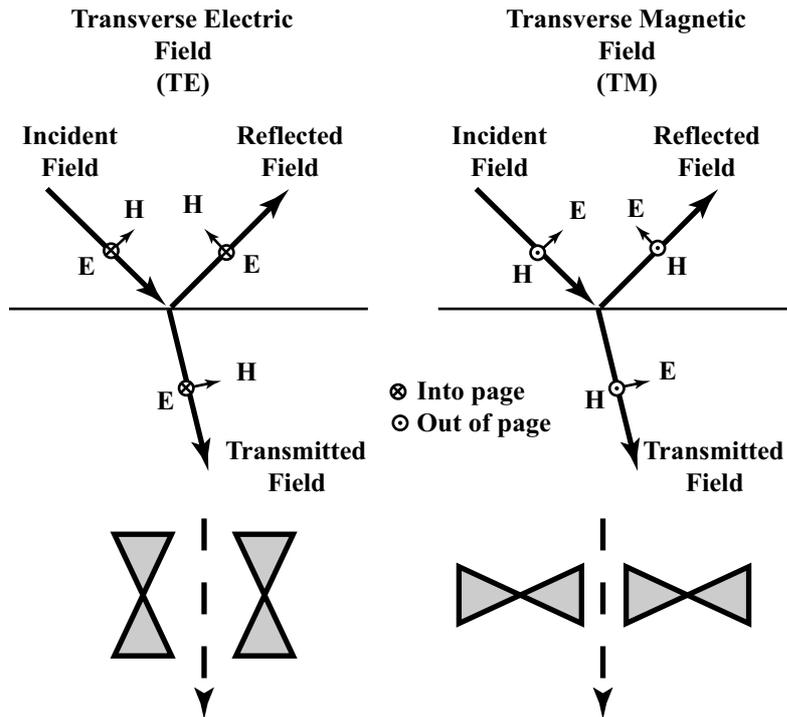


FIG. 1.1: Illustrations des différents modes de polarisations des ondes  $EM$  (d'après Annan, 2001).

Ces deux modes se différencient essentiellement par le diagramme de radiation de la source, ainsi que par les propriétés de réflexion et transmission aux interfaces.

### 1.3.3 Le mode Common MidPoint ( $CMP$ )

Les antennes émettrice et réceptrice (fig. 1.2) sont déplacées de manière graduelle, par rapport à un point milieu commun (Commun Middle Point, ou  $CMP$ ). Si les réflecteurs sont plans, le milieu aura pour réponse des hyperboles de réflexions. L'analyse de leurs formes permet d'estimer les différentes vitesses du sous sol, ainsi que leurs profondeurs des réflecteurs analysés.

### 1.3.4 Le mode Réflexion

Cette configuration est la plus utilisée (fig. 1.3) car elle permet une imagerie rapide de l'ensemble d'un profil. Une impulsion est émise par l'antenne d'émission en direction du sol. Le train d'onde (transmis, réfléchies, diffracté, ...) est enregistré par l'antenne de réception. Lors de l'acquisition, la distance entre les antennes émettrice et réceptrice est constante. 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 l'image radar brute.

### 1.3.5 Quelques modes d'émissions

Il existe, par analogie avec les méthodes sismiques, deux modes d'émissions principaux qui dépendent de l'utilisation du radar et du type d'objet recherché, qui sont :

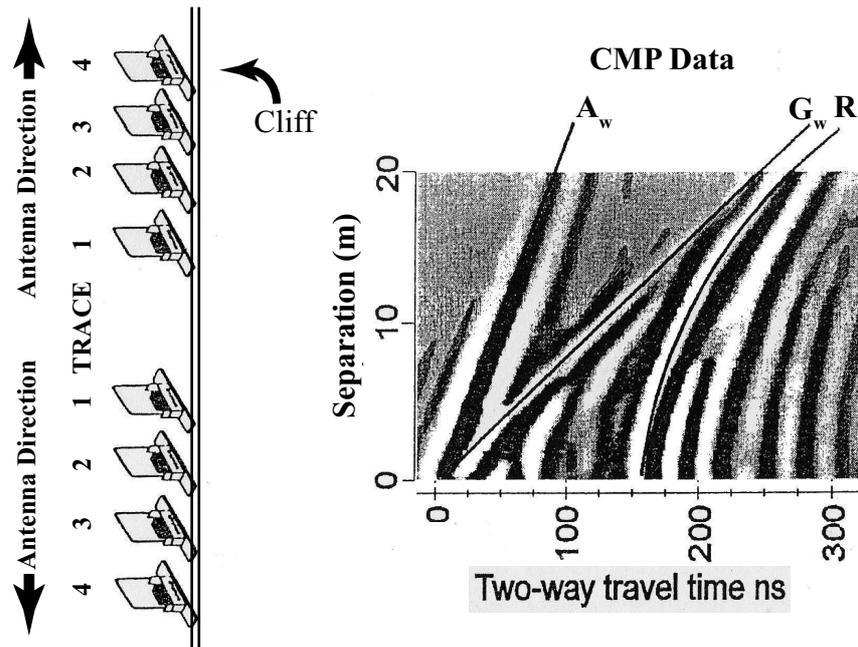


FIG. 1.2: Exemple d'acquisition d'un profil en *CMP* sur une falaise rocheuse. A gauche, le protocole d'acquisition, à droite, les différents événements enregistrés (d'après Annan, 2001).  $A_w$ ,  $G_w$ , et  $R_1$  représentent respectivement l'onde directe dans l'air, l'onde direct dans le sol ainsi qu'une hyperbole de réflexion.

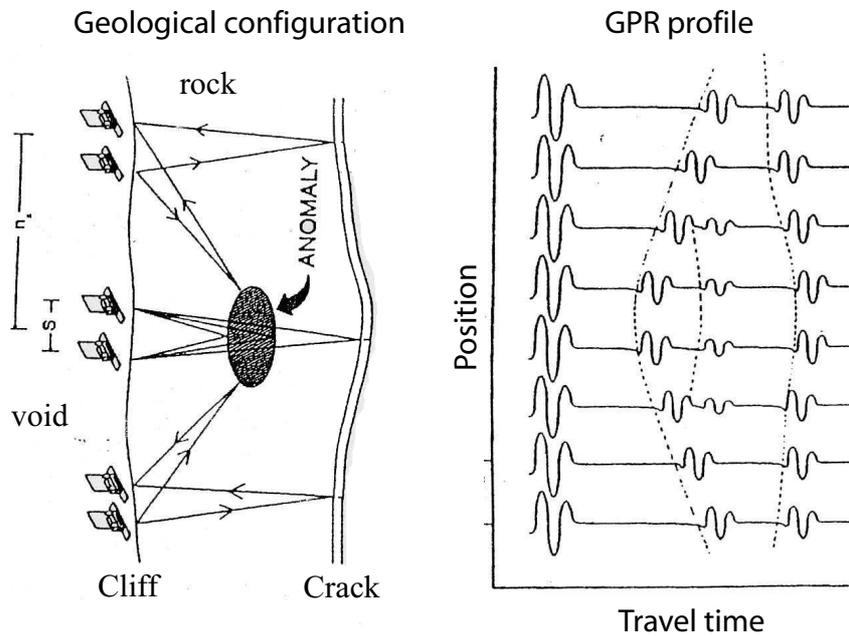


FIG. 1.3: Exemple d'acquisition d'un profil en mode réflexion sur une falaise rocheuse. A gauche, le protocole d'acquisition, à droite, les différents événements enregistrés (d'après Annan, 2001).

- le mode impulsif, ou modulation d'amplitude,
- la modulation de fréquence.

Les radars utilisant le mode impulsionnel émettent des ondes dont la forme se rapproche d'une impulsion de type Ricker, dérivée d'une Gaussienne. La période de cette impulsion varie en fonction de la fréquence recherchée entre (0,5 à 10 ns). On parle de modulation d'amplitude car l'amplitude du spectre résultant est fonction de la fréquence calculée. Ces systèmes présentent l'avantage de réaliser une acquisition rapide. Cependant, la forme de l'ondelette source est difficilement contrôlable. La plupart des radars actuels utilisent ce mode d'émission.

A l'inverse, il existe aussi des radars utilisant la modulation fréquentielle (Langman et Inggs, 2001; Dérobert *et al.*, 2001; Triltzsch *et al.*, 2004). La fréquence est modulée linéairement sur une large bande de fréquences en un temps T. Les avantages de cette méthodes sont : une amélioration du rapport signal/bruit, ainsi que l'amélioration de la résolution ou/et de la pénétration des ondes du fait de leurs propriétés très large bande. Cependant, la principale limitation provient du couplage entre les antennes. En effet, le radar reçoit en même temps qu'il émet, ce qui nécessite une électronique très complexe.

## 1.4 Conclusions

Le radar géologique est une méthode d'investigation rapide du sous-sol et non destructive, qui utilise les propriétés des ondes dont la propagation est régie par les lois fondamentales de l'électromagnétisme. Sa gamme d'utilisation se situe principalement entre 20 MHz et 2 GHz et est efficace uniquement dans les milieux non conducteurs. Dans un milieu conducteur, le mode diffusif est prédominant sur le mode propagatif, rendant cette méthode inutilisable. Les sols conducteurs tels que les argiles ou très pollués ne pourront donc pas être étudiés.

Les ondes électromagnétiques sont le support des informations concernant la composition du milieu diélectrique sondé. La théorie radar nous a montré que les matériaux géologiques pouvaient être caractérisés par la permittivité effective ( $\epsilon_e$ ), qui est un paramètre complexe et dépendant de la fréquence. Parmi les différents modèles existant, le modèle de Jonscher, dans sa forme simplifiée à trois paramètres ( $n$ ,  $\chi_r$ , et  $\epsilon_\infty$ ), est utilisé lors de ce travail, car il possède l'avantage de bien modéliser la sensibilité fréquentielle de la permittivité des géo-matériaux, tout en possédant un nombre réduit de paramètres.

La modularité des méthodes d'acquisition du géoradar, pour la plupart dérivées des méthodes sismiques (CMP, CDP, réflexion, modes TE et TM), permet de mieux contraindre les caractéristiques du milieu étudié. D'un point de vue pratique, la fréquence d'acquisition dépendra de la profondeur de pénétration et de la résolution souhaitées. Ainsi, les antennes basses fréquences sont privilégiées pour une plus grande profondeur de pénétration, et les antennes hautes fréquences permettent d'apporter une meilleure résolution, mais limitée en terme de profondeur de pénétration.

# Chapitre 2

## Application de l'imagerie géoradar en falaises

La vallée du Grésivaudan est bordée d'un linéaire de 140 *km* de falaises, appartenant aux massifs sédimentaires du Vercors et de la Chartreuse et pouvant atteindre 400 *m* de hauteur. Du fait d'une pression immobilière accrue, les aménagements humains se rapprochent chaque année de ces falaises, augmentant ainsi le risque d'éboulements de terrain. L'évaluation de la stabilité devient donc un enjeu socio-économique fort. Actuellement, celle-ci est proposée à partir d'avis d'expert, dont l'analyse repose sur des données géologiques sans avoir d'information sur la structure interne de la masse rocheuse. Les méthodes géophysiques peuvent permettre de palier ce manque de connaissance, parmi lesquels le géoradar semble particulièrement adapté.

Dans ce chapitre, l'apport des méthodes géophysiques en vue de l'évaluation de la stabilité d'une masse rocheuse est étudié sur deux sites de dimensions différentes.

### 2.1 Présentation des sites d'étude

Au cours de cette thèse, et afin de tester la complémentarité du géoradar avec d'autres méthodes (géophysiques, topographiques), plusieurs sites ont été investigués :

Site 1 : le site des Gorges de la Bourne, situé dans le massif du Vercors. Il est constitué d'une falaise calcaire d'une trentaine de mètres de hauteur, présentant une écaille rocheuse de 2000  $m^3$  potentiellement instable. Ce site, présentant un aléa à court terme, a été choisi suite à un éboulement faisant deux morts (29 janvier 2004) afin d'évaluer au mieux sa stabilité, ce qui a permis de déterminer par ailleurs des solutions de confortement.

Site 2 : le site du Rocher du Midi, situé dans le massif du Vercors, est constitué d'une falaise calcaire de 200 *m* de hauteur. Une écaille potentiellement instable d'environ 50000  $m^3$  a été identifiée, prédécoupée par une fracture à l'arrière. Ce site a été choisi pour tester la complémentarité des méthodes géodésiques et géophysiques. Il fait partie du projet " Camus " du programme "Risque Décision Territoire" du ministère de l'écologie et du développement durable.

## 2.2 Aléa mineur (gorge de la Bourne) : apport du géoradar à haute fréquence (500 MHz – 800 MHz)

Ce paragraphe est constitué d'un article publié au Journal "Engineering Geology". L'étude s'est effectuée suite à l'éboulement du Ranc survenue le 21 janvier 2004. Une écaille haute de 30 m, large de 15 à 18 m et épaisse de 4 à 5 m a été repérée par le bureau GEOLITHE et sa stabilité pose problème étant donné que des fissures ouvertes de 20 cm sont visibles de chaque côté sur une hauteur de plusieurs mètres. Dans cet article, l'acquisition en mode réflexion de données radar à haute fréquence (500 et 800 MHz) est illustrée, complétée par une acquisition en mode *CMP*. L'originalité de cette étude provient de la possibilité de confronter les interprétations géoradars avec (1) des sondages géotechniques et (2) des fractures visible après que le minage de la roche ait été réalisé.

## On the potential of Ground Penetrating Radar investigations to help mitigation work choice of a prone to fall rock scale: the Gorges de la Bourne example.

Jacques Deparis<sup>1</sup>, Stéphane Garambois<sup>1</sup>, Didier Hantz<sup>1</sup>

<sup>1</sup>LIRIGM-LGIT, Maison des Géosciences, Université Joseph Fourier,  
BP 53, 38041 Grenoble Cedex 29, France.

Corresponding author :

Jacques Deparis

Maison des Géosciences

LIRIGM - UJF

BP 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France

Tel : +33 476 82 80 68

e-mail : jacques.deparis@ujf-grenoble.fr

Abstract: The stability of a potentially unstable rock mass is highly sensitive to the continuity of the joints cutting it. The rock fall hazard assessment, generally based on surface geological observations and on a simple geomechanical model, suffers from the lack of information on the 3D geometry and the properties of the joints. This case study investigates the potential of Ground Penetrating Radar (GPR) measurements regarding hazard assessment in hard rock. GPR was used to detect and characterize fractures that could cause the failure of an overhanging rock mass located above a road in "the Gorges de la Bourne" (France). GPR data were acquired using high frequency shielded antennae (500 & 800 MHz) to assess the extension of these cracks and to detect other possible fractures. Combined with a velocity profile deduced from a Common Mid-Point (CMP) analysis, these measurements provided detailed images of the fracture network, which were consistent with turn rate velocity measurements performed in two horizontal boreholes. The rock bridges percentage in the critical joints was estimated from GPR data to be too low to ensure the stability of the overhanging rock mass. Consequently, mining of the rock mass was decided. Afterwards, a comparison between GPR images and the real joints observed after mining also confirmed the GPR interpretation for the location and the extension of the joints.

### 2.2.1 Introduction

Since a few decades, growing urbanization in mountainous areas has generated an increase of natural risk. Possible natural hazards as rock falls are difficult to predict, as instability precursors are rather limited and pre-failure rock mass displacements are very slow. To face socio-economical pressure as well as growing safety needs, long term hazard assessment is necessary. It needs a systematic detection and evaluation of potential rock falls at the massif scale (Hantz *et al.*, 2003).

Nowadays, detection is usually limited to the visual search for typical configurations that favor a failure mechanism. Once a potentially unstable mass has been detected, its failure probability, which both depends on the present state of stability and on its time evolution, has to be estimated. For the first point, well known limit equilibrium methods can

be used to derive a safety factor, but they need mechanical and geometrical data (e.g. Hoek et Bray, 1981). The mechanical properties of intact rock specimen on one hand and of small portions of joints on the other hand can be determined from laboratory experiment. The joint orientations are generally extrapolated from surface measurements. However, the overall strength of a potential failure surface depends on the strengths of both joints and intact rock, as well as on the size and location of intact rock bridges along the failure surface. For example, back analysis of past rock falls in the calcareous cliffs of the Grenoble area (French Alps) have shown that the safety factor is very sensitive to the rock bridges proportion in the potential failure surface, and that a proportion of the order of a few percents is generally sufficient for the stability (Frayssines et Hantz, 2006). Unfortunately, the rock bridges proportion and locations can not be determined from surface observations, as they are generally entirely hidden from the surface..

It ensues that the key point for a better evaluation of the present stability of potentially unstable rock masses lies in a better knowledge of their internal structure, particularly of the persistence of the joints. Traditional investigation methods, like boreholes, are not adapted because they provide only 1-D local information on the depth of a joint, but do not assess its spatial continuity.

Among the wide range of available geophysical methods, Ground Penetrating Radar (GPR) is the most suitable to provide precise information about the near surface structures of the underground. This is due to i) its good vertical and horizontal resolution, which depends on the rock characteristics and the chosen frequency antenna, ii) its interesting penetration depth in resistive materials to detect deeper fractures, iii) its sensitivity to complex dielectric permittivity contrasts and iv) the low weight of the GPR equipment. In the last decade, GPR was extensively used for fault and fracture mapping in 2D (Benson, 1995; Toshioka *et al.*, 1995; Stevens *et al.*, 1995; Demanet *et al.*, 2001; Rashed *et al.*, 2003) and in 3D (Grasmueck, 1996; Grasmueck *et al.*, 2005; Pipan *et al.*, 2003). Pettinelli *et al.* (1996) and Pipan *et al.* (2003) showed, from 2D and 3D radar measurements that discontinuities filled with clay, water or air are clearly detectable when an appropriate signal frequency is used.

Considering these results, GPR experiments conducted along vertical cliffs emerged since a couple of years. Jeannin *et al.* (2006) notably presented 100 MHz GPR reflection profiles performed on a limestone cliff, which reached a penetration depth of 20 m with a satisfactory vertical resolution of 25 cm. They showed that location and orientation of several reflectors coincide with the fractures observed from the surface. Roch *et al.* (2006) acquired 3D GPR data, which were combined with photogrammetric data to derive a quantitative 3D interpretation in term of discontinuities. They notably imaged a major fracture, which presents an extent of 350 m<sup>2</sup> partly at the surface of the rock wall. However, neither of these interpretations were validated by independent measurements and directly served to hazard assessment and mitigation.

In this paper, we illustrate how GPR measurements performed on a potentially unstable rock slab overhanging a road can help for hazard assessment and mitigation decision. GPR measurements consisted in two vertical reflection profiles acquired from the cliff wall using 500 MHz and 800 MHz shielded antennas. They were supplemented by a Common Mid-Point survey (200 MHz unshielded antennas) designed to derive velocities within the

rock mass. The obtained images, which were confronted to independent structural investigation acquired from two horizontal boreholes, helped to assess the distribution of rock bridges and consequently to directly estimate the rock fall hazard and to propose a mitigation method. Furthermore, an originality of this study lies in the possibility of confronting afterward interpretations of the GPR images to fracture scars visible after mining.

### 2.2.2 Description of the studied site

The "Gorges de la Bourne" are located in the Vercors massif (French Alps, Fig. 2.1), about 25 km south-west from Grenoble. The Bourne River incises massive limestone of lower Cretaceous age (Urgonian facies), forming vertical cliffs up to 200 meters in height. The intact rock is not weathered, as attested by a longitudinal seismic P-wave velocity measured around 6000 m/s at the scale of a 80 mm rock sample and by a uniaxial compressive strength about 140 MPa. The intact rock presents a porosity lower than 1 % and low clay content, allowing for karstification and dry conditions. The 10 km long road (D531), which was built between 1861 and 1872, runs through the gorges and often undercuts the steep limestone cliff. It frequently experienced collapses in the past.

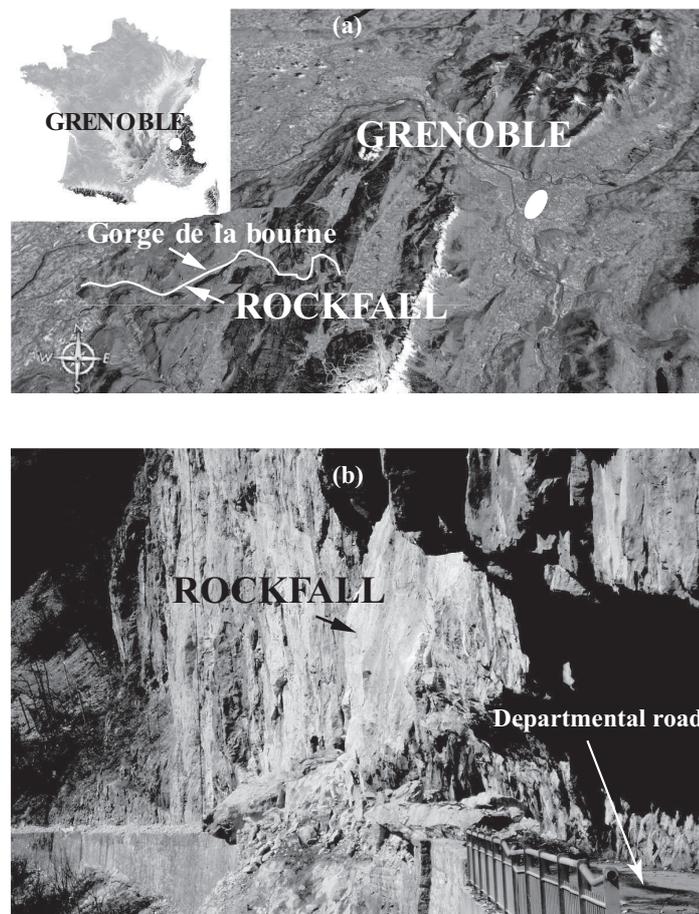


Figure 2.1: (a) Satellite sight of Grenoble area and location of the Gorges de la Bourne rock fall (French Alps). (b) Photography of the rock fall event of 2004.

On the 29<sup>th</sup> January 2004, 2000 m<sup>3</sup> of rock collapsed during the night (Fig. 2.1 b), killing two people in a car. At that place, the road undercut the cliff by 4 meters. The observation of the scar showed that the fallen rock mass was bounded to the stable part of the cliff by rock bridges, which represented only 5 % of the total surface of the scar (Frayssines, 2005). The other part of the scar is formed of pre-existing fractures, whose surface is coated with a calcite crust. It indicates that it was opened enough (probably a few centimeters) for water to seep inside. Consequently, freezing and thaw cycles in winter associated to thermal cycles in summer have certainly decreased stability. The geometrical configuration corresponds to the first of the typical rock fall configurations which have been identified by Frayssines et Hantz (2006) in the calcareous steep cliffs of the French Subalpine Ranges, with subhorizontal bedding (Fig. 2.2 a).

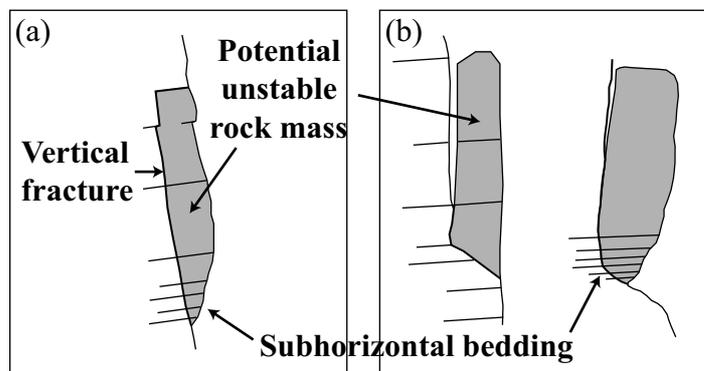


Figure 2.2: Typical failure configurations in the limestone cliffs with subhorizontal bending. Bedding dips less than 30° and joints define a translational sliding (a) or a composite sliding surface (b) (after Frayssines et Hantz, 2006)

A steep potential translational sliding surface is defined by joints, more or less perpendicular to bedding. This sliding surface may be a planar or a wedge surface. In the second type (Fig. 2.2 b), the potential failure surface is formed of a combination of a steep rearward part and a flatter sole. For both types, the failure mechanism may be a slide or topple, depending on the presence and the importance of an overhang.

A few tens of meters upstream from the 2004 event, the road again undercuts the cliff, forming a 2.5 m deep overhang under a slightly marked spur (Fig. 2.3).

A geological survey of the overhanging rock mass showed it was cut by subhorizontal bedding planes and subvertical joints, parallel to the cliff, forming vertical rock slabs or scales. Potential failure mechanisms of both types (displayed on Fig. 2.2) can occur, but the state of stability of the cliff highly depends of the three-dimensional location and persistence of joints. In particular, a vertical joint striking N 60°, which is opened of several decimeters and located 5 m behind the cliff wall, was visible on the right upper part of the spur, but its lateral and vertical extension was unknown. These preliminary observations illustrated well the difficulty to estimate the associated rock fall hazard without any other available information. In this context, only boreholes and GPR investigations can provide the needed information.

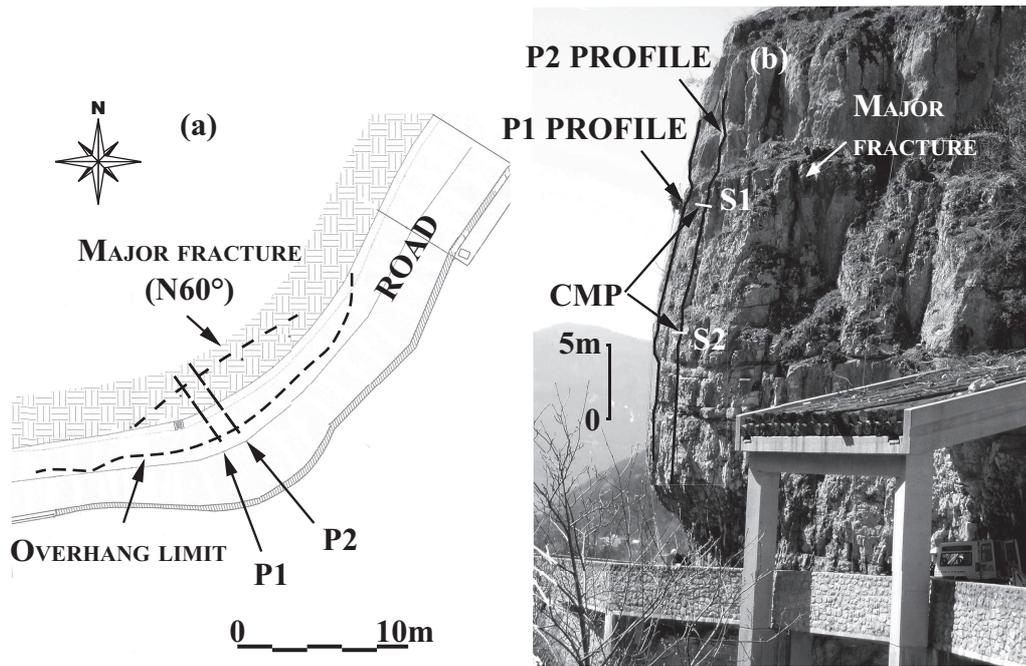


Figure 2.3: Schematic view (a) and photography (b) of the studied potentially unstable rock slab, with location of the main fracture. The locations of the GPR vertical profiles and CMP survey are displayed.

### 2.2.3 GPR acquisition and processing

GPR measurements were acquired with a RAMAC GPR system along two vertical reflection profiles (P1 and P2), 2 meters apart and whose locations are displayed on figure 2.3 b. These profiles were supplemented by a Common Mid-Point (CMP) survey located along the P2 profile. The 200, 500 and 800 MHz data were acquired using a sampling frequency of respectively 2000, 4000 and 5000 MHz, and during 420, 230 and 200 ns. All of measurements were stacked 128 times. As fractures are almost vertical, antennas must be placed on the cliff wall. An operator must go down the cliff to ensure a satisfying antenna/rock coupling.

#### Vertical Radar Profiles

Two vertical profiles were acquired using 500 MHz and 800 MHz shielded antennas (P1 and P2, Fig. 2.3a). An illustration of the main GPR data processing steps needed to derive a representative image of fractures is displayed on figure 2.4 for profile P1, acquired with 500 MHz antennas.

The software used for processing is Seismic Unix (Stockwell, 1999). The processing chain of raw data (Fig 2.4 a) includes: i) DC removal (continuous current), zero-phase band-pass filtering (depending of antenna frequency) and Automatic Gain Control (AGC) time equalization (Fig. 2.4 b), followed by ii) static corrections computed for surface topography and time to depth conversion (Fig 2.4c). The velocity used for time to depth conversion was derived from the afterwards presented analysis of CMP data. As reflectors are almost vertical and that no diffracted waves are visible, no migration process was

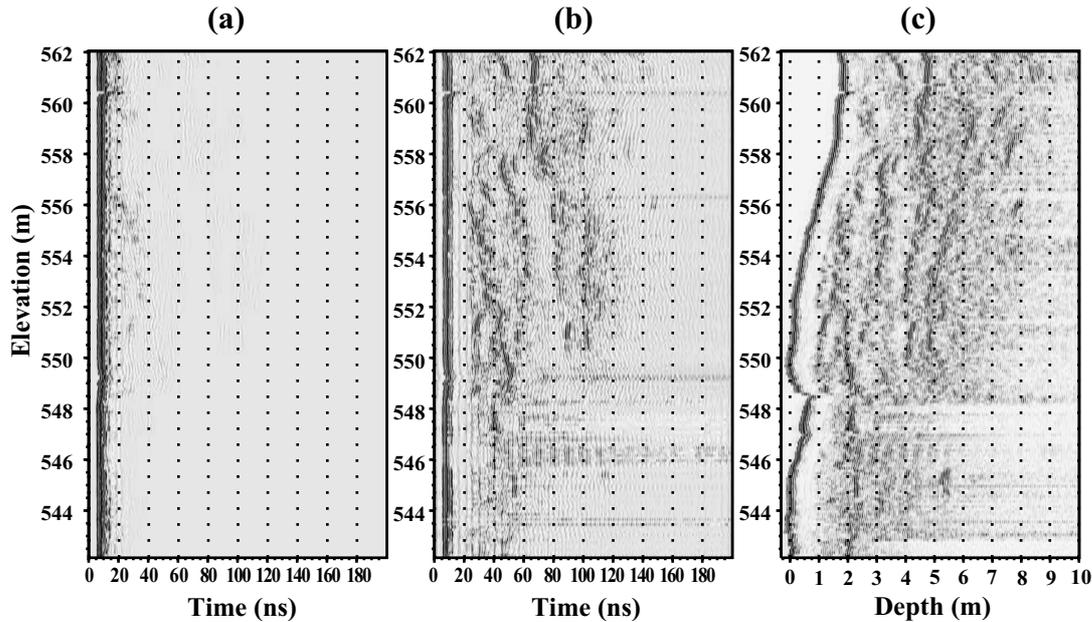


Figure 2.4: Example of processing of the 500 MHz P1 GPR profile. (a) Raw data. (b) Processed data using i) a DC removal, ii) a zero-phase band-pass filter and iii) an AGC time equalization. (c) Same process than (b) after static corrections and time to depth conversion.

applied to the data, preventing the appearance of undesirable noise. Figure 2.4c clearly shows various reflectors, which are more or less continuous on the entire vertical profile. This example underlines the necessity to compute static corrections when high-resolution images are desired.

### Velocity analysis

To convert time (two-way traveltime) to depth on GPR profiles acquired in a reflection mode, a CMP survey is required, which gives the mean velocity as a function of the distance behind the cliff face. As the distance between the transmitting and receiving antennas varies during the survey, we were forced to use 200 MHz unshielded antennae, which were the highest frequency antennae available. The CMP survey was made from the middle of the P2 profile (Fig. 2.3). As the dispersive effect of the effective permittivity is low in limestone formations within the [100-1000 MHz] frequency range (Hollender, 1999), it is reasonable to apply the derived 200 MHz velocity field to 500 MHz and 800 MHz GPR images for time to depth conversion.

Acquisition of a CMP on a vertical cliff is not an easy task and requires two operators carrying one antenna each, who moved respectively up and down on the cliff face from the central point. In our study, the distance between the transmitting and receiving antenna increased by 10 centimeters steps from the central point, until a 10 m offset was reached. The CMP section was first filtered using a [50-300 MHz] band pass Butterworth filter and processed using an AGC time equalization.

Several different waves can be observed on the CMP section (Fig. 2.5 a). The direct air wave appears first with a velocity of 30 cm/ns, followed by the direct ground wave propa-

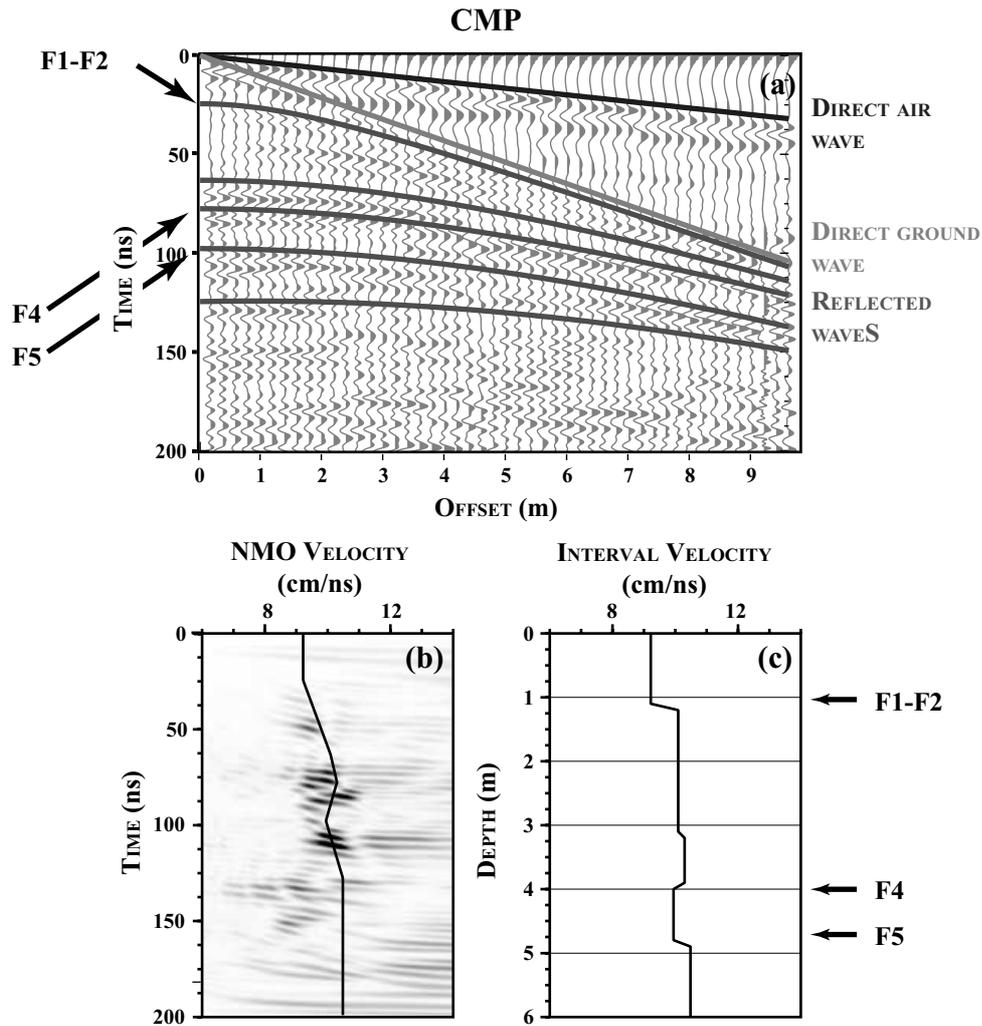


Figure 2.5: (a) Filtered CMP data showing the direct air wave (velocity of 30 cm/ns), the direct wave propagating in the limestone and several reflected waves whose corresponding hyperbolae picking was superimposed. (b) Semblance analysis of reflected events and deduced NMO velocity profile as a function of time. (c) Interval velocity profile deduced from the NMO velocity profile using the Dix (1955) formula.

gating in the limestone. The amplitude of the latter is very low at large offsets compared to the reflected wave amplitude, due to antenna radiation pattern, which preferentially focalizes energy downward (Lampe *et al.*, 2003). Then, one can observe different hyperbolic events (denoted F1-F2, F4 & F5), which correspond to deep reflected waves. The main crack (F4), which is visible on the right upper edge of the spur (Fig. 2.3), corresponds to the event arriving at 80 ns on the CMP. The origin and extension of the other waves will be discussed afterwards.

The normal move-out (NMO) was analyzed using the semblance maxima approach (Yilmaz, 1987), which is commonly used in seismic processing and yields the stacking velocity (Fig. 2.5 b). Five reflected events were picked on the basis of the combined semblance image and on CMP gather panels, where hyperbola adjustment refined the NMO velocity profile with a precision of 0.2 cm/ns (Fig. 2.5 a-b). The picking was

carried out on the basis of the 500 MHz image, which permitted to better distinguish and identify the different reflectors. The event arriving around 50 ns at zero-offset is a multiple of reflector F1-F2 (see next section), and was not considered in the velocity analysis.

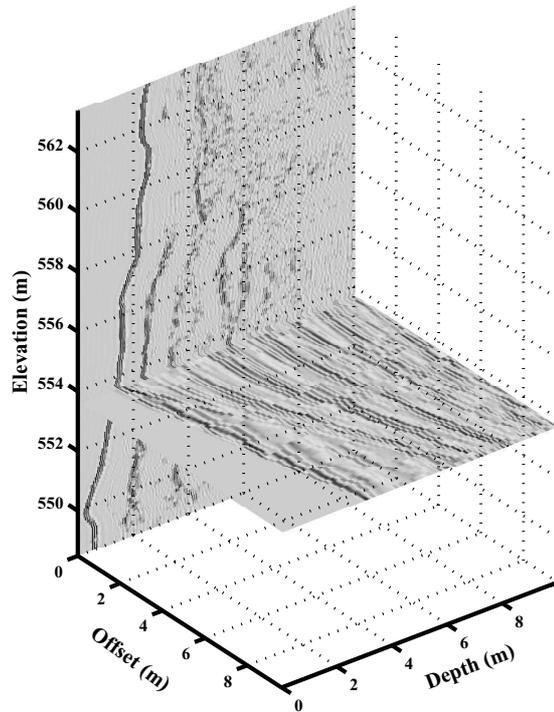


Figure 2.6: Combined view of the vertical 500 MHz P2 profile and the 200 MHz CMP survey.

The average interval velocities  $V_{i,j}$  between times  $t_i$  and  $t_j$ , were computed from the NMO velocity using the Dix formula (Dix, 1955). Although this process may suffer from numerical problems when reflections are closely spaced or when RMS velocities vary rapidly (Clapp, 2001), it allows the interval velocities to be approximately derived when reflectors are almost parallel. The computed velocity profile (Fig. 2.5 c) shows a 1 m thick rock layer presenting a velocity centered on 9 cm/ns near the cliff face, followed by a higher velocity layer within the rock mass, characterized by an almost constant velocity around 10 cm/ns between 1 and 6 m of depth. Deeper small velocity changes are not sufficiently significant to be interpreted. The velocity contrast between the layers may be due to different amounts, openings and fillings of micro-fractures in each block. The higher amount of micro-fractures would be located within the first layer if their filling is clay or water (lower EM velocity) or within the second one if their filling is air (higher velocity). This first option is preferred considering the high micro fracturing in the superficial part of the rock mass. To conclude with this velocity analysis, it is noticeable that in our case, this observable was unable to directly retrieve fracture properties (aperture, velocity). This is due to the impossibility to distinguish two reflections coming from both fractures faces with our 200 MHz antennas.

Time to depth conversions of GPR profiles were performed considering the derived velocity profile. Figure 2.6 presents a superimposition of the vertical GPR image acquired

along the P2 profile (with 500 MHz shielded antenna) and the CMP section (with 200 MHz unshielded antenna). Such a perspective view shows the continuity of all reflections and the consistency of reflected events over frequency, confirming that dispersive effects are low. It is noticeable that the 200 MHz CMP exhibits a larger penetration depth, and was able to detect fractures deeper than 6 m.

### Multifrequency vertical profiles

Figures 2.7 and 2.8 present GPR images acquired on the cliff wall on P1 and P2 profiles respectively, using 500 MHz and 800 MHz antennas. The images are presented after filtering (with an adapted band-pass frequency filter depending on antenna) and processing, as illustrated on figure 2.4. For both profiles, penetration depth can be estimated around 6 m for the 500 MHz antenna with a resolution of 5 cm and 4 m for the 800 MHz antenna with a resolution of 3 cm, which corresponds to the quarter EM wavelength (Reynolds, 1997). The time to depth conversion was applied using a constant velocity of 10 cm/ns, which was deduced from the CMP analysis.

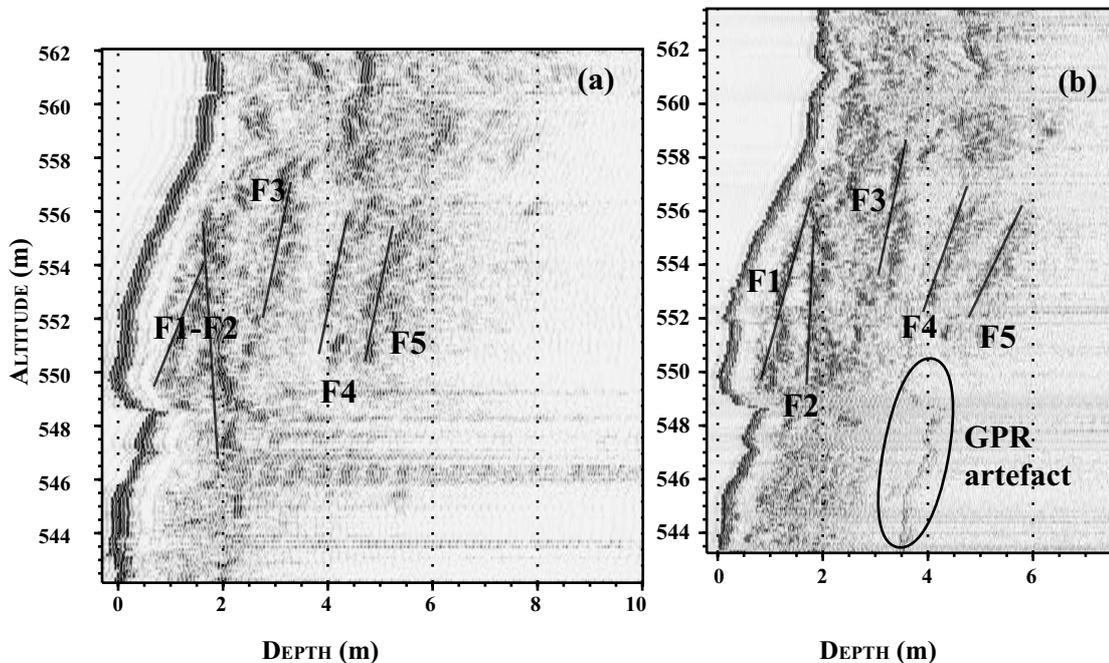


Figure 2.7: GPR images of profile P1 acquired at 500 MHz (a) and 800 MHz (b) after processing and filtering.

On Profile 1, numerous events appear more or less continuous within the rock mass and can be precisely located. The first two (F1 and F2) are almost parallel to the cliff face. If they are hardly separated on the 500 MHz image, their continuity and separation between elevation 550 and 560 m can be better estimated using the 800 MHz image. These fractures seem to meet at around 557 m of elevation, at 1 m depth. The extension of the F2 fracture between elevations 543 m and 548 m is better imaged on the 500 MHz vertical GPR profile. The F3 fracture is also almost parallel to the cliff face but is less persistent than F1 and F2, especially between elevations 558 m and 560 m. That can

be an indication of the closing of the fracture or the presence of important rock bridges. This fracture seems to join the F2 fracture at an elevation of around 549 m, at 2 m depth. Finally, two deeper events (F4 and F5) between 4 m and 5 m depth are well defined in the upper part of the profile (between elevation 563 and 550 m). The F4 event corresponds to the main crack observed on the right upper edge of the spur. The fact that no event was detected in the lower part (below 550 m) is an indication of the closing or vanishing of the fractures F4 and F5, i.e. they may be too thin to be detectable using these antennas or they may end at 550 m elevation. The observed event at 3.5 meters of depth and parallel to the cliff wall on the lower part of the 800 MHz image corresponds to an artefact of the source antenna, which emitted a secondary pulse. A careful observation of the reflection waveforms indicates interferences between reflections on both sides of the fractures, which can not be separately imaged. Consequently, no quantitative information on fracture aperture can be directly obtained from the images.

Profile 2 was not acquired continuously due to the presence of an overhang on the cliff face.

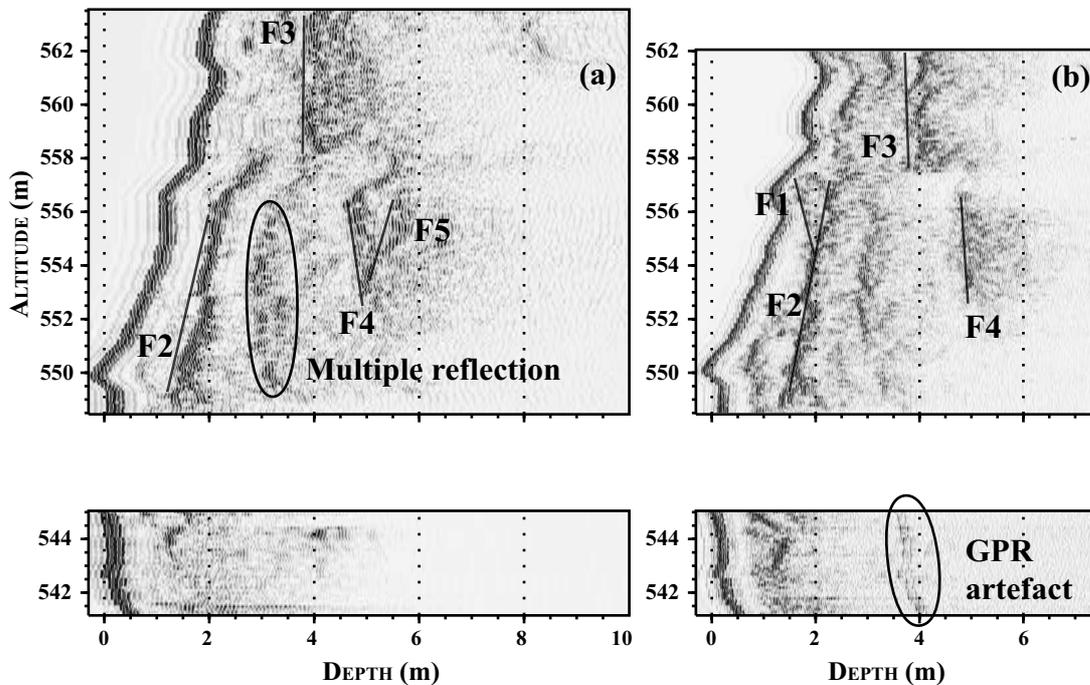


Figure 2.8: GPR images of profile P2 acquired at 500 MHz (a) and 800 MHz (b) after processing and filtering.

However, the obtained GPR images also present numerous events, whose reflectivity highly depends on the location within the rock mass. They have been supposed to be the continuation of the fractures identified on the profile 1. Located directly behind the cliff wall, the F1 fracture was well imaged only on the 800 MHz image. It is not really continuous, except in the lower part of the profile (between elevation 550 and 556 m) where it shows a common section with the F2 fractures. The second fracture F2, which is located between 1 m (upper part) and 2 m (lower part) behind the cliff face, is almost continuous all along the profile. Fracture F3 is imaged only in the upper part of the profile (between

elevation 558 and 564 m), at 2 m of depth. The event imaged in the lower part (at the same depth) seems to correspond to a multiple of F2 (following classical considerations on time and dip of the reflected wave, (Reynolds, 1997), prolonged in the 800 MHz image by the source artifact already discussed. This interpretation was confirmed afterwards with borehole investigations showing the absence of fractures in this part. As on the P1 profile, the F4 fracture does not appear under the elevation of 550 m. Separation between F4 and the deeper F5 fracture is better imaged with the 500 MHz antenna (F5 is almost invisible on the 800 MHz image, due to depth penetration limits). Given that the cliff wall strikes at N60 between the two profiles, the fact that the F4 joint appears at the same depth in both profiles shows that it also strikes at N60 and that it corresponds to the main fracture shown on the figure 2.3.

## 2.2.4 Comparison with borehole investigations and post-mining observations

### Borehole investigations

In order to estimate locally and precisely fracture locations and apertures, two horizontal 70 mm diameter boreholes were drilled along the P2 profile at elevations 555 m and 549 m respectively (S1 and S2, Fig. 2.3). They were performed using the down-the-hole hammer destructive technique, and recorded the turn rate velocity (S1, Fig. 2.9; S2, Fig. 2.10), a parameter sensitive to changes in material properties. In our case, a low turn rate velocity corresponds to a hard material (limestone), and a high one to a soft material (clay, sand or air inside the fracture).

On the S1 borehole, four fractures were detected, located at depths of 1, 1.20, 3.60 and 4.30 meters. Their aperture varies from a few cm to 20 cm. On the S2 borehole, we can distinguish four principal events, located at depths of 0.5, 1.20, 2.1 and 4.9 meters. Their aperture varies from a few cm to 15 cm. Smaller events, which are present on both soundings, were not considered because of their unreliability. Figures 2.9 and 2.10 present both borehole measurements (a) and processed GPR traces acquired prior to drilling at the borehole locations for the 500 MHz antenna (b) and 800 MHz antenna (c). These images make it possible a direct comparison between both techniques. It is clear that the four main fractures intersected by the S1 sounding correspond to those detected by GPR (F1, F2, F4 and F5). On the S1 sounding, F1 and F2 fractures are distant from a few centimeters, a resolution which is not provided by either GPR antenna, which show a global complex reflection. F4 and F5 fractures are correctly detected and located with the 500 MHz antenna but the F5 fracture is too far from the surface to be clearly detected by the 800 MHz antenna. It is noticeable that a complex reflection appears for the thick F5 fracture, certainly due to multiple reflections between both sides of the crack (thin-layer case). Both antennas show an unexplained reflection at a depth of 1.6 m, which does not appear in borehole measurements. This event may be related to 2D or 3D local geometry of the F1-F2 fractures (visible at 550 to 555 meters on Fig. 2.8), generating multi-reflections from a single rough interface.

On the S2 sounding, the three main fractures are well correlated with those identified

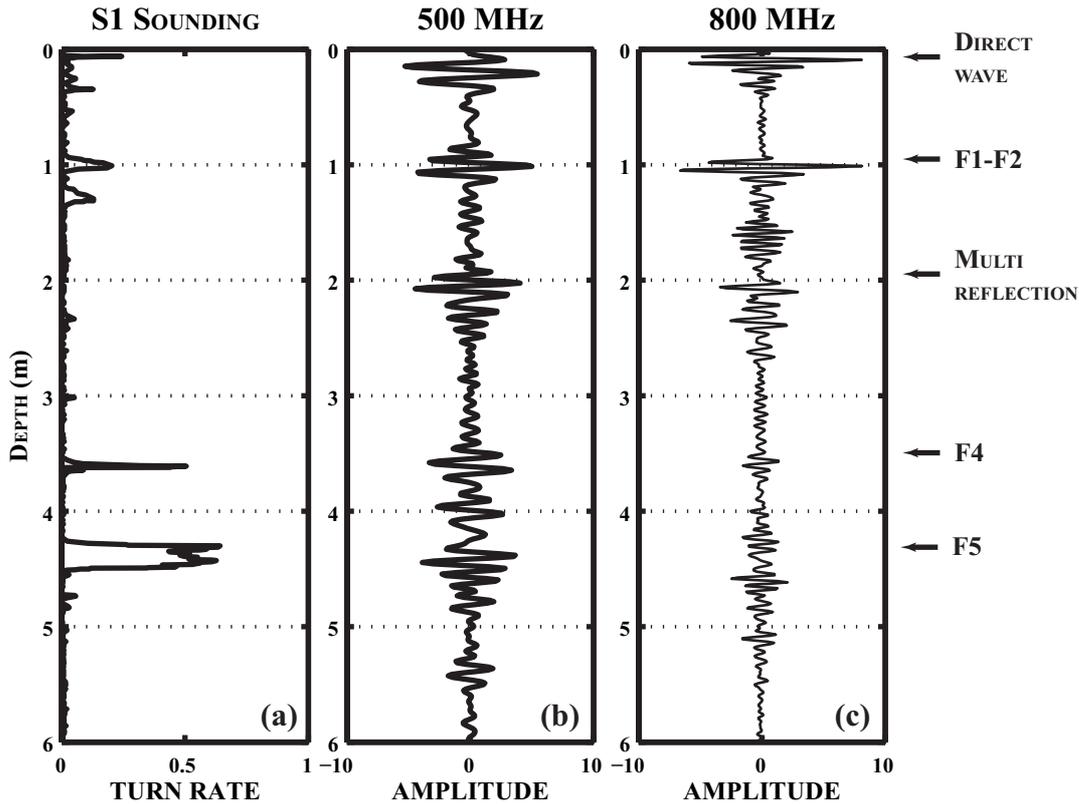


Figure 2.9: (a) Borehole measurements displaying the turn rate velocity as a function of depth (elevation 555, profile 2). Corresponding GPR traces acquired before drilling and presented after processing and filtering for the 500 MHz antenna (b) and 800 MHz antenna (c).

from GPR images (F1, F2 and F4). There exists another fracture on S2 sounding at a depth of 2 meters, which also appears on GPR traces. However, as its continuity is rather limited on GPR profiles, this event was not considered in the structural interpretation. Contrary to the S1 sounding, F1 and F2 fractures are well separated both on S2 sounding and on GPR traces. On the other hand, at this location, F4 and F5 fractures are not well separated (even in S2 borehole measurements and on GPR corresponding traces). Numerous reflections appear between 2 and 4 m depth in the 500 MHz image. They should correspond to small fractures, which were not interpreted on the vertical GPR images due to their lack of continuity. They are correlated with a small increase of the turn rate velocity between 3 and 4 meters of depth, indicating the presence of a softer material. This comparison shows the potential and limits of GPR for fracture characterization: the main fractures can be correctly detected and located in the condition that they are sufficiently opened and separated from each other. Otherwise it creates a complex reflectivity pattern. It is noticeable that, although 2D or 3D geometrical effects as well as presence of multi-reflected or diffracted waves could worsen GPR images, the consistency between GPR images and borehole measurements is remarkable.

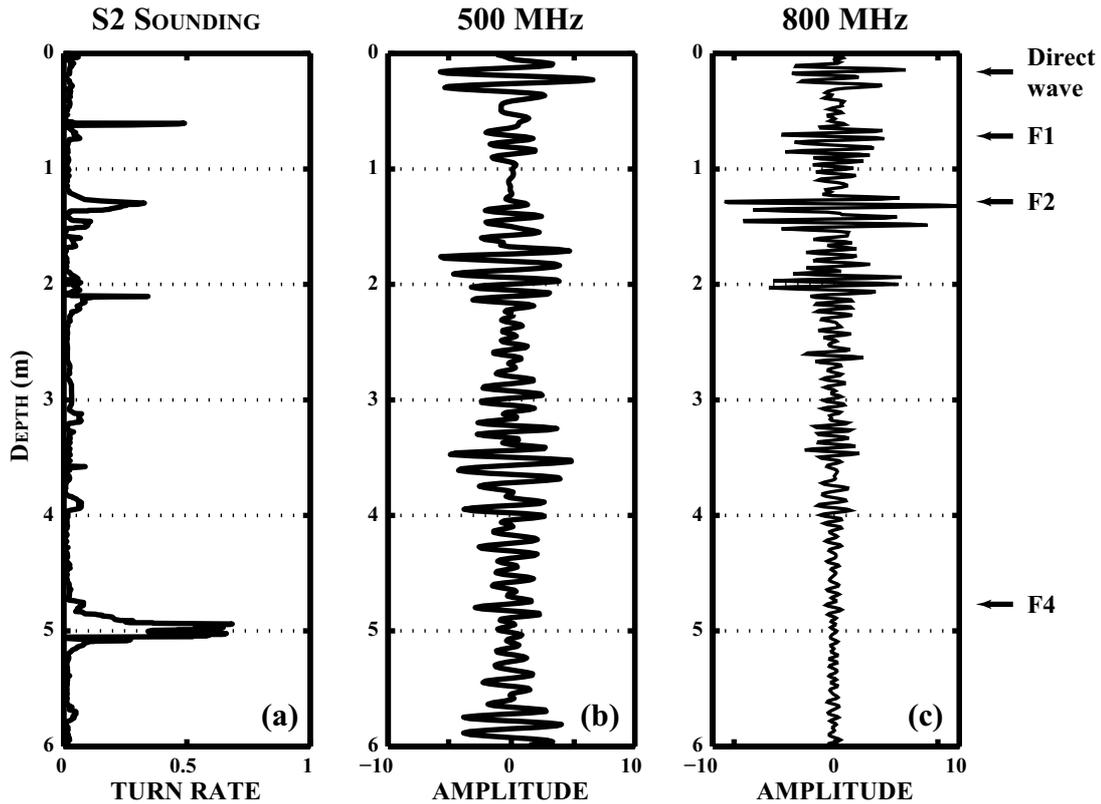


Figure 2.10: (a) Borehole measurement displaying the turn rate velocity as a function of depth (elevation 549, profile 2). Corresponding GPR traces acquired before drilling and presented after processing and filtering for the 500 MHz antenna (b) and 800 MHz antenna (c).

### Post mining observations.

By considering GPR and borehole interpretation in term of rock bridges presented hereafter (Fig. 2.11), the authorities decided to mine the rock slab in order to enhance the safety of the road. This mining makes it possible to compare fractures visible after mining with GPR images obtained before mining. Figure 2.12 displays a photography of the rock wall after mining and associated interpretation. The surface which has been exposed after mining appears with a light colour, in contrast with the patina which covers the surrounding rock surface. Above the elevation of 549 m, it corresponds to the pre-existing F4 and F5 fractures, which have been exposed by blasting. No evidence of clay or sand filling, nor of rock bridges was visible on their surface, which is coated with a calcite crust. Under the elevation of 549 m, where blast holes are visible, no pre-existing fracture has been opened by blasting, but a fresh fracture surface in the rock material has been created, which is highlighted on figure 2.12 b. This suggests that the F4 and F5 fractures, which were detected by GPR measurements (Fig. 2.11), do not extend under this elevation. This is confirmed by the fact that these fractures seem to vanish under the same elevation, when viewed from the right edge of the spur. This vanishing was also detected by GPR.

In the area where the P2 profile was acquired, observation after mining shows a more complex structure: at 554 meters elevation, the F4 and F5 fractures meet, as already shown on the P2 GPR profile (fig 2.11 b).

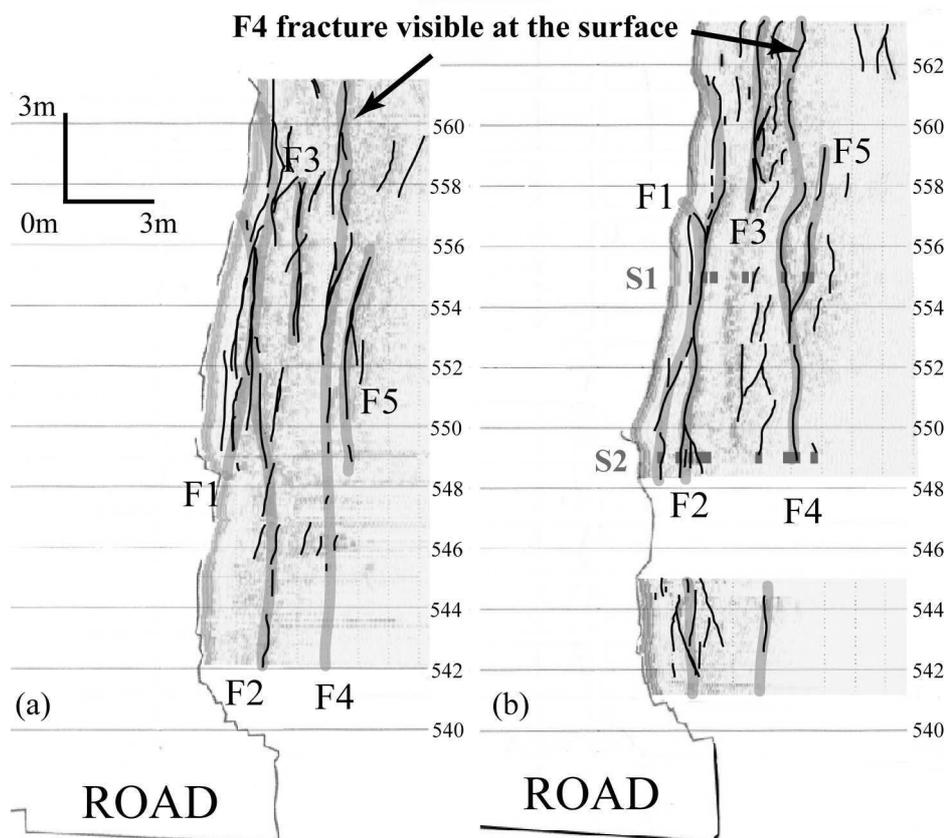


Figure 2.11: Interpretation of P1 (a) and P2 (b) vertical GPR images in term of fractures continuities and rock bridges. Thin black lines correspond to fractures detected by GPR, thick grey lines correspond to interpreted structural model.

## 2.2.5 Discussion

### Potential of GPR for precise fracture detection and location

Based on this study, it is clear that a single GPR profile combined with a CMP acquisition, makes it possible to determine the extension, in the direction of the profile, of a fracture

observed locally at the surface (F4 in this case). It also appears that an invisible fracture parallel to the cliff can be located using two GPR vertical profiles (F2 in this case). However, a horizontal profile is necessary to better assess the horizontal continuity of this fracture. Ideally, a complete 3D determination of the fractures would need a set of close parallel and perpendicular GPR profiles as well as a 3D processing (migration) and interpretation.

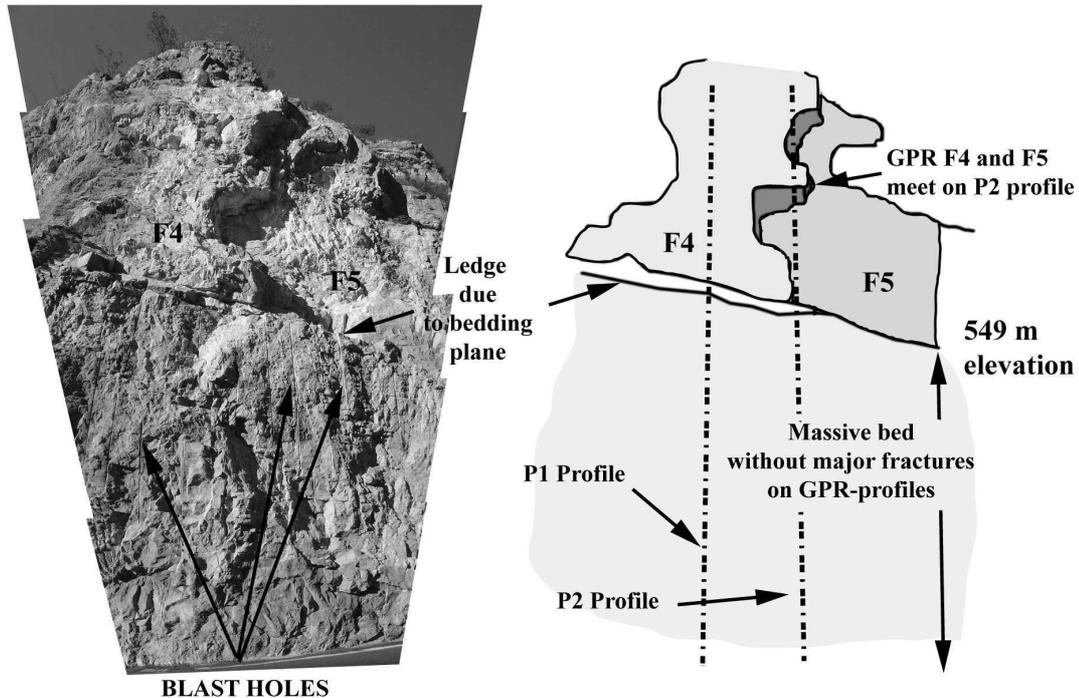


Figure 2.12: Photography (a) and schematic interpretation (b) of the rock scale after mining.

In our case study conducted in massive limestone, the penetration depth of EM waves is estimated to be 6 m with a 500 MHz antenna and 5 m with a 800 MHz antenna, with corresponding theoretical vertical resolutions of 5 cm and 3 cm. There is a minimal aperture for a fracture to be detected by GPR, according to the filling material in the fracture, the propagating medium and the frequency acquisition. Due to this limitation, the method provides information on the minimal extension of the fractures and reciprocally, on the maximal extension of the rock bridges, which link the potentially unstable compartments to the stable rock mass. CMP acquisition is a crucial part of GPR investigations when other information are not available. It permits to establish the velocity of the EM waves, and to localize precisely the fracture on the reflection profile, with a simple time to depth conversion. The remarkable consistency between borehole measurements, GPR images and post-mining observations, confirms the potential of GPR investigations, but also underlines a few limits (multi-reflections, 2D or 3D geometrical effects). Moreover, GPR is unable to distinguish fractures separated by a distance lower than a half-wavelength.

### Contribution of GPR to Hazard assessment

GPR surveys have highlighted the fractures which define potentially unstable rock compartments. The F1, F2 and F3 fractures, located less than 3 m behind the cliff wall, define a type A failure configuration (Fig. 2.2 a), with a possible translational slide or a topple, depending on the exact three-dimensional morphology of the rock surface. The F4 fracture, located 4 to 5 m behind the cliff wall, defines a type B failure configuration, with a possible compound slide or hyperstatic topple (Fig. 2.2 b), which have been analyzed by Frayssines (2005). For the type A configuration, given the steep slope of the failure surface, the present stability mainly depends on the cohesion and tensile strength of the failure surface, rather than on its friction angle. These parameters are proportional to the proportion of rock bridges on the potential failure surface. As EM waves are not able to detect too thin fractures, the default estimation of the fracture extension can lead to a maximal value for the factor of safety. Theoretically, such estimation is appropriated to justify mitigation measures, but not to guarantee the stability of a cliff. However, the geological regional context can be used to decide if the disappearance of a fracture on a GPR profile is due to a lower aperture or to the end of the fracture (occurrence of a rock bridge). In a karstic limestone, intact rock bridges are frequently met even in largely opened karstic fractures. Consequently, disappearances of fractures on a GPR profile may be preferentially attributed to the occurrence of a rock bridge. Geomechanical modelling makes it possible to analyze the present state of stability for slide or topple of an overhang (Frayssines, 2005), but is unable to predict its future evolution. It is the reason why rock fall hazard assessment is usually a qualitative assessment, based on expert judgement. In the present case, the main parameter which has been taken into account is the proportion of rock bridges. The maximal linear percentage of rock bridges for the F1 fracture reaches 8 and 10 % respectively along P1 and P2 profiles, and for the F2 fracture, it reaches 6 and 8 % respectively along P1 and P2 profiles. These maximal values, derived from GPR interpretation, have been considered too low to ensure the long term stability of the overhang, and mitigation measures have been decided. For the type B configuration, the possible failure mechanisms are more complex than for the type A and need other fractures than those which were detected from GPR. As the cliff is made of Urgonian limestone, which is sensitive to dissolution, there are few chances that the F4 fracture is connected to another fracture dipping towards the road, without the latter being enlarged by dissolution and so, visible on GPR images. For this reason, a type B failure has been considered as improbable. Consequently, estimation of the potentially unstable volume was reduced thanks to GPR measurements. Mitigation consisted in mining the overhanging slabs. A pre-splitting plane was designed to obtain a vertical wall above the road. The blast holes are now visible along the road, under the elevation of 548 m (Fig. 2.12).

#### 2.2.6 Conclusion

This case study illustrates well how GPR measurements acquired on a limestone cliff can help for fracture characterization and consequently for hazard evaluation. All needed GPR data were acquired during one day along two vertical profiles on the wall of a limestone cliff. Combined with a Common Mid-Point survey, which provided GPR velocities within

the investigated rock mass, they provided detailed images within the first 6 meters behind the cliff face. These multi-frequency images made it possible to detect several vertical fractures and to study their continuity with a satisfying vertical resolution. The derived interpretation, which was locally consistent with borehole measurements and post mining observations, was the input to compute a maximal linear percentage of rock bridges. This property is the crucial parameter for stability assessment. The maximal percentage of rock bridges along a non observed 2 m deep fracture was low enough to justify remedial measures to prevent the fall of a 2 m thick slab. On the other hand, the probable percentage of rock bridge on a deeper potential failure surface was considered high enough to reject the possibility of the fall of a 4 to 5 m thick slab. So the rock volume to be mined has been reduced. In the future, such a study can be easily performed in 3D in order to get reliable 3D GPR images and 3D information about rock bridges. In addition to its efficiency to image the fracture network, GPR data exhibited sometimes complex fracture reflectivities, which should contain information about fracture properties (aperture, filling). These data will be used in the future, considering two different inversion approaches to help for quantitative characterization. The first one uses the frequency sensitivity of the reflectivity (Grégoire *et al.*, 2003) while the second uses Amplitude and Phase Variations of the reflection coefficient versus Offset computed from CMP data (Deparis et Garambois, 2006). Using these quantitative information and 3D surveys, one can expect to get a global 3D view of the fracture network and of its properties.

## Acknowledgements

This work was partially supported by the General Council of Isère, who provided the financial support for the borehole measurements performed by the HYDROKARST company. We thank the S.A.G.E geotechnical company for its help in the acquisition and the PERAZIO company for the topographical data. The original manuscript benefited from corrections performed by two anonymous reviewers, whom we fully thank.

## 2.3 Aléa modéré (Rocher du Midi) : apport du géoradar à basse fréquence (100 MHz – 200 MHz)

Ce paragraphe, présenté sous forme d'un article accepté à "Journal of Applied Geophysics", étudie un site présentant un aléa potentielle de 50 000  $m^3$  environs, ayant pour dimension 60  $m$  de haut, 100 de large, et dont la fracturation susceptible de mener à une instabilité peut atteindre une profondeur de 20 m. L'originalité de cette étude est de coupler les méthodes géophysiques (réalisé sur le plateau et sur la falaise) avec des méthodes géodésiques permettant d'obtenir un modèle numérique précis de la zone d'étude dont l'interprétation permet l'obtention des caractéristiques géométriques des plans relevés sur la falaise, mais aussi de localiser précisément les profils géoradars. Contrairement au paragraphe 2.2, les antennes utilisées sont plus basse fréquence (100 et 200 MHz), afin d'avoir une meilleur profondeur de pénétration.

## Combined use of geophysical methods and remote techniques for characterizing the fracture network of a potential unstable cliff site (Vercors Massif, France)

J. Deparis<sup>1</sup>, B. Fricout<sup>2</sup>, D. Jongmans<sup>1</sup>, T. Villemin<sup>2</sup>, L. Effendiantz<sup>3</sup>, A. Mathy<sup>4</sup>

<sup>1</sup>LIRIGM-LGIT, Maison des Géosciences, Université Joseph Fourier,  
BP 53, 38041 Grenoble Cedex 29, France.

<sup>2</sup>LGCA, UMR 5025, Université de Savoie, 73376 Le Bourget du Lac Cedex, France

<sup>3</sup>CETE Lyon, 25, avenue François Mitterrand, 69674 BRON CEDEX, France

<sup>4</sup>SAGE, 2 rue de la Condamine F - 38610 Gières, France

Corresponding author :

Jacques Deparis

Maison des Géosciences

LIRIGM - UJF

BP 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France

Tel : +33 476 82 80 68

e-mail : jacques.deparis@ujf-grenoble.fr

### Abstract

Stability assessment of a cliff strongly depends on the fracture pattern and the face topography. Geological observations as well as classical geodetic measurements are difficult to perform on high nearly vertical cliffs like the ones surrounding the town of Grenoble (French Alps). A Dense Digital Surface Model (DDSM) of the rock face can now be obtained from remote techniques like laser scanning or photogrammetry. These techniques are safer and quicker than direct measurements. They offer the possibility to collect structural data and to sample the shape of the outcrop at a centimetric resolution. We applied these two techniques to a potential unstable site (the "Roche du Midi", Vercors massif) for determining the main fracture families affecting the mass and we obtained results similar to direct measurements performed on the nearby outcrops and on the cliff face itself. The laser scanning data suffers a bias in the illumination of the site. Geophysical experiments were also conducted on the plateau and on the cliff face in order to delineate the fracture pattern inside the mass. Best results were obtained from GPR (Ground Penetrating Radar) profiles performed directly on the cliff face. Laser scanning data were combined with GPR data in order to take into account the shape of the sampled profiles. The combination of vertical and short horizontal profiles allowed the strike and dip of the discontinuities to be determined. The two main families were imaged, as well as a major continuous inward dipping reflector which was not shown during the initial reconnaissance. Further investigation inside the mass effectively showed the existence of this fracture. These results highlight the power of the GPR technique in characterizing the discontinuity pattern inside rock mass for improving the model in view of hazard assessment.

### 2.3.1 Introduction

Rock falls pose critical problems to risk management in mountain areas, due to the suddenness of the phenomena and the lack of "evident" precursors. In addition hazard, assessment in such context is made problematic by, first, the difficulty to perform surface observations, second the lack of information about the internal structure of the rock mass and, third, the little knowledge about the triggering mechanism (Hantz *et al.*, 2003). Estimation of the rock mass stability requires detailed investigations of the discontinuity pattern (Hoek et Bray, 1981). However, measurements performed on top of the cliff or on the face itself does not provide all the needed inner information. Moreover, data collection on the cliff requiring abseiling is time consuming and can be highly-risky. For these reasons, we tried to improve the quality and efficiency of site investigation and geological data collection in cliff context and for volumes ranging from a few thousands  $m^3$  to a few hundred of thousands  $m^3$ . The proposed methodology combines three types of investigations: a structural analysis based on surface observations and remote measurements, the collection of a dense digital surface model (*DDSM*) of the cliff obtained from laser scanning, and geophysical experiments including *GPR* (Ground Penetrating Radar) measurements.

Resorting to remote techniques (Pettinelli *et al.*, 1982) is obvious where multiple difficulties stand in the way to direct measurements, which is the case at the surface of cliffs. The most common one is photogrammetry which requires a stereoscopic pair of photographs (Mikhail *et al.*, 2001). As the surface to be studied is nearly vertical, the photographs should be horizontal or oblique views of the site. Large scales ranging from 1/500 to 1/2000 are usual. Provided the inner and outdoor orientation is known accurately for each photo, the 3D coordinates of each pixel can be computed insofar as homologous pixels are identified on both images of the stereoscopic pair. Manual or computer-aided techniques exist for pointing homologous pixels. As far as series of points are localised, the position and orientation of geological structures can be evaluated. This method enables us to complete the structural analysis of the cliff site. Airborne laser scanning techniques are now commonly used for varied applications in Earth Sciences. This includes, among others, geomorphologic mapping in mountain areas (e.g. van Asselen et Seijmonsbergen, 2006), landslide detection and mapping using contrasts in roughness (McKean et Roering, 2004) and river bank erosion (Thoma *et al.*, 2005). The use of terrestrial laser scanners is also continuously increasing, with a wide range of applications in architecture and civil engineering (Schulz et Ingensand, 2004; Tsakiri *et al.*, 2006). These techniques were also used in rock engineering, since they provide a detailed representation of rock surfaces (Schulz *et al.*, 2005). Recent studies have focused on the characterization of geological discontinuities from laser point clouds (Feng et Röshoff, 2004; Lemy et Hadjigeorgiou, 2004). They showed that a good agreement can be reached between on-site measurements and laser scan measurements, provided that the density of points is high enough. Recently, Bornaz et Dequal (2003) proposed the concept of the Solid Image combining laser scanning data and a co-registered image. Because important structural features may be ignored or misread when texturing a *DDSM* (Dense Digital Surface Model) with radiometric data, the solid image approach keeps the image in its original geometry and

resolution, and re-projects *DDSM* data (like point clouds obtained from laser scanning systems) on the image itself. If the point clouds are dense enough, this allows localizing each pixel. Measurements like fractures orientation on a rock surface can then be easily made by selecting areas and computing the best fitting surface. In addition, following the trace of fractures or bedding planes on the images directly gives a *3D* digitizing of the trace. Compared to a photogrametric approach, a solid image interpretation is simpler to implement, quicker to use and does not require special training.

Geophysical methods are increasingly used for cliff (or high slope) investigations, both on the top (Dussauge-Peisser *et al.*, 2003b; Busby *et al.*, 2006; Heincke *et al.*, 2006) and on the cliff face (Dussauge-Peisser *et al.*, 2003b; Roch *et al.*, 2006; Jeannin *et al.*, 2006; Deparis *et al.*, 2007). Geophysical investigation on the plateau may provide valuable information about the continuity of outcropping structures (fractures, faults) or the rock quality. Heincke *et al.* (2006) applied the *3D* tomographic seismic refraction technique over the scarp of the Randa rockfall (Switzerland). The *3D* tomogram revealed the presence of a huge volume of very low P-wave velocity rock extending to more than 35 *m* depth. Even in this case, the investigation depth is however low compared to the scarp height (a few hundreds of *m*) and the method resolution decreases with depth. When possible, the use of GPR on the cliff face was found to be the most valuable tool in terms of resolution for investigating a rock mass (Jongmans *et al.*, 2007). The main two limitations of GPR for cliff investigation are safety requirements for abseiling and the penetration depth which can be limited by the high electrical conductivity. In the Mesozoic limestone rocks outcropping around the town of Grenoble (French Alps), the maximum penetration is about 30 *m* with 100 *MHz* antennae (Dussauge-Peisser *et al.*, 2003b; Jeannin *et al.*, 2006).

This paper presents the investigation results for a cliff site (the "Roche du Midi") located in the French sub-alpine limestone Massif of Vercors. The study aims at testing the capacities of laser scanning (using the concept of solid image) and geophysical prospecting methods for characterizing the fracturing on a potential unstable site and at showing the effectiveness of combining the two techniques in cliff site investigations. Compared to previous studies where GPR was used in similar conditions (Dussauge-Peisser *et al.*, 2003b; Roch *et al.*, 2006; Jeannin *et al.*, 2006), the cliff height (200 *m*) is one order of magnitude greater, which posed additional operational difficulties.

### 2.3.2 Description of the site

The "Roche du Midi" site is located in the Vercors Massif, 30 *km* north-west of Grenoble (figure 2.13). The Vercors massif belongs to the external thrust belts of the western alpine chain (Philippe *et al.*, 1998). Morphologically it corresponds to a group of plateaux reaching an elevation between 1,000 *m* and 2,000 *m* and limited by near vertical cliffs. These are mainly made of massive limestone, dated back to Lower Cretaceous (Urgonian limestones, figure 2.13). The height of the cliffs range from 50 *m* to 400 *m*. Initial bedding has been folded and faulted during the alpine tertiary shortening. It results mostly in subvertical strike-slip faults associated to large thrust zones (Arnaud *et al.*, 1978; Philippe *et al.*, 1998).

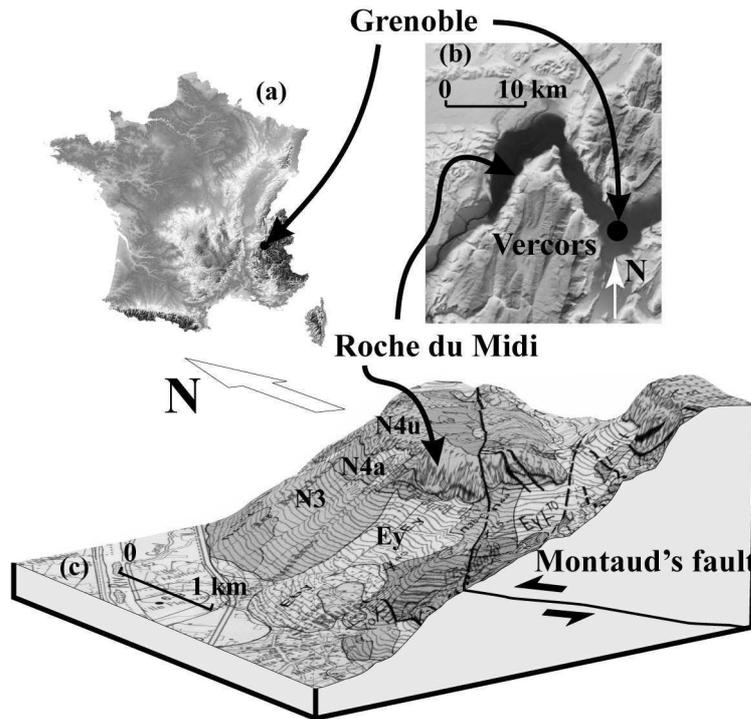


Figure 2.13: Location map of the study site (the "Roche du Midi"). a) and b): Digital elevation model of France and of the Vercors Massif, respectively. c) Geological map (Gidon *et al.*, 1978) draped on the digital elevation model. N3 and N4a : moderate slope in marls; N4u: vertical cliff in the Urgonian limestones; Ey: superficial scree deposits. The reverse Montaud's fault is indicated.

The "Roche du Midi" site is a 200 m high cliff striking N-S (figures 2.13c and 2.14). The rock is a fine grained limestone of lower Urgonian in age with lateral facies changes. The bedding is nearly horizontal. The top of the cliff is made of a plateau at an elevation of about 1240 m and covered by pine trees. A one meter opening fracture ( $F_1$ ) striking  $N140^\circ E$  is visible north of the site where it intersects the cliff (figure 2.14). This fissure penetrates the rock mass and its trace is lost about 30 m SW of its issue on the cliff (figure 2.15).

A structural study was first performed on the nearby outcrops both on the plateau (figure 2.16a) and on the vertical cliff (figure 2.16b) with alpine technique. Thirty-five fracture planes were measured (dip-direction and dip) on the plateau outcrops, at a maximum distance of 500 m from the site, with a clinometer-compass giving an angular accuracy of about  $5^\circ$  (data set DM1). Due to technical difficulties when abseiling, only 22 strike of fracture plane were measured on the cliff face itself (data set DM2). Two main near-vertical fractures families (labelled  $F_a$  and  $F_b$ , figure 2.16a), striking  $N10^\circ E - N40^\circ E$  and  $N120^\circ E - N150^\circ E$  in average are present on the site. Even though no slickensides have been observed on the fractures themselves,  $F_a$  and  $F_b$  could be originally conjugate shear fractures, oriented in accordance with strike-slip faults mapped in the area and striking in the same directions (Gidon *et al.*, 1978; Arpin, 1988).

We have drawn a sketch map of the plateau (figure 2.15). Presence of fresh lapies shows active karstic erosion on this site. Fractures  $F_a$  are more or less parallel to the

scarp face, whereas  $F_b$  fractures intersect it obliquely. The main open fracture  $F_1$  is globally oriented  $N130^\circ$ , based on a system of  $F_b$  and  $F_a$  families in relay (figure 2.15). The opening of  $F_1$  ranges between 40 cm to 1 m and the fracture was recognized on a depth of 60 meters above the ground.

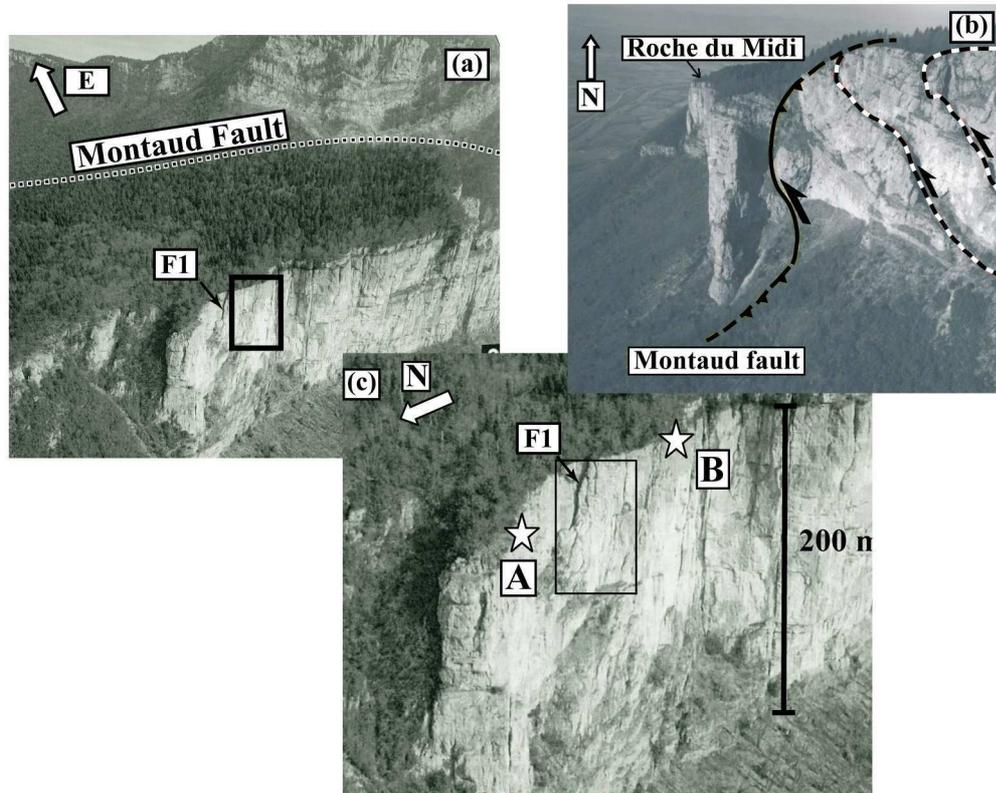


Figure 2.14: a) and b) Aerial photos of the site taken from the NW and the S, respectively, with the location of the Montaud fault and some secondary faults. c) Zoom of picture a) with the Lidar sources points *A* and *B* (white stars). The rectangle shows the study site.

### 2.3.3 Laser scan and photogrammetry measurements

**Acquisition** Laser scanner acquisitions were made from two different locations *A* and *B* with a distance of about 100 m to the cliff centre (figure 2.14). Two acquisitions were necessary in order to increase the sampling of the cliff and to avoid or to restrict darkness areas. The first location point *A*, north of the cliff, looked at the outcrop in a  $N140^\circ E \pm 10^\circ$  direction with a dip ranging from  $+5^\circ$  to  $-50^\circ$  relative to the horizontal plane. The second one (*B*), south of the cliff, looked at the outcrop in a  $N30^\circ W \pm 20^\circ$  direction with a dip of  $0^\circ$  to  $-60^\circ$ . These two acquisition points allowed ten and five millions points to be acquired, respectively, with almost no overlap. The angular step of the scan being about  $2.10^2$  degree gives a spatial resolution of four centimeters before filtering.

Laser data were filtered using median filter in order to eliminate outliers and to reduce

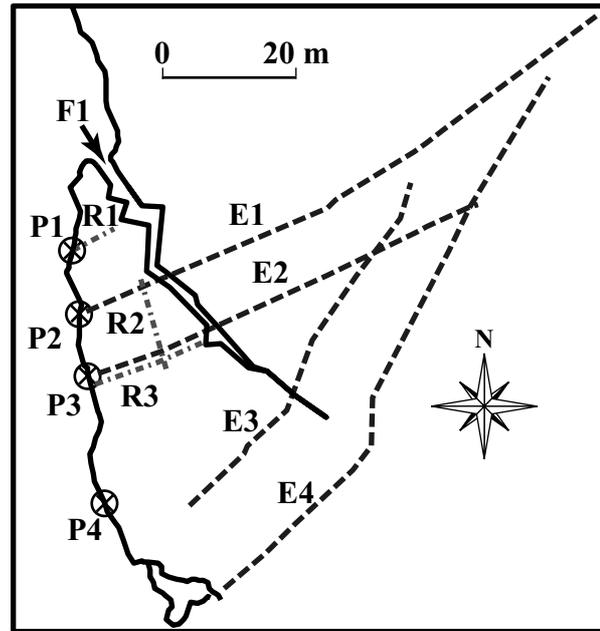


Figure 2.15: Schematic map of the plateau with the location of the major outcropping fracture  $F_1$  and of the geophysical profiles.  $P1$  to  $P4$ : vertical *GPR* images.  $R1$  to  $R3$ : horizontal *GPR* images on the plateau.  $E1$  to  $E4$ : electrical profiles on the plateau.

noise in the data set. After filtering, the mean spatial resolution is only 10 *cm*, (for a theoretical accuracy of one *cm*). Each point cloud was triangulated in spherical geometry, using only laser coordinates (azimuth and dip, Alberts, 2004). This way of processing give a two-dimensional triangulation which lead to a *DDSM* close to the real surface. Retroreflective artificial targets were used to calculate the position and the orientation of each scan in a local reference frame. Common artificial targets allow the two point clouds to be coregistered into a single 3D model. The result of the terrestrial laser scanning is presented on figure 2.17. The *DDSM* covers about 75% of the cliff surface and exhibits shadow regions resulting from the low incidence angles of the laser with respect to the cliff face.

A series of eight stereoscopic photographs with parallel and horizontal axes and an overlap of 80% in average were taken from a helicopter at a distance of about 100 *m* from the cliff. The camera used was an *UMK 1318* with a 100 *mm* focal length, providing silver images, 18-13 *cm* in size and 1/1000 in scale. All films were digitized in images of  $\sim 14,000 \times 10,000$  pixels. One pixel corresponds to a surface on the cliff of about 4 by 4 *cm*. Cross marks were painted on the cliff before flying. The location of these marks was measured in the field and allowed us to use ground control points for computing the outdoor orientation of all photos and of each stereoscopic pair.

**Structural Analysis** No structural analysis was directly made on the *DDSM* of figure 2.17. For such analysis, we used a solid image approach (Bornaz et Dequal, 2003), which consists in using single original images, in their initial geometry, combined with 3D-location information for each pixel. Since no resampling of the image was needed we avoided the huge distortion that appears locally in such processing. We have then selected

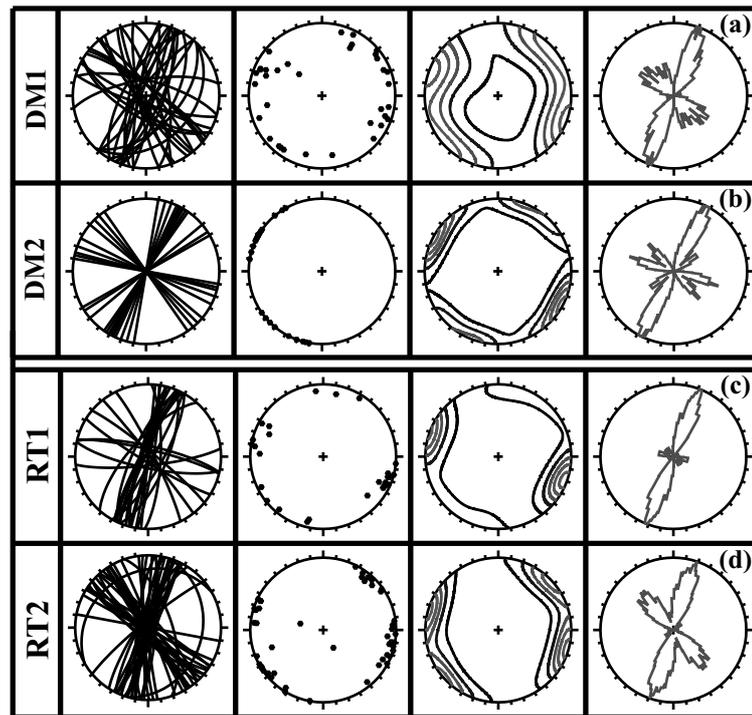


Figure 2.16: Stereograms (Schmidt's lower hemisphere projection) and rose diagrams for the four collected structural data sets. *DM* : Direct Measurements; *RT*: measurements remotely performed (a) *DM1*: plateau outcrops (b) *DM2*: cliff outcrops, (c) *RT1*: solid image and (d) *RT2*: photogrammetry. First column: great circles of fracture planes, second column: poles to fractures planes, third column: pole contour diagram. Fourth column: Moving average rose diagram performed on strike with a  $10^\circ$  aperture. 35, 22, 28 and 47 values were displayed for *DM1*, *DM2*, *RT1* and *RT2* techniques, respectively.

specific zones on the image that could correspond to fractures. The planar or non planar properties of these zones were tested using a least square adjustment. We only kept 40 zones that were enough planar and could be fractures. Structural results of this analysis (data set *RT1*) are showed in figure 2.16c. In addition to this approach, we also performed photogrammetric measurements. As the central couple of photos display most entirely the studied area, we only used a single couple for structural analysis purposes. 50 fractures at different places on the cliff were measured. Since for the solid image approach, a planar adjustment has been made on a few points measured on each surface. Figure 2.16d displays the data collected (*RT2*). The two families  $F_a$  and  $F_b$  are represented. Bedding attitude was also measured at two different places. There are no manifestations on the cliff of fractures with an orientation different from those measured in the plateau.

### 2.3.4 Geophysical measurements

Two geophysical campaigns were performed on the site, one on the plateau and one on the cliff face.

#### *Experiments on the plateau*

The geophysical experiments on the plateau included four electrical tomography profiles and three *GPR* lines, the location of which is given in figure 2.15. The electrical

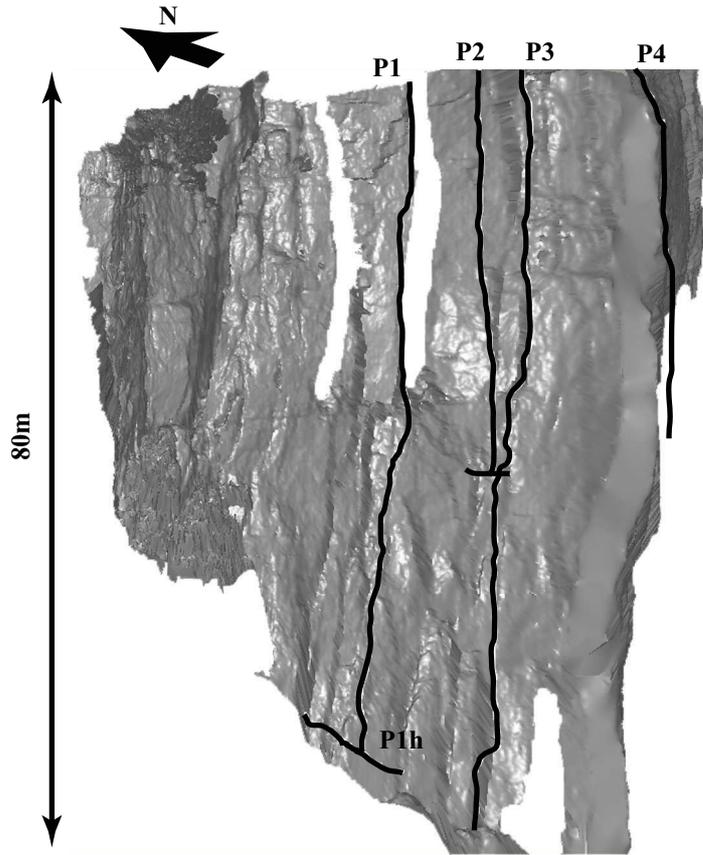


Figure 2.17: *DDSM* (Dense Digital Surface Model) of the site obtained from the processing of the two sets of laser scanning data, with the location of the GPR scans data collection lines P1, P2, P3 and P4 (in black)

profiles (labelled  $E1$  to  $E4$ ) were carried out perpendicularly to the cliff face in order to pinpoint the open fractures crossing the surface and to characterize the rock mass resistivity values. The Wenner alpha array configuration was chosen for its robustness (Dahlin et Zhou, 2004). The electrode spacing was 2 m for profiles  $E1$ ,  $E3$  and  $E4$  and 1 m for profile  $E2$ . Inversion of apparent resistivity values was made using the software RES2DINV (Loke et Barker, 1996; Loke, 2000) with the  $L1$  norm. Electrical images obtained after 5 to 6 iterations and with a *RMS* lower than 3% are shown in figure 2.18. The influence of the 200 m high cliff on apparent resistivity measurements was not corrected, as this effect would regularly increase the resistivity values by a factor between two near the cliff edge and one at the farthest distance (Sahbi *et al.*, 1997). Tsourlos (1995) showed that for the Wenner acquisition, with an electrode spacing of 1 m, the effect of such a cliff on the apparent resistivity data was of the order of 5% near the cliff and negligible 5 m away from it. Thus, strong lateral contrasts which are the targets of this study and 10 meters away from the cliff (figure 2.18) are little affected by the presence of it. Electrical resistivity in the rock exhibits a large range of values from 50  $\Omega.m$  in the highly weathered clayey zones, to more than 5000  $\Omega.m$  in the open fracture. The mean resistivity of the rock mass varies between a few hundreds  $\Omega.m$  and 1500  $\Omega.m$  on the four profiles. Considering the reduction factor due to the cliff influence, these relatively low values characterize a weathered or slightly marly limestone (Reynolds, 1997). A strong vertical resistive anomaly appears

on profiles  $E1$  and  $E2$  at a distance of 14 and 18  $m$  from the cliff edge, respectively. This anomaly corresponds to the open fracture  $F_1$  observed on the plateau. Further south, this structure is still displayed on the  $E3$  tomography by a narrow and shallow resistive anomaly, which indicates that the fracture closes laterally and at depth. This was shown by numerical modeling by Dahlin et Zhou (2004). This interpretation is also supported by profile  $E4$  where the fracture is not visible anymore. Beyond a distance of 60  $m$  from the cliff, the long profiles  $E1$  and  $E4$  show a strong resistivity decrease eastward, from 1400  $\Omega.m$  to 250  $\Omega.m$ . As the bedding is near-horizontal, this lateral resistivity decrease within the limestone results from a highly fractured and weathered zone. Along all the electrical images, superficial high resistive spots are observed, which could correspond to open fractures of lesser importance than  $F_1$  are. The three  $GPR$  images (figure 2.18b) performed with 100  $MHz$  unshielded antennas are presented with a depth vertical axis, considering a velocity of 10  $cm/ns$  deduced from a  $CMP$  velocity analysis.  $GPR$  data show one or two main near-horizontal reflectors down to 5 to 8  $m$  deep, corresponding to major bedding planes. Irregularities along the reflectors could reflect the presence of karstic phenomena. On profile  $R3$ , a 1.5  $m$  wide vertical zone with no reflectors, probably displays a vertical fracture as evident by the ringing response in the data between 5 and 6  $m$ .

Both surface electrical and  $GPR$  experiments show the presence of near-vertical fractures within the limestone with, however, little information on the geometry and continuity of these discontinuities at depth.  $GPR$  on the plateau is not designed for imaging near-vertical reflectors and the penetration depth of the radar waves is severely limited by the shallow conductive zones ( $< 200 \Omega.m$ ) pointed out on electrical images. Electrical tomography allows the location of superficial resistive open fractures but the penetration is limited by the profile length and the resolution of the electrical image dramatically decreases with depth, making the method poorly adapted for deep investigation purposes.

*Experiments on the cliff face* To overcome these limitations and as the rock mass offers the required safety conditions for abseiling, four vertical  $GPR$  scans ( $P1$  to  $P4$ ) and two short horizontal ones ( $P1h$  and  $P2h$ ) were directly performed on the cliff face (see Figs. 2.15 and 2.17). The lengths of profiles  $P1$ ,  $P2$ ,  $P3$  and  $P4$  are 65  $m$ , 45  $m$ , 31  $m$  and 52  $m$ , respectively. Measurements were made with a RAMAC system and 100  $MHz$  unshielded antenna ( $TE$  mode) which offer a good compromise between resolution and penetration in this type of limestone (Jeannin *et al.*, 2006). The trace spacing was 20  $cm$ . The cliff height made impossible any operation from the bottom and required the presence of two experimented climbers on independent ropes for safety requirements. Reflecting artificial targets were placed along the profiles on the cliff face for positioning the measurements during the laser scanning. The targets, having a higher reflectivity, can easily be differentiated and their coordinates were extracted for locating the  $GPR$  experiments. In order to compute the complete 3D traces of the  $GPR$  profiles we interpolated intermediate points by computing the intersection between the triangulated  $DDSM$  and the vertical plane going through two consecutive targets. The 3D trace was then given with one point each 10  $cm$ .  $GPR$  traces are superimposed on the  $DDSM$  (figure 2.17).

The six profiles acquired with 100  $MHz$  antenna are presented in figure 2.19, consider-

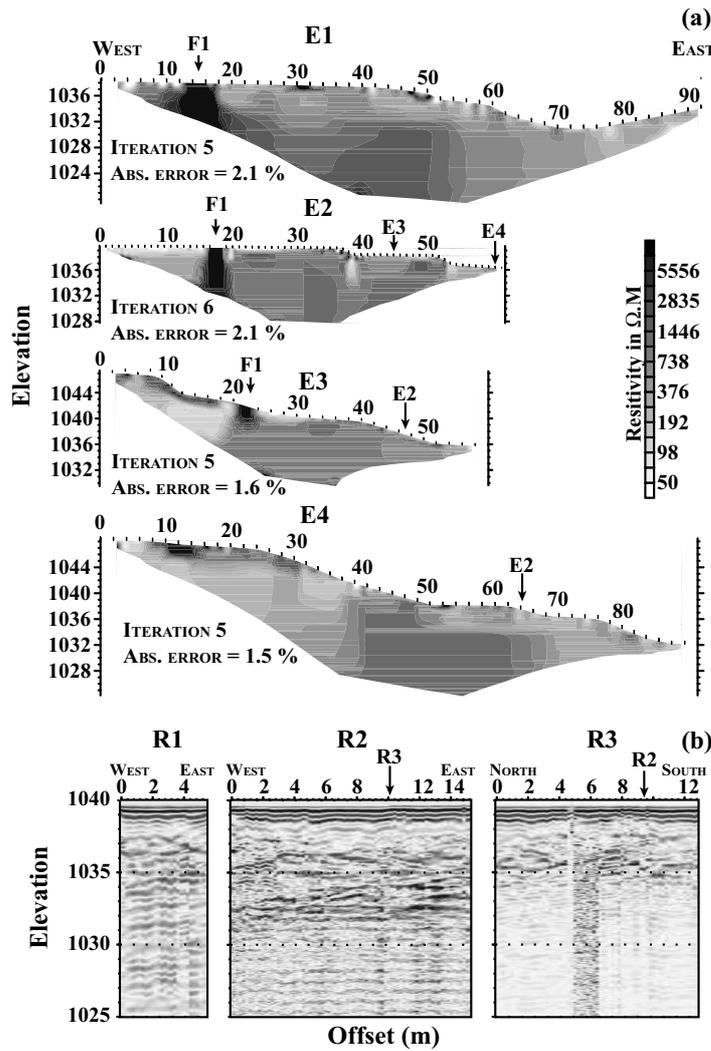


Figure 2.18: Geophysical experiments on the plateau. (a): Electrical tomography profiles  $E1$  to  $E4$ . (b):  $GPR$  images  $R1$  to  $R3$  measured with a  $200\text{ MHz}$  antenna.

ing a mean velocity of  $10\text{ cm/ns}$  and the topography given by the  $DDSM$ . Since reflectors are almost horizontal and no diffracted waves is visible, no migration process was applied to the data, preventing the appearance of undesirable noise. figure 2.19 clearly shows contrasted results in terms of reflectivity and penetration. The maximum penetration (about  $25\text{ m}$ ) was obtained at the bottom of profile  $P1$  and along profile  $P4$ , while profile  $P3$  shows much less penetration ( $10\text{ m}$ ) with a high attenuation of radar waves, probably resulting from the highly fractured and weathered zone observed on the cliff. To  $15\text{ m}$  depth, profiles  $P1$ ,  $P2$  and  $P4$  exhibits several near-vertical continuous reflectors (labelled  $F_a$  and  $F_b$  in figures 2.19e and 2.19f) with local dip variations probably corresponding to relay structures. Examination of the horizontal profiles  $P1h$  and  $P2h$  performed at the bottom of profiles  $P1$  and  $P2$  shows that these discontinuities have mainly two orientations ( $N20^\circ E$  and  $N130^\circ E$ ) which agree with the two fracture families  $F_a$  and  $F_b$  pointed out by the geological study. No such information is available for profile  $P4$ . The open fracture  $F_1$  observed on the plateau with an aperture of  $50\text{ cm}$  to  $1\text{ m}$  does not appear as a major reflector on the vertical profiles  $P1$ ,  $P2$  and  $P3$ , but rather as several weak

and discontinuous reflectors (figures 2.19a, 2.19b and 2.19c). Our interpretation is that this reflectivity pattern results from the non planar geometry of  $F_1$ , which is made as a succession of short fractures of the two families  $F_a$  and  $F_b$  (see figure 2.15), generating several reflections and scattering from different azimuths with similar travel times. On profile  $P3$ , the strong wave attenuation makes the fracture hardly visible. On the contrary,  $F_1$  appears as a continuous reflector at 21 m depth on profile  $P4$  (figure 2.19d), where  $F_1$  has a linear trace at the surface (figure 2.15). Below the elevation of 1215 m, the reflection separates in two branches, probably due to an increase of the aperture of the fracture, which becomes greater than  $\lambda/2$  (Widess, 1973). Assuming an Air filing with a central frequency of 100 MHz, the fracture should be over 1.5 m wide. Surprisingly, the strongest and more continuous reflector appearing on profile  $P1$  (labelled  $F_2$ ) is an inward  $E$  dipping discontinuity fracture and oriented parallel to the cliff face ( $N10^\circ E - 45^\circ E$  to  $70^\circ E$ ). This discontinuity, which is visible on the four profiles, deepens eastward and does not reach the surface, being systematically cut by a near-vertical fracture. It was not detected during the first phase of the geological investigation and its interpretation will be discussed in section 2.3.5.

Figure 2.20 compares the GPR image acquired with the 200 MHz antenna in the  $TE$  and  $TM$  modes along profile  $P1$ . Comparison of the two diagrams points with the 100 MHz image (figure 2.19a) out an improvement of the resolution when using the 200 MHz antenna for a similar penetration depth. At a distance between 15 m and 40 m from the top, two near-vertical reflectors can be distinguished at about 2 m and 5 m deep (figures 2.20a and b), whereas one single reflector is visible using the 100 MHz antenna (figure 2.19a). Also, the geometry of reflector  $F_2$  is more accurately imaged in figure 8 which clearly shows that this fracture dipping to the east ends on a near vertical fracture located at 3 m from the cliff face. The GPR images obtained with two different modes (figure 2.20) are consistent, but exhibit differences resulting from the variations of reflection coefficients on the interfaces. Even if this information could be valuable for assessing the properties of the fracture (aperture and filling, Deparis et Garambois, 2006), it is probably not worth performing the two acquisitions in such difficult conditions.

### 2.3.5 Investigation of fracture $F_1$

The major reflector  $F_2$  was not detected during the initial geological investigation. A further exploration of the karstic network affecting the rock mass was decided from the open fracture  $F_1$ . Figure 2.21a shows a picture taken at about 10 m depth inside this fracture, with a vertical downward view. This picture clearly points out that the  $F_1$  fracture is made of a relay of  $F_a$  and  $F_b$  discontinuities with a predominance of  $F_b$  fractures (figure 2.21b). Below 20 m,  $F_1$  was found to be cut by an inward  $SE$  dipping fracture striking  $N30^\circ$ . The vertical sketch made from the observations (figure 2.21c) shows that the fracture dip is  $45^\circ$  at a depth of 20 m and increases to  $70^\circ$  between 25 m and 40 m deep. These results are remarkably consistent with the geometry of the reflector  $F_2$  shown on the close  $P_2$  profile (compare figures 2.21c and d). This major discontinuity, whose existence was impossible to detect from the surface, is parallel to the Montaud's fault located 250 m from the site (figure 2.14) and is probably a branch of this thrust fault.

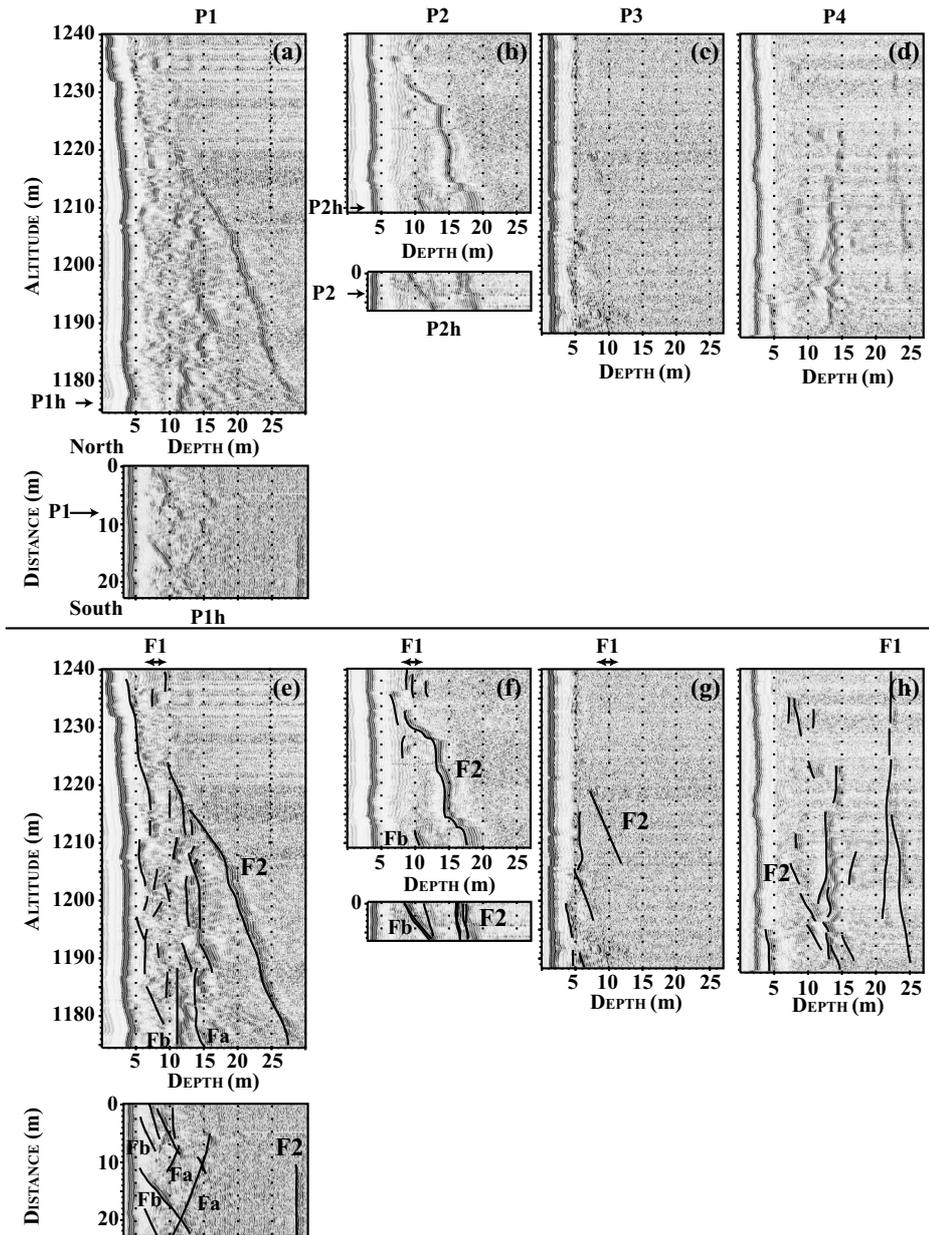


Figure 2.19: *GPR* non interpreted (Top) and interpreted (Bottom) data for the vertical profiles  $P1$  to  $P4$  and the horizontal profiles  $P1h$  and  $P2h$ . acquired with 100 *MHz* antenna. Thin black line correspond to fracture detected by *GPR*.

These results highlight the interest and the power of *GPR* methods for characterizing the discontinuity pattern inside the rock mass.

### 2.3.6 Discussion and conclusion

Measuring the fracture pattern within a rock mass is of prime importance for assessing the rock fall hazard. The "Roche du Midi" site, which was considered as a potential unstable rock due to the very open fracture  $F_1$ , was investigated using three types of techniques: direct field measurements, remote geodetic methods (terrestrial laser scan and photogrammetry) and geophysical techniques including *GPR* scans on the cliff face.

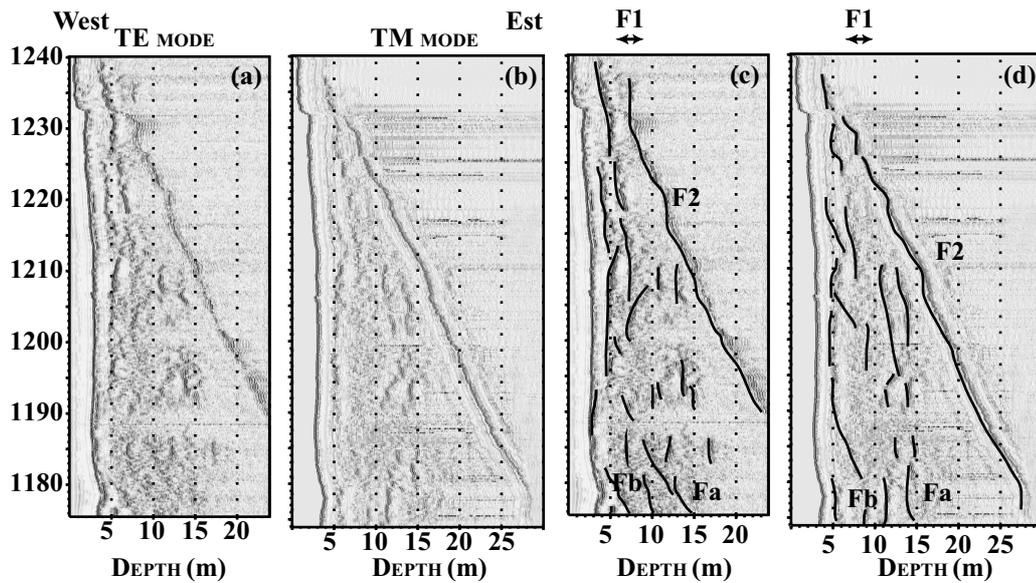


Figure 2.20: *GPR* non interpreted (a, b) and interpreted (c, d) data for the vertical profile  $P_1$  acquired with a 200 MHz antenna for the *TE* (a, c) and *TM* modes (b, d).

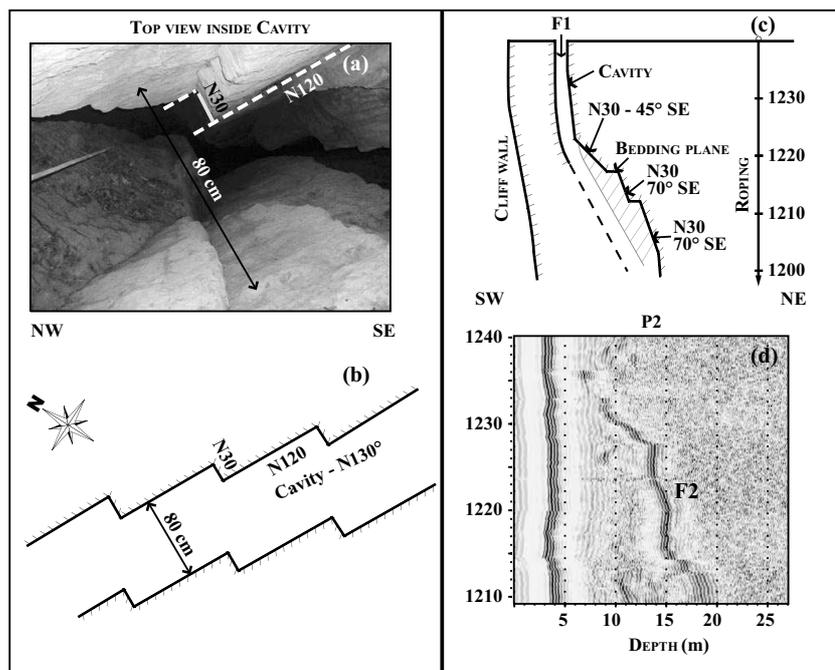


Figure 2.21: (a) Vertical downward photo taken inside the fracture  $F_1$  (see location in figure 2.15). (b) Horizontal schematic cross-section through  $F_1$ . (c) Vertical sketch of the  $F_1$  fracture. (d) *GPR* data for the vertical profile  $P_2$

The first two types of techniques only provide information at the surface while geophysical techniques allow the extent of the fractures at depth to be determined.

Four sets of fracturing data were measured on the site. Two of them correspond to direct sampling in the field: one on the plateau, around the unstable cliff (set *DM1*), and the other one on the frontal face of the cliff itself when abseiling (set *DM2*). Two other sets come from the two remote techniques applied to the cliff: the solid image which

combines a single photo and *DDSM* (data set *RT1*) and the parallel photogrammetry principle to restore the 3D geometry (data set *RT2*). The stereograms of these four data sets are shown in figure 2.16. These four approaches give similar results in the way that they reveal a part of or the totality of the same fracture system. This system is made of two main families  $F_a$  striking  $N20^\circ E \pm 10^\circ$  and  $F_b$  striking  $N130^\circ E \pm 10^\circ$ . The dip of both families is nearly vertical,  $90^\circ \pm 15^\circ$ . If we consider data collected with technique *DM1* representative of the massif fracturing, remote technique *RT2* appears as a valuable alternative giving very similar results. In addition *RT2* has the advantage to be performed on the potential unstable part of the cliff itself. Compared to *DM2*, *RT2* is largely quicker, more accurate and safer. On the other hand, the second remote technique *RT1*, based on the solid image, suffers some sampling problems. Even if the same part of the cliff was observed with *RT1* and *RT2*, the  $F_b$  family was poorly detected by *RT1*. This default is due to the laser scanning illumination which was almost parallel to the fracture surfaces of family  $F_b$  for both views. It results in a very low density of the point cloud at these places, which did not permit the orientation of the  $F_b$  fractures. On the other hand, laser scanning data were used during the processing of the *GPR* traces. The position of the *GPR* profiles was computed from the *DDSM* (figure 2.17).

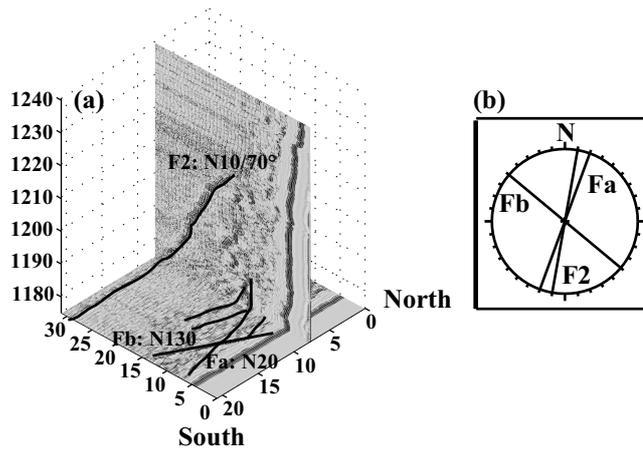


Figure 2.22: (a) 3D view of *GPR* images  $P1$  and  $P1h$  with the fracture  $F_2$  and the two discontinuity families  $F_a$  and  $F_b$ . (b) Strike of fractures  $F_a$ ,  $F_b$  and  $F_2$  from *GPR* data.

The continuity of the two fracture sets inside the massif is confirmed by the couples of horizontal and vertical *GPR* images ( $P1/P1h$  and  $P2/P2h$ ). Figure 2.22 shows the 3D view for the profiles  $P1/P1h$ , along with the stereogram of the available fracture measurements along the two profiles. The orientation of the fractures detected by *GPR* agrees with the measurements made at the surface. This validates the use of *GPR* as a tool for investigating the internal fracture pattern, if horizontal profiles can be performed, along vertical profiles. The penetration of radar waves on the site was usually between 20 and 25 *m* with the 100 and 200 *MHz* antennae, with at the exception of Profile  $P3$  where the penetration decreases to 10 *m* due to a weathered zone. This penetration limits the application of the technique in such type of limestone to objects with a size of a few thousands to a few tens of thousands  $m^3$ . The unexpected and major information provided by all *GPR* images is the presence of a major and continuous fracture ( $F_2$ )

dipping inwards the mass, which was not observed during the geological investigation. This result, which was not detected either during the initial geological investigation or by the geophysical techniques applied on the plateau, highlights the interest of using the *GPR* technique on the cliff face. This major discontinuity is parallel to the Montaud fault outcropping 500 *m* from the site. The existence of this fracture was validated by observations in the cliff karstic network. With the determined fracture pattern, the site does not present a short-term stability problem. If the hidden fracture  $F_2$  had been found with a reverse dip (outwards the mass), the hazard would have increased dramatically.

This study on a particular site has shown the necessity of combining remote and ground imaging methods for characterizing the fracture pattern of potential unstable cliff sites. Further development would consider the use of laser scanning acquisition from a helicopter in order to adequately illuminate the cliff as well as the design of new *GPR* instruments allowing easy measurements on high nearly vertical faces.

### 2.3.7 Acknowledgements

This research was funded by the French national RDT program (Ministère de l'Ecologie et du Développement Durable). We thank Henry Mora for his help in adapting the GPR system to the cliff investigation. Leandro Bornaz and Paolo Maschio from DITAG at Politecnico Torino performed the laser scanning acquisition very professionally for us. We had helpful discussions with Prof Fulvio Rinaudo from the same institute about data treatment and geometrical bias. The solid image was computed with an academic version of LSR, software gently provided by DITAG. The solid image is now a trademark of SIR ([www.sir.to.it](http://www.sir.to.it)). We thank all the numerous and enthusiastic participants to the field campaigns. The author used Seismic Unix for data processing and a RAMAC/GPR unit system (MAL? Geosciences).

## 2.4 Etudes géophysiques complémentaires sur le site du Rocher du midi.

### Introduction

Un profil radar, effectué à l'intérieur de la fracture a été réalisé (figure 2.23). Les résultats des profils radar P1 à P4 ainsi que la prospection géophysique de surface (E1 à E4 et R1 à R3) ont été présentés dans le paragraphe précédent.

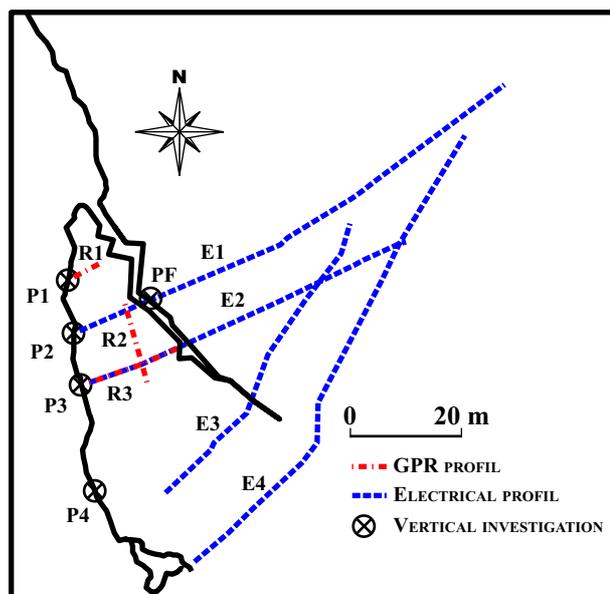


Figure 2.23: Localisation des profils

### 2.4.1 Profil *CMP*

Un profil radar en Point Milieu Commun (*CMP*) a été réalisé à l'intérieur de la fracture avec des antennes bistatiques 200 MHz, au niveau du profil vertical PF, à 29 m de profondeur par rapport à la surface topographique (1211 m d'altitude). Les traces radar ont été enregistrées tous les 10 cm pour un offset maximal de 10 m, correspondant à 50 traces (fig. 2.24). Le pointé des hyperboles, ainsi que l'analyse de semblance a permis d'estimer les vitesses RMS en fonction du temps (fig. 2.24 a et b). Les faibles pentages observés permettent d'utiliser la formule de Dix (1955) pour calculer les vitesses d'intervalle (fig. 2.24 c). La vitesse a été estimée à 10 cm/ns jusqu'à une profondeur de 6,25 m. Elle diminue entre 6,25 et 8,5 m pour atteindre une valeur de 7,74 cm/ns, ce qui correspond à un milieu dont la permittivité relative est égale à 15, traduisant probablement une zone de fracturation intense remplie d'argile.

### 2.4.2 Profil réflexion

Le profil radar (PF) a été réalisé dans la fracture à l'aide d'antennes blindées de 250 MHz dirigées vers l'intérieur du massif (fig. 2.23). Le profil mesure 35 m de long (fig. 2.25). Il

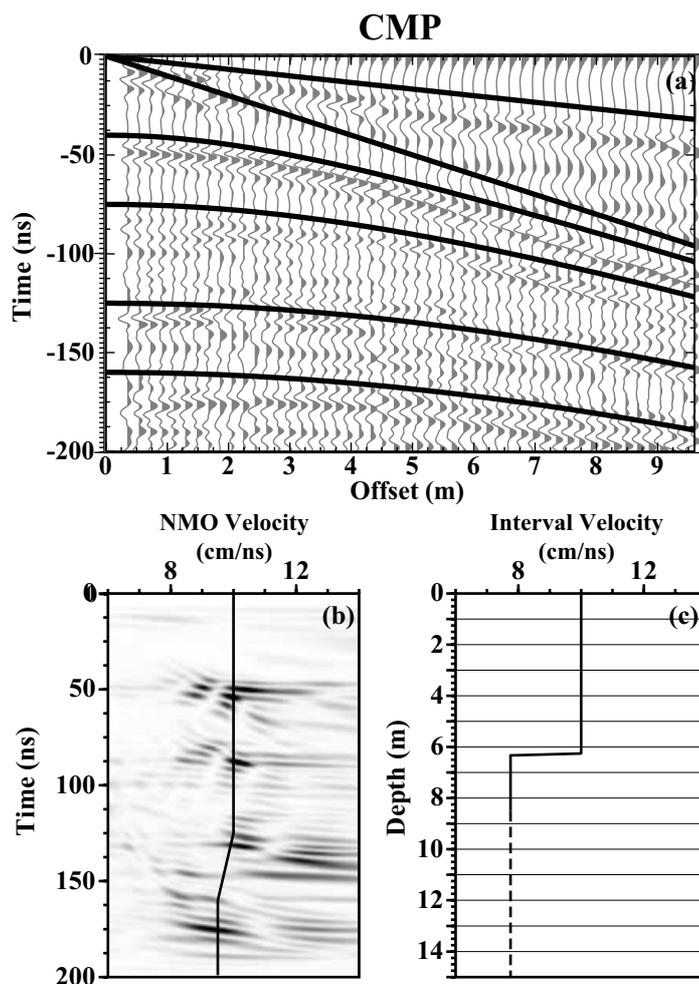


Figure 2.24: (a) Données *CMP* filtrées montrant l'onde directe dans l'air (30 cm/ns), l'onde directe dans le calcaire et plusieurs ondes réfléchies auxquelles ont été superposées les hyperboles. (b) Analyse de semblance des événements réfléchis et vitesse *RMS* déduite. (c) Vitesses d'intervalle déduites des vitesses *RMS* en utilisant la formule de Dix (1955).

n'a pas été réalisé de migration sur ce profil car les pendages des réflecteurs sont faibles par rapport au profil d'acquisition et aucune hyperbole de diffraction n'apparaît. La profondeur de pénétration est de l'ordre d'une dizaine de mètres. Plusieurs réflexions apparaissent clairement avec un pendage de 70 à 90° vers l'est.

La valeur de l'orientation de la fracture n'est pas fournie par les données radar, en l'absence de profils horizontaux. Le réflecteur principal F2, mis en évidence sur les profils réalisés en paroi, n'a pas été clairement identifié sur le profil dans la fracture. Par contre, des fractures présentent les mêmes caractéristiques de pendage. La cohérence entre les profils *CMP* et réflexion est excellente. Les réflecteurs sont bien retrouvés à 2, 3,75 et 6,25 m de profondeurs. Par contre, le réflecteur se situant à 7,75 m se retrouve plus profond sur le profil réflexion, ceci étant dû à une mauvaise conversion temps-profondeurs, due à une sur estimation de la vitesse de propagation des ondes *EM* pour des profondeurs supérieures à 6,5 m.

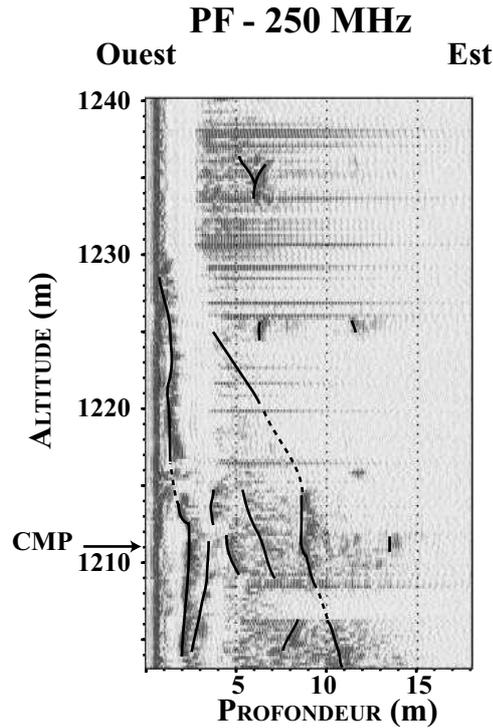


Figure 2.25: Profil radar PF réalisé dans la fracture. L'acquisition a été faite vers le massif, au droit de PF1.

## 2.5 Conclusions

Dans ce chapitre, des méthodes de prospections géophysiques et plus particulièrement le géoradar ont été appliquées sur deux sites de falaises présentant des caractéristiques différentes en termes de volume. Sur le premier site étudié (les Gorges de la Bourne,  $V=2000\text{ m}^3$ ), l'application du géoradar à hautes fréquences (500 et 800  $MHz$ ) a permis de caractériser la fracturation dans les 5 premiers mètres le long de la falaise. L'interprétation des résultats a été facilitée par l'application d'une correction statique et validée par deux sondages mécaniques. Les profils radar ont permis d'estimer un pourcentage maximal de ponts rocheux restants (de l'ordre de 8%). L'écaille rocheuse des Gorges de la Bourne a été évaluée comme potentiellement très instable, et a été minée. Les observations de la paroi après minages ont confirmé les interprétations *GPR*.

Le second site (Rocher du Midi) présente un aléa potentiel de dimension plus importante ( $V=50000\text{ m}^3$ ). Diverses méthodes géodésiques et géophysiques ont été appliquées sur le plateau et en falaise pour caractériser la géométrie et la fracturation du massif. Les mesures à la surface du plateau ont permis de caractériser le pendage de la stratification (Géoradar) ainsi que l'homogénéité du massif (tomographie électrique). Le positionnement des essais a été relevé de façon précise par des méthodes géodésiques classiques (station totale).

La localisation des profils géoradar en falaise a été simplifiée, sur le site du Rocher du Midi, grâce à l'acquisition Lidar, qui a restitué une image de résolution centimétrique de la falaise rocheuse. Cette dernière a également fourni des profils topographiques

qui ont permis d'effectuer des corrections statiques. Les deux familles principales de fractures repérées à l'aide des profils verticaux et horizontaux du *GPR* ont été confirmées par les mesures géologiques classiques, mais aussi par les modèles numériques de terrains (*MNT*) réalisés à l'aide des méthodes lidar et photogramétrique. De plus, le géoradar a permis de mettre en évidence une fracture majeure qui n'avait pas été caractérisée par les méthodes d'investigations traditionnelles. Après analyse, cette dernière présente les mêmes caractéristiques (direction, pendage) que la faille de Montaud, située 250 m à l'est. Une seconde analyse géologique plus détaillée du site a permis de confirmer la présence de cette discontinuité majeure. Ce travail a permis de rédiger un guide méthodologique de reconnaissance des zones présentant un aléa potentiel identifié (<http://www.rdtrisque.org/projets/camus/>).

L'acquisition radar appliquée directement à la falaise a fourni de bons résultats sur les deux sites. Grâce à l'utilisation d'antennes de fréquence adaptée, la fracturation a pu être mise en évidence avec la résolution souhaité (variant de 3,1 à 25 *cm* dans notre cas quand les fréquences varient de 800 à 100 *MHz*). Les profils verticaux, couplés aux profils horizontaux, ont permis, de déterminer l'orientation et le pendage. Le profil de vitesse a été déduit de l'analyse effectuée sur les profils *CMP* pour une bande de fréquence donnée à l'intérieur du massif (calcaire dans notre cas) permettant d'effectuer une conversion temps-profondeur pour localiser précisément les événements observés sur les images *GPR*. Par contre aucune caractéristique sur l'épaisseur et la nature du remplissage des fractures n'a pu être déduites de ces analyses car les épaisseurs sont trop petites devant la longueur d'onde du signal car les réflexions sur les bords de la fracture ne pourront pas être dissociées.

Dans le prochain chapitre, une étude détaillée sur les mécanismes contrôlant l'amplitude et le déphasage des ondes *EM* va être réalisée afin de caractériser de manière quantitative la nature du remplissage ainsi que l'épaisseur des fractures en utilisant les dépendances angulaires et fréquentielles des réflexions des ondes sur les interfaces, lorsque l'épaisseur des fractures est faible devant la longueur d'onde des signaux incidents en utilisant une approche de couche mince. Dans le cas contraire, le pointé précis des réflexions proches acquises en *CMP* (provenant de chacun des lobes de la fractures), permet de retrouver ces propriétés.



## Chapter 3

# Etudes des paramètres contrôlant la variation d'amplitude et de phase d'une onde $EM$

Dans un milieu naturel, les trois paramètres fondamentaux qui régissent la propagation des ondes électromagnétiques sont (chapitre 1) : la perméabilité magnétique  $\mu$ , la permittivité diélectrique  $\varepsilon$  et la conductivité électrique  $\sigma$ . Tout contraste d'un de ces trois paramètres peut provoquer une réflexion (ou une diffraction) de l'onde  $EM$  dont les attributs (amplitude, phase) sont directement corrélés avec la nature de ce contraste dans le cas d'une interface séparant deux demi-espaces infinis. La présence d'une couche fine entre ces deux milieux a pour conséquence de complexifier le problème, dû à la présence d'interférence constructive ou destructive des ondes sur les bords de la fracture. L'obtention des caractéristiques de réflectivité peut être ainsi obtenue après différentes corrections dû à la propagation des ondes  $EM$ , aux coefficients de couplage des antennes avec le massif, et aussi au diagramme de radiation de ces dernières.

Les antennes radars ne rayonnent pas la même quantité d'énergie dans toutes les directions de l'espace. Les propriétés d'émission (et plus précisément de directivité) des antennes sont caractérisées par le diagramme de rayonnement qui varie en fonction de la géométrie des antennes, des caractéristiques de l'électronique utilisée et du milieu sur lequel elles sont placées. Une bonne connaissance préalable des mécanismes d'émission est donc primordiale lorsqu'il s'agit d'interpréter les attributs d'amplitudes et de phase des signaux. L'étude de ces diagrammes est très complexe et représente actuellement un thème de recherche important sur la technique radar, que ce soit pour caractériser les antennes de forage (Holliger et Bergmann, 2002) ou les antennes de surface (Chen, 1997; Lampe *et al.*, 2003).

Ainsi, la connaissance des dépendances fréquentielles et angulaires est un élément important dans la caractérisation des attributs d'amplitude et de phase des signaux. La société Malâ Geoscience ne fournit aucun renseignement sur le diagramme de radiation de ses antennes, ainsi que sur l'électronique de conditionnement, et aucune étude, à notre connaissance n'a porté sur ce problème spécifique. La mesure expérimentale du diagramme de radiation est délicate. Bernabini *et al.* (1995) proposent d'étudier le diagramme de radiation d'une antenne spécifique dans l'air en faisant pivoter l'antenne émettrice ou

en utilisant un cylindre comme cible. Malgré les bons résultats obtenus, ces mesures ne caractérisent pas le diagramme de radiation dans le massif du à l'absence de la prise en compte de la discontinuité air/massif.

Certains auteurs ont modélisé la réponse des antennes grâce à des méthodes numériques, en utilisant principalement la méthode des éléments finis. Bourgeois et Smith (1996) montrent que la modélisation 3D d'antennes Bow-tie est en accord avec les mesures expérimentales. Radzevicius *et al.* (2003) ont également comparé des mesures expérimentales effectuées à l'aide d'antennes Bow-tie aux résultats de modélisations avec succès en utilisant un réservoir rempli d'eau simulant une surface. D'autres auteurs ont confronté leurs résultats expérimentaux et théoriques sur différents types d'antennes de surface (Nishioka *et al.*, 1999; Li *et al.*, 2003; Lee *et al.*, 2004) et de forages (Duffrenoy-Delabrière, 1996). L'analyse du diagramme de radiation des antennes de forage est cependant simplifiée car elles sont généralement placées dans un milieu homogène (Hollender, 1999). Malgré le nombre important de ces travaux, aucun, à notre connaissance, n'étudie conjointement les dépendances fréquentielles et angulaires des diagrammes de radiation.

Dans ce chapitre, quelques rappels théoriques sont faits sur les grandeurs spécifiques des antennes de surface (paragraphe. 3.1). Ensuite, une analyse numérique visant à étudier les caractéristiques principales du diagramme de rayonnement d'une antenne de surface est présentée (paragraphe. 3.2). Le but est d'étudier la sensibilité fréquentielle et angulaire du diagramme de radiation, ainsi que son évolution en fonction de la distance de propagation, pour valider l'utilisation d'une courbe simple du diagramme de radiation applicable à chaque fréquence. Les antennes modélisées sont des antennes papillon (Bow-tie), qui sont la base des antennes de surface commercialisées par la société Malå.

Dans une dernière partie (paragraphe 3.3), la théorie contrôlant les phénomènes de réflexions aux interfaces pour une couche mince est présentée. Une étude permet ensuite de valider la forme analytique du coefficient de réflexion d'une couche mince en la confrontant avec des données modélisées. Les différentes corrections ainsi que les simplifications en vue d'obtenir ces informations à partir de données acquise sous la forme de CMP sont exposées. Cette méthodologie est finalement appliquée à des données réelles acquises sur un site d'étude. Ce paragraphe est présenté sous la forme d'un article soumis à la revue "Geophysics".

## 3.1 Théorie sur le diagramme de rayonnement

### 3.1.1 Introduction

Pour la prospection GPR, deux types d'antennes peuvent être distingués : une antenne fonctionnant en émission, assurant la transmission de l'énergie entre la source et le milieu à sonder et une antenne fonctionnant en réception, permettant d'enregistrer le signal résultant. Les antennes ont des propriétés d'émission variant dans toutes les directions de l'espace et sont large bande. Elles conservent, en théorie, les mêmes propriétés d'impédance, de directivité et de polarisation sur une gamme étendue de fréquences, en émettant autour d'une fréquence dominante. En pratique, ces caractéristiques ne sont pas obtenues. Les propriétés d'une antenne (impédance, gain directivité) sont déter-

minées par sa forme et ses dimensions. Elle est développée pour éliminer les phénomènes de résonance, ou “ringing”, essentiellement dûs aux réflexions de l’impulsion sur les bords de l’antenne. Les rappels théoriques sur les propriétés des ondes  $EM$  sont basés sur les ouvrages de Balanis (2005); Chatterjee (1988); Stutzman et Thiele (1998).

### 3.1.2 Différents types d’antennes

#### Le dipôle élémentaire

Le dipôle élémentaire (ou dipôle infinitésimal ou encore doublet de Hertz) est une antenne constituée d’un conducteur rectiligne parcouru par un courant alternatif de fréquence donnée dont la longueur  $L$  est petite par rapport à la longueur d’onde  $\lambda$  du signal ( $L < 50\lambda$ ). Dans ce cas, le courant  $I$  traversant le dipôle est uniforme (l’amplitude et la phase sont indépendantes des coordonnées). Cette antenne élémentaire permet de calculer le champ rayonné par des antennes filaires (de longueur plus grande) considérées comme une addition ou une intégrale de dipôles élémentaires. Ce type d’antenne est caractérisée par le diamètre du fil.

#### Les antennes spirales

Les antennes spirales sont définies par leurs angles. Elles existent principalement sous deux formes (fig. 3.1). La première est dite spirale. Elle est composée de deux brins symétriques, tandis que la seconde est la spirale d’Archimède ou logarithmique. Le principe de fonctionnement est le même pour ces deux types d’antennes. Le courant est injecté au centre et s’étend le long des brins sur une distance correspondant environ à la longueur d’onde utile. Elles fonctionnent à des fréquences pour lesquelles le diamètre de l’antenne est inférieur à  $\lambda/4$ . Elles permettent la génération et la détection cohérente de rayonnement aux fréquences de l’ordre du térahertz (Matton *et al.*, 2003). Dans la partie centrale de la bande passante, la polarisation des ondes est circulaire, tandis que pour les plus basses et hautes fréquences, la polarisation des ondes est elliptique. Les antennes spirales ont déjà été utilisées dans les applications GPR, notamment pour la détection des mines antipersonnelles (van Genderen *et al.*, 2003).

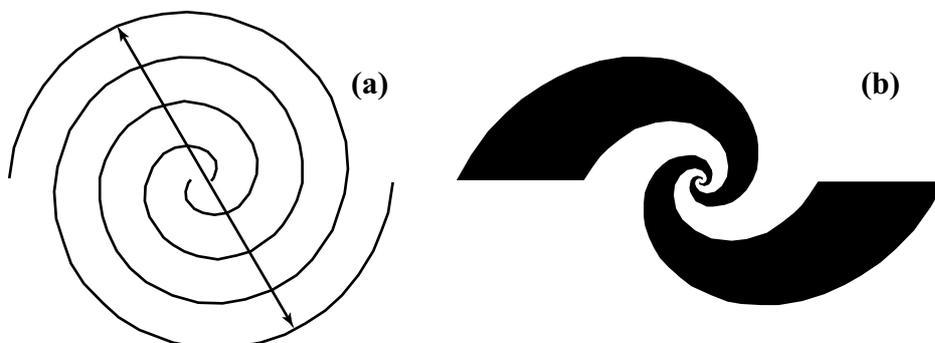


Figure 3.1: Antennes spirale (a) et logarithmique (b)

### Les antennes papillons (ou Bow-Tie)

La bande passante d'une antenne filaire peut être élargie en remplaçant les fils du dipôle élémentaire par des formes triangulaires. Ces antennes papillons sont définies par leur angle  $\theta$  et leur longueur  $l$  (fig. 3.2), et sont les plus répandues dans le domaine d'application du géoradar. Le système RAMAC, utilisé dans le cadre de cette thèse, utilise un dérivé de ce type d'antenne.

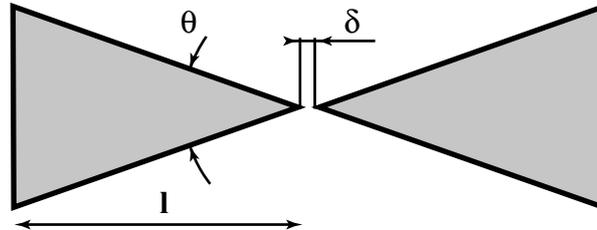


Figure 3.2: Antenne Bow-Tie et ses grandeurs caractéristiques

L'angle d'ouverture  $\theta$  est généralement égal à  $60^\circ$ . Les basses fréquences sont fonction de la demie longueur  $l$  de l'antenne, tandis que les hautes fréquences dépendent de la qualité de la connexion entre l'antenne et la sonde coaxiale, ainsi que de l'écartement  $\delta$  (fig. 3.2). Afin d'augmenter la largeur de la bande passante, il est possible d'utiliser des résistances combinées à des effets capacitif locaux (Lestari *et al.*, 2001) à l'aide de matériaux absorbants (ferrites), placés sur une face de l'antenne. Un problème dans ce type d'antenne provient des réflexions internes des ondes EM sur les bords de l'antenne, appelées "ringing" du fait de leurs effets cycliques. Cet effet peut être diminué en utilisant des antennes à résistances variables de type Wu-king (Wu et King, 1965).

### Autres types d'antennes

Il existe un nombre important d'antennes suivant leurs applications :

- les antennes log périodiques (Hilbert *et al.*, 1989), possédant une périodicité fréquentielle, sont utilisées essentiellement dans le domaine des télécommunications et capteurs,
- les antennes fractales permettant d'émettre un pulse très large bande (Romeu et Soler, 2001; Yang *et al.*, 1999), pour lesquelles les résultats sont mitigés, mais qui présentent un intérêt dans la miniaturisation des éléments,
- les antennes Cornet (Horn antenna), permettant une meilleure directivité de l'énergie émise (Gentili et Spagnolini, 2000; Serbin et Or, 2004),
- d'autres auteurs (Lee *et al.*, 2004) proposent aussi des analyses d'antennes UWB (Ultra Wide Band) à géométrie complexe appliquées au GPR, permettant une flexibilité dans leur géométrie, leur structure et le choix des matériaux. Elles possèdent une bande passante importante.

### Mode de conduction du courant à l'intérieur de l'antenne

Pour qu'une antenne soit efficace, elle doit posséder des caractéristiques stables pour une large variété d'acquisitions, rayonner une impulsion large bande cohérente et être caractérisée par un rendement élevé de l'émetteur (Lampe et Holliger, 2005). La partie métallique peut être un conducteur électrique parfait (PEC, Perfect Electrical Conductor), ou alors avoir une faible résistivité (CF, Constant Finite conductivity). Ces antennes non amorties, se distinguent par des réflexions parasites sur leurs bords caractéristiques du phénomène de "ringing" qui interfèrent avec les réflexions provenant de la subsurface. Un exemple de "ringing" est illustré sur la figure 3.3.

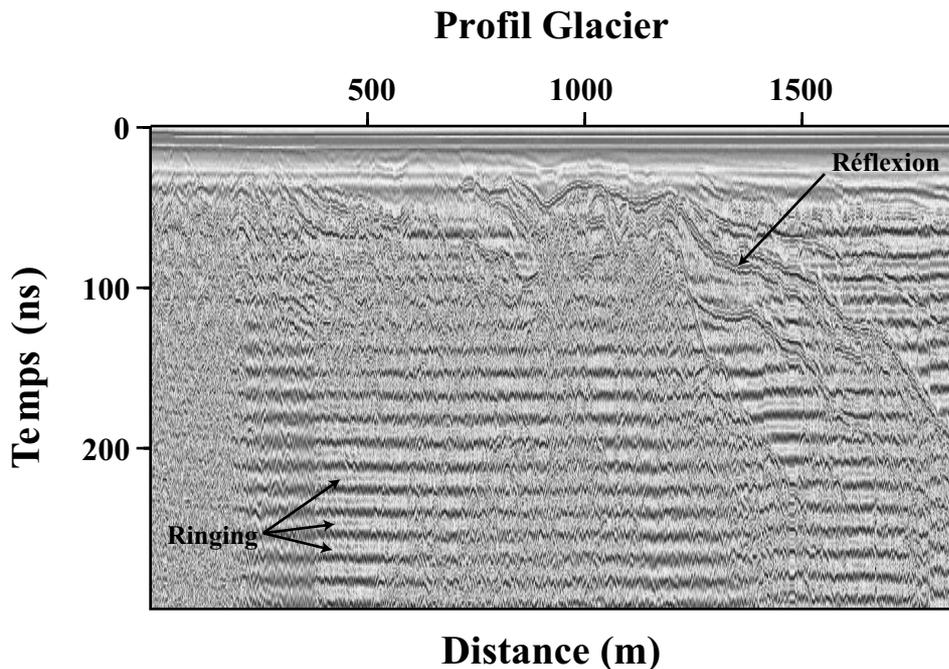


Figure 3.3: Exemple de "ringing" sur une antenne blindée 100 MHz lors de l'acquisition d'un profil radar sur le glacier de l'Argentière.

Ce problème peut être réduit en utilisant des charges ohmiques réparties sur l'antenne, ce qui va amortir les réflexions sur les bords, mais en contrepartie le rendement de l'antenne est diminué (Lampe et Holliger, 2005). Ces antennes sont appelées antennes chargées, amorties ou encore à onde progressive. Wu et King (1965) proposent d'augmenter la résistivité des antennes vers leurs extrémités. Ce type d'optimisation a été appliqué avec succès pour différents types d'antennes (antennes cornet: Kanda (1983); antennes papillons: Shlager *et al.* (1994), Liut *et al.* (2005); Vee Dipole : Montoya et Smith (1999); antennes cylindriques : Maloney et Smith (1993)).

### 3.1.3 Diagramme de rayonnement du dipôle élémentaire

L'étude des propriétés du rayonnement d'un dipôle élémentaire est importante car, d'après le théorème de Huygens, toutes les antennes peuvent se décomposer en une somme de dipôles élémentaires. La figure 3.4 présente le système de coordonnées sphériques, défini par le repère mobile  $M(\vec{u}_r, \vec{u}_\theta, \vec{u}_\varphi)$  utilisé pour l'étude des ondes électromagnétiques, où :

- $\vec{u}_r$  est parallèle au segment OM,
- $\vec{u}_\theta$  est perpendiculaire à  $\vec{u}_r$  dans le plan MOz et son sens est celui de  $\theta$ ,
- $\vec{u}_\varphi$  est perpendiculaire à  $\vec{u}_r$  dans le plan xOy et son sens est celui de  $\varphi$ ,
- le repère mobile est orthonormé.

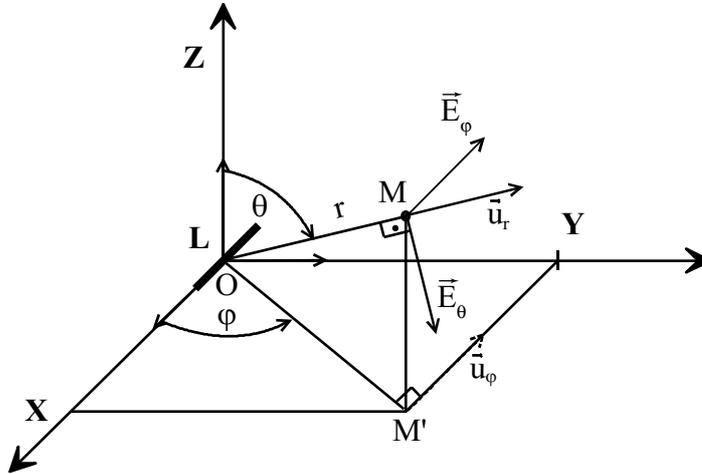


Figure 3.4: Système de coordonnées utilisé pour décrire le diagramme de radiation, un dipôle horizontal placé selon la direction  $O_x$ .

En utilisant les coordonnées sphériques, dans un milieu uniforme, et pour une distance  $r \gg \lambda$  (hypothèse du champ lointain), les champs électrique et magnétique  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  ont l'expression suivante :

$$\begin{aligned} \vec{H}(r, \theta, \varphi) &= j \cdot \frac{I_{eff} \cdot L}{2 \cdot \lambda \cdot r} \cdot \sin(\theta) \cdot e^{-j \frac{2\pi}{\lambda} \cdot r} \vec{u}_\varphi \\ \vec{E}(r, \theta, \varphi) &= j \cdot Z_0 \cdot \frac{I_{eff} \cdot L}{2 \cdot \lambda \cdot r} \cdot \sin(\theta) \cdot e^{-j \frac{2\pi}{\lambda} \cdot r} \vec{u}_\theta \end{aligned} \quad (3.1)$$

Les champs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  sont orthogonaux et en phase, et décroissent en  $1/r$ . De plus,  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  dépendent uniquement de  $\theta$ , mais pas de  $\varphi$  car il y existe une symétrie centrale par rapport à l'axe z. La figure 3.5 présente les différents plans de mesures dans le système de coordonnées utilisé. Le plan  $E$  (caractéristique du mode Transverse Magnetic ou TM) est le plan verticale contenant l'antenne et le plan  $H$  (caractéristique du mode Transverse Electric ou TE) est verticale perpendiculaire à l'antenne.

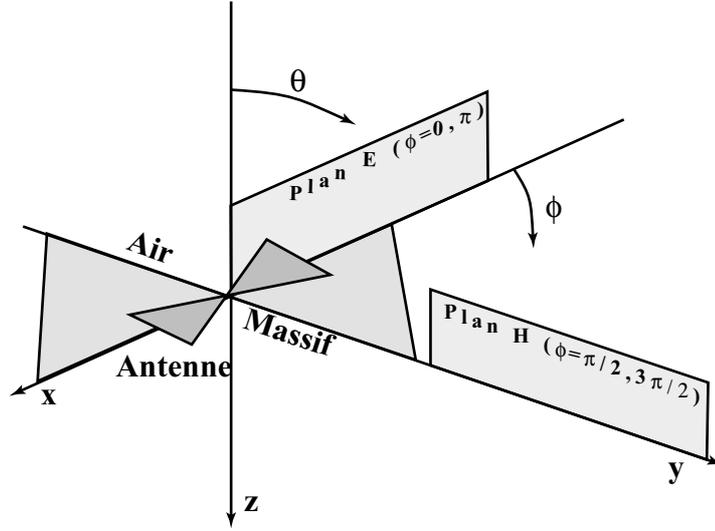


Figure 3.5: Système de coordonnées de références et plans de mesures.

Des solutions analytiques détaillées du champ lointain ont été proposées pour un dipôle posé sur une interface ou proche de l'interface pour un massif sans pertes (Engheta *et al.*, 1982) ou un massif avec de faibles pertes (Smith, 1984). Avec les notations de la figure 3.4, et en distinguant le milieu 1 (composé d'air), et le milieu 2 (composé d'un massif), le champ lointain s'écrit :

(a) dans l'air :

$$E_{1,\theta} = K(r, t) \cdot \frac{\cos(\Phi)}{n} \left[ \frac{\cos^2 \theta}{\cos \theta + (n^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}} - \sin^2 \theta \cdot \cos \theta \frac{\cos \theta - (n^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}}{n^2 \cdot \cos \theta + (n^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}} \right] \quad (3.2)$$

$$E_{1,\Phi} = \frac{-K(r, t)}{n} \left[ \frac{\cos \theta \cdot \sin \Phi}{\cos \theta + (n^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}} \right] \quad (3.3)$$

(b) Dans le massif, pour  $\pi - \theta_c \leq \theta \leq \pi$  (zone située à l'aplomb de l'antenne):

$$E_{2,\theta} = K(r, t) \cdot \cos(\Phi) \left[ \sin^2 \theta \cdot \cos \theta \frac{(1 - n^2 \sin^2 \theta)^{1/2} + n \cdot \cos \theta}{n \cdot (1 - n^2 \sin^2 \theta)^{1/2} - \cos \theta} - \frac{\cos^2 \theta}{(1 - n^2 \sin^2 \theta)^{1/2} - n \cdot \cos \theta} \right] \quad (3.4)$$

$$E_{2,\Phi} = K(r, t) \left[ \frac{\cos \theta \cdot \sin \Phi}{(1 - n^2 \sin^2 \theta)^{1/2} - n \cdot \cos \theta} \right] \quad (3.5)$$

(c) dans le massif, pour  $\pi/2 \leq \theta \leq \pi - \theta_c$  :

$$E_{2,\theta} = K(r, t) \cdot \cos(\Phi) \left[ \sin^2 \theta \cdot \cos \theta \frac{(n^2 \sin^2 \theta - 1)^{1/2} - i \cdot n \cdot \cos \theta}{n \cdot (n^2 \sin^2 \theta - 1)^{1/2} + i \cdot \cos \theta} + i \cdot \frac{\cos^2 \theta}{(n^2 \sin^2 \theta - 1)^{1/2} + i \cdot n \cdot \cos \theta} \right] \quad (3.6)$$

$$E_{2,\Phi} = -i \cdot K(r, t) \left[ \frac{\cos \theta \cdot \sin \Phi}{(n^2 \sin^2 \theta - 1)^{1/2} + i \cdot n \cdot \cos \theta} \right] \quad (3.7)$$

$$K(r, t) = \frac{i \cdot I \cdot \delta_z \cdot k_m \cdot \eta \cdot e^{i(k_m r - \omega t)}}{2 \cdot \pi \cdot r} \quad (3.8)$$

où  $k_m$  est le vecteur d'onde dans le milieu considéré,  $\theta_c$  l'angle critique et  $n$  l'indice de réfraction entre les interfaces,  $E_{1,\theta}$  et  $E_{1,\varphi}$  les champs électriques dans l'air respectivement pour les plans  $E$  et  $H$ ,  $E_{2,\theta}$  et  $E_{2,\varphi}$  les champs électriques dans le massif respectivement pour les plans  $E$  et  $H$ .

Pour un dipôle élémentaire situé proche d'une interface, ces équations prennent la forme suivante :

(a) dans l'air :

$$E_{1,\theta} = K(r) \cdot \sin(\Phi) |\cos(\theta)| \left[ 1 - R_{//} e^{-i \cdot 2 \cdot k_1 \cdot h \cdot |\cos \theta|} \right] \cdot e^{-i \cdot k_1 \cdot (r-h \cdot |\cos \theta|)} \quad (3.9)$$

$$E_{1,\Phi} = -K(r) \cdot \cos(\Phi) \left[ 1 + R_{\perp} e^{-i \cdot 2 \cdot k_1 \cdot h \cdot |\cos \theta|} \right] \cdot e^{-i \cdot k_1 \cdot (r-h \cdot |\cos \theta|)} \quad (3.10)$$

(b) dans le massif :

$$E_{1,\theta} = -\frac{k_2}{k_1} K(r) \cdot \sin \Phi |\cos \theta| \cdot T_{//} \cdot e^{-i \cdot (k_2 \cdot r + k_1 \cdot h \cdot (1 - (k_2/k_1)^2 \cdot \sin^2 \theta)^{1/2})} \quad (3.11)$$

$$E_{1,\phi} = -\frac{k_2}{k_1} K(r) \cdot \cos \Phi |\cos \theta| \cdot T_{\perp} \cdot e^{-i \cdot (k_2 \cdot r + k_1 \cdot h \cdot (1 - (k_2/k_1)^2 \cdot \sin^2 \theta)^{1/2})} \quad (3.12)$$

$$K(r) = \frac{i \cdot I \cdot \delta_z \cdot \omega \cdot \mu_0}{4 \cdot \pi \cdot r} \quad (3.13)$$

où  $T_{\perp}$ ,  $T_{//}$ ,  $R_{\perp}$ ,  $R_{//}$  représente respectivement les coefficients de transmission et réflexions pour les modes TE et TM et  $h$  la hauteur de la source par rapport à l'interface.

La forme du diagramme de radiation est donc fonction du contraste de permittivité dielectrique entre l'air et le matériaux. La figure 3.6 illustre cette dépendance en présentant l'amplitude du diagramme de rayonnement (eq. 3.9 à 3.12), pour un dipôle posé sur le massif ( $h=0$ ) dans les plans E et H, pour différentes valeurs de permittivité du massif. Quand cette dernière augmente, l'amplitude du champ électrique transmise au milieu 2 (massif) devient plus importante par rapport au milieu 1 (air) et l'amplitude des lobes latéraux devient moins importante, à la fois en module et en volume angulaire occupé pour des angles d'incidences de plus en plus faibles.

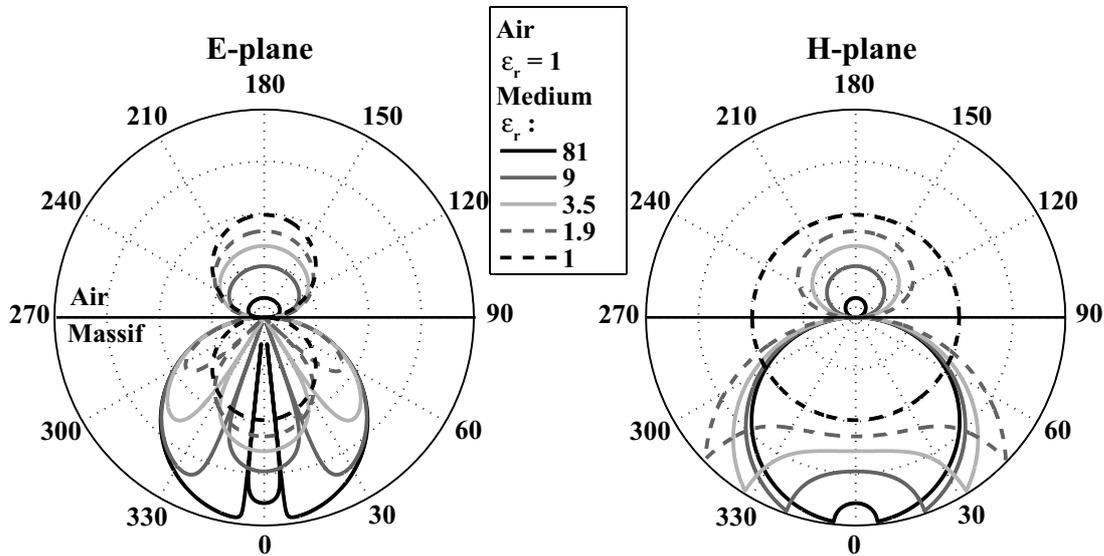


Figure 3.6: Diagramme de radiation dans le plan E et H (eq. 3.9 à 3.12) obtenue pour différentes valeurs de permittivité (de 1 à 81).

Arcone (1995) présente une méthode de modélisation appelée “ semi-analytique ” appliquée aux antennes de surface. Ce type de modélisation passe par plusieurs étapes. La première consiste à calculer la forme d'une onde EM générée par un dipôle élémentaire. Pour définir la forme de l'impulsion électrique initiale, Arcone (1995) utilise une sinusoïde élevée au carré, de durée ajustée à la longueur d'onde de l'antenne modélisée. Une

deuxième étape consiste à sommer, dans le domaine temporel, la contribution des dipôles élémentaires dont l'amplitude et la phase du champ électrique sont fonction de leurs positions dans l'antenne. Ces paramètres ont été établis à partir d'observations effectuées sur une antenne radar composée d'éléments rayonnants.

Le diagramme de radiation pour le dipôle élémentaire posé sur un matériaux est bien connue pour le champ lointain, mais ne correspond pas au cas des acquisition effectuées à l'aide du Géoradar. Ainsi, pour décrire quantitativement il faut utiliser des méthodes de modélisation 3D, que le chapitre suivant illustre.

## 3.2 Etude relative des dépendances angulaires et fréquentielles du diagramme de rayonnement

### 3.2.1 Cadre de l'étude

Lors de cette étude, les dépendances angulaires, fréquentielles ainsi que l'évolution spatiale du diagramme de radiation sont étudiées. Les notations utilisées ainsi que les différents plans de mesures sont répertoriés sur les figures 3.6 et 3.5. Le logiciel utilisé pour ce travail a été développé au sein de l'ETH Zurich par B. Lampe et K. Holliger (Lampe *et al.*, 2003; Lampe et Holliger, 2003, 2005). La technique de maillage est basée sur l'algorithme original présenté par Yee (1966). La stabilité numérique (dispersion numérique) est assurée par un pas temporel fonction de l'échantillonnage spatial inférieur à  $\lambda/10$  (Wang et Teixeira, 2003; Sun et Trueman, 2003; Zhao, 2004) et d'un nombre courant (Taflove et Hagness, 2000). Le volume calculé est entouré par une couche absorbante, appelé General Perfect Matched Layer (GPML). Cette dernière absorbe les réflexions parasites se produisant sur les bords du modèle, ce qui permet de limiter le volume étudié.

Les antennes modélisées sont excitées par une impulsion compacte de forme Gaussienne dans une ligne de transmission 1D (Maloney *et al.*, 1994), connectée aux bornes d'entrée de l'antenne. L'impédance caractéristique de la ligne de transmission est de  $200 \Omega.m$  (Lampe et Holliger, 2005). Afin de reproduire les acquisitions réalisées en falaise (Chapitre 2), les antennes ont pour fréquence centrale  $100 MHz$  et reposent sur un matériau ayant une permittivité effective égale à 9, et de conductivité nulle (pour simuler le calcaire). Les antennes étudiées ont un angle caractéristique égal à  $60^\circ$  et une longueur de  $1 m$ . Le volume maximal étudié comprend  $350 \times 350 \times 350 \approx 42,9$  millions de cellules. Le pas d'échantillonnage le plus fin utilisé est de  $1 cm$ . La distribution de conductivité pour les antennes de types Wu-King est donnée par la formule suivante (Lampe et Holliger, 2005; Shlager *et al.*, 1994):

$$\sigma(r/l = 0) = \sigma_0 \text{ et } \sigma(r/l > 0) = \sigma(1/2) \frac{1 - r/l}{r/l} \quad (3.14)$$

où  $l$  représente la demie longueur de l'antenne et  $r$  sa position par rapport au centre,  $\sigma_0$  la valeur maximale de conductivité et  $\sigma(1/2)$  est égale à la valeur de conductivité à la moitié de l'antenne. Le choix du profil de Wu-King pour les antennes modélisées est donc entièrement contraint par le choix de  $\sigma(1/2)$  et  $\sigma_0$  (Lampe et Holliger, 2005). Une valeur haute de  $\sigma_0$  peut mener à des réflexions non désirées près dans le panneau de l'antenne,

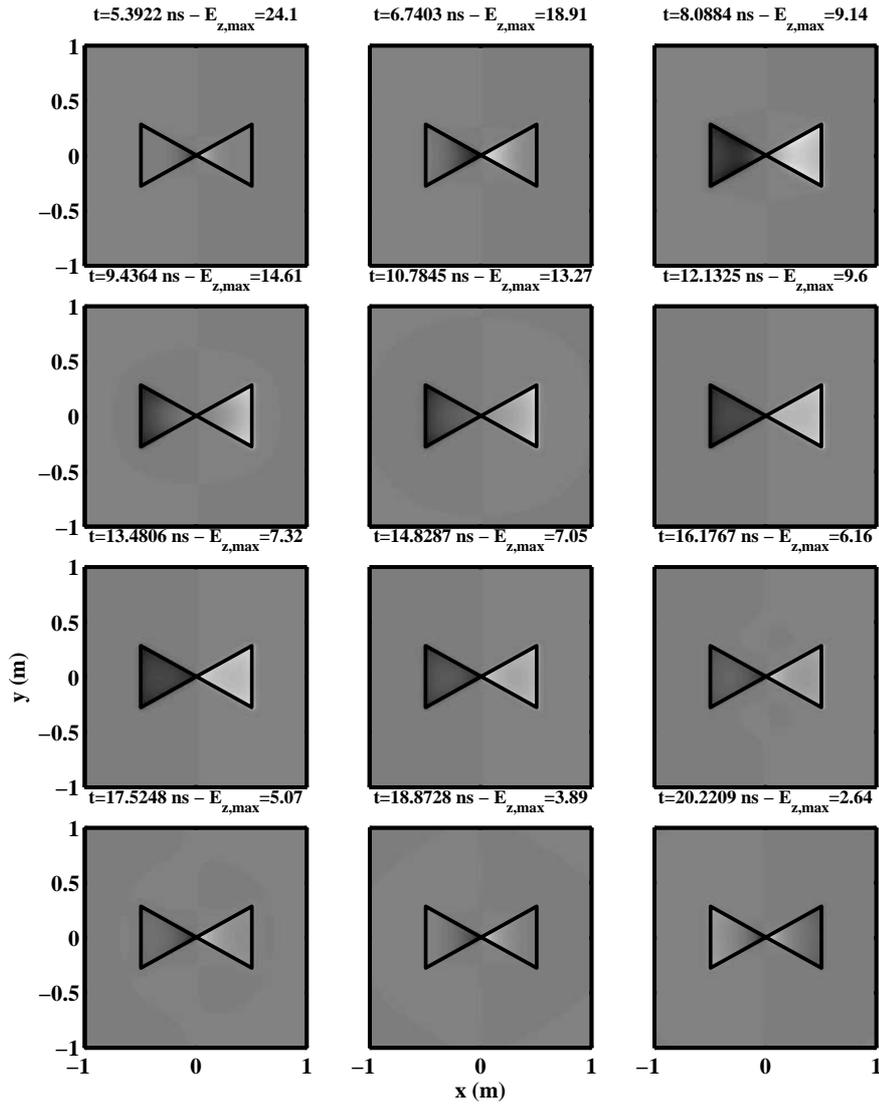


Figure 3.7: Evolution de la distribution de la surface de charge  $E_z$  normalisée dans le plan  $x,y$  pour une antenne Bow-Tie de type PEC, ayant un angle caractéristique de  $60^\circ$ , pour des temps compris entre 5,4 et 20,2 ns. L'amplitude maximale  $E_z$  est indiquée pour chaque modélisation. Les amplitudes positives sont représentées en foncé et inversement.

alors qu'une valeur trop basse peut entraîner une réflexion à l'intérieur de la borne d'entrée (Lampe et Holliger, 2005). Le paramètre  $\sigma(1/2)$  affecte le taux d'amortissement du profil de conductivité. L'ajustement de ce paramètre permet de limiter les réflexions sur les bords de l'antenne. Le profil de conductivité Wu-King utilisé à l'intérieur de l'antenne est établi à partir des travaux de Lampe et Holliger (2005).

Les figures 3.7 et 3.8 montrent l'évolution temporelle de la distribution de la surface de charge  $E_z$  respectivement pour une antenne Bow-Tie de type PEC et Wu-King. Entre 5,4 et 9,4ns, l'amplitude maximale champ électrique  $E_z$  pour l'antenne de type PEC (fig. 3.7) se propage jusqu'au bord des panneaux. Après 10ns, l'amplitude maximale revient vers le centre de l'antenne, et ce phénomène est répété jusqu'à ce que les ondes s'amortissent. Après 18 ns, il est possible de constater un changement de polarité dans les panneaux de l'antenne : les amplitudes positives (de couleur blanche) se retrouve à gauche, alors

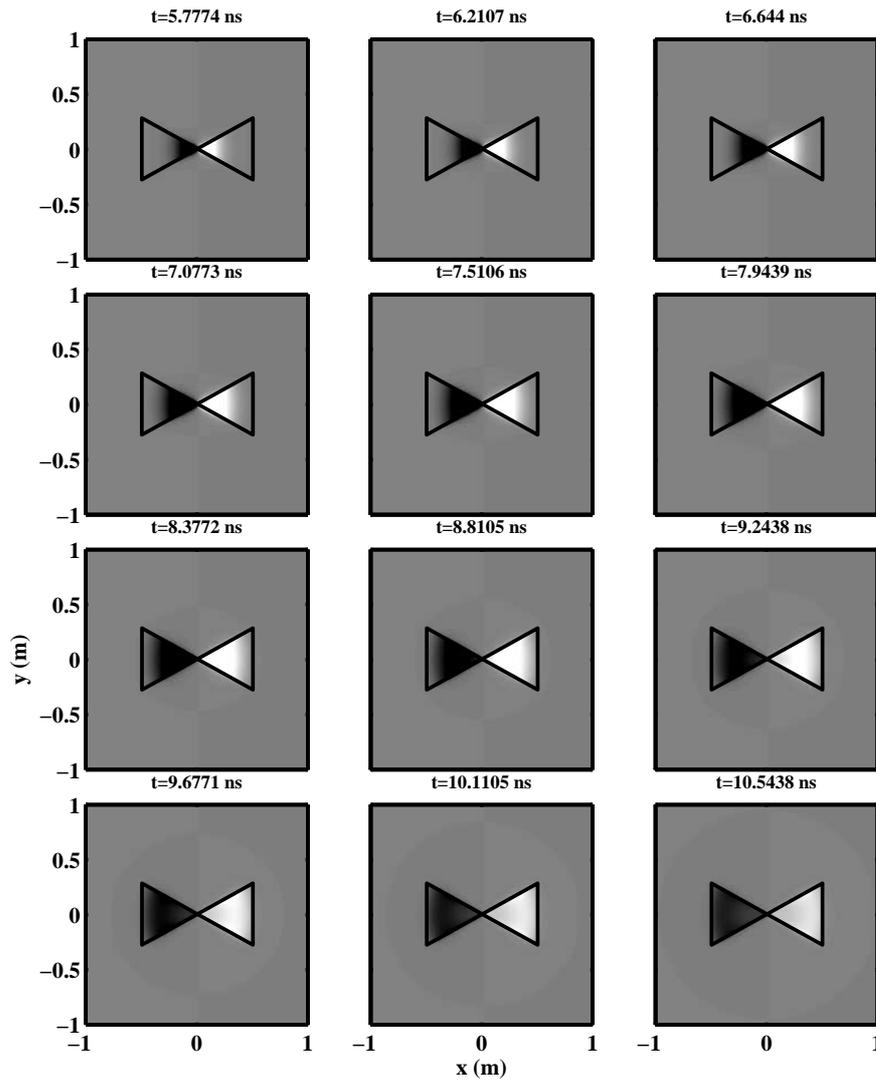


Figure 3.8: Evolution de la distribution de la surface de charge  $E_z$  normalisée dans le plan  $x,y$  pour une antenne Bow-Tie de type Wu-King, ayant un angle caractéristique de  $60^\circ$ , pour des temps compris entre 5,4 et 20,2 ns. L'amplitude maximale  $E_z$  est indiquée pour chaque modélisation. Les amplitudes positives sont représentées en foncé et inversement.

qu'au début de la simulation, elles sont sur la partie droite de l'antenne, et inversement. Il apparaît donc que les ondes générées sont réfléchies sur les bords de l'antenne de type PEC.

Sur l'antenne Bow-tie (fig. 3.8), le champ électrique  $E_z$  se propage jusqu'au bord de l'antenne ( $t < 10$  ns) et s'amortit progressivement (l'amplitude maximale du champ électrique diminue en fonction du temps). Les réflexions générées sur les antennes PEC peuvent induire un déphasage en fonction de l'angle d'émission, ce qui n'est pas constaté sur les signaux réels (acquisition en mode CMP). De plus, les antennes de type Wu-King présente l'avantage de bien modéliser les antennes filaires et de ne pas être sensible à l'angle d'ouverture  $\theta$  (Lampe et Holliger, 2005). La modélisation d'antennes Bow-Tie de type PEC ne sera donc pas poursuivie.

La figure 3.9 compare une trace  $EM$  modélisée pour une antenne Wu-King (trait plein)

et un signal acquis à l'aide d'une antenne de  $100\text{ MHz}$  (trait pointillé) dans le domaine temporel (a) et fréquentiel (b). Il apparaît que le signal modélisé a une bande passante plus large que le signal réel consécutive à l'utilisation d'une antenne de type Wu-King lors de la modélisation. En effet, les charges s'accumulent plus longtemps sur les bords de l'antenne (fig. 3.8), augmentant la bande passante du signal générée. Une deuxième source de différence provient de la méconnaissance de l'électronique d'acquisition pour les antennes Malå utilisées

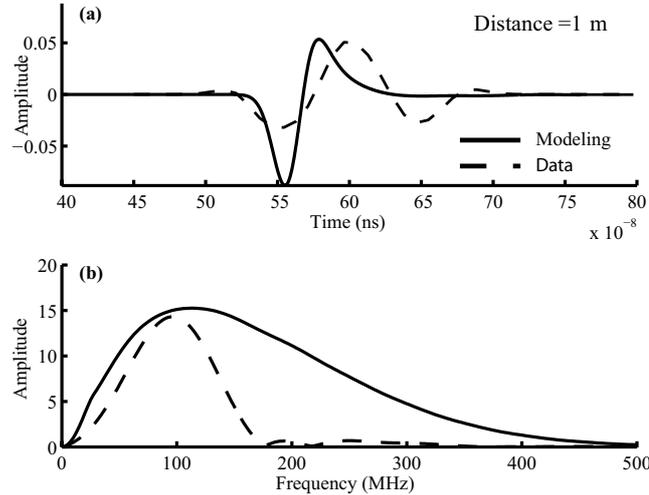


Figure 3.9: Signal modélisé (trait plein) généré pour la composante  $E_x$  du champ émis et l'amplitude du spectre de Fourier correspondant pour une antenne Bow-Tie de type Wu-King ayant un angle caractéristique de  $60^\circ$  comparé à des données acquises (trait continu) sur des falaises dans le domaine temporel (en haut) et fréquentiel (en bas), pour une distance de propagation de un mètre environ.

### 3.2.2 Dépendance spatiale du diagramme de radiation

L'évolution spatiale de l'amplitude diagramme de radiation a été étudié afin d'analyser sa stabilité dans le plan H, correspondant au mode TE, à  $100\text{ MHz}$  (fig. 3.10). Les distances modélisées varient de  $45\text{ cm}$  à  $3\text{ m}$  par rapport au centre de l'antenne. La partie supérieure du diagramme de radiation ( $90^\circ$  à  $270^\circ$ ) correspond aux ondes émises dans l'air, alors que la partie inférieure correspond aux ondes émises dans le matériau, dont la permittivité effective est égale à 9. La longueur d'onde du signal à  $100\text{ MHz}$  (fréquence nominale de l'antenne) est donc de 1 mètre. La forme du rayonnement des antennes varie de façon importante pour des distances à la source comprises entre  $0,45$  et  $1,2\text{ m}$ , où l'influence du champ proche est prépondérante. Au delà de  $1,2\text{ m}$ , l'influence est plus faible est la forme varie peu. La variation du diagramme de rayonnement en fonction de la distance d'enregistrement est surtout sensible pour des angles supérieurs à  $70^\circ$ . L'influence de l'interface se fait ressentir. Ces angles de radiations sont rarement atteints en prospection géoradar. Par exemple, pour une acquisition en mode CMP, les offsets maximaux d'acquisition sont de l'ordre de  $10\text{ m}$ . Si l'on considère une fracture à  $3\text{ m}$  de profondeur, alors l'angle d'incidence maximale de l'onde EM enregistré sur la discontinuité est de  $60^\circ$ .

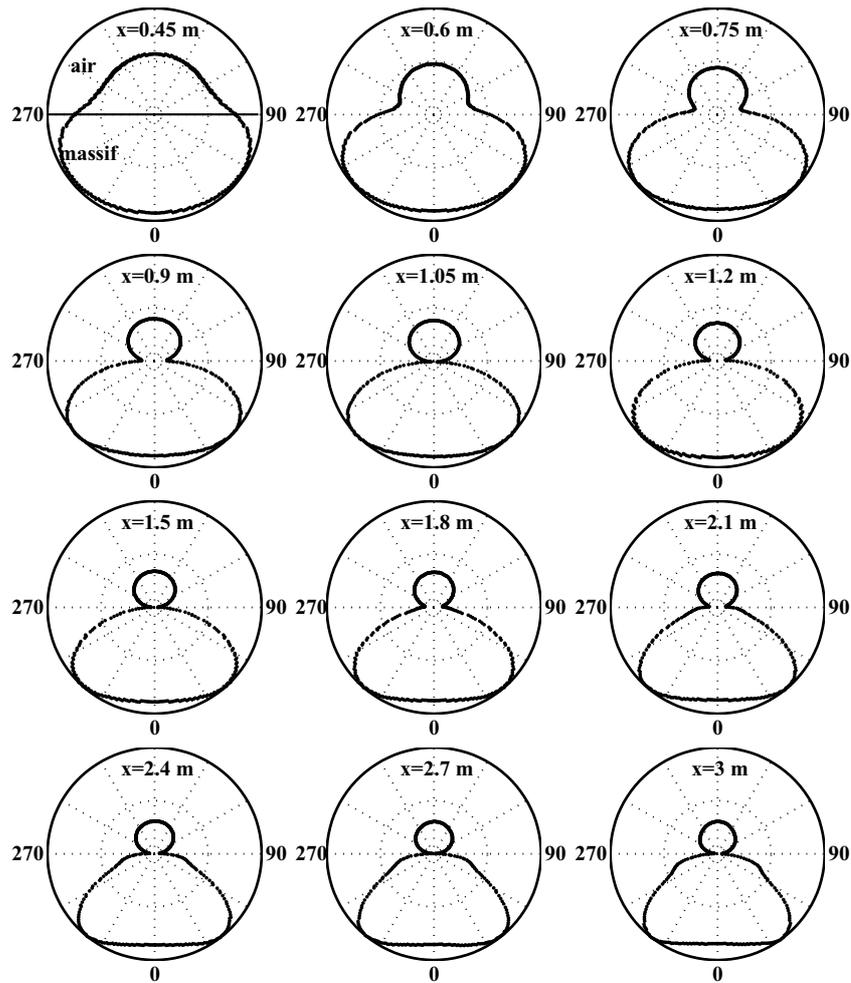


Figure 3.10: Evolution de l'amplitude du diagramme de radiation de l'antenne modélisée dans le plan H pour des distances variants de 0,45 à 3 m pour une fréquence de 100 MHz.

### 3.2.3 Dépendance angulaire et fréquentielle du diagramme de radiation

La figure 3.11 présente l'amplitude et la phase du diagramme de radiation de l'antenne modélisée respectivement dans les plans E et H pour une fréquence de 100 MHz. Dans cette partie, seules l'amplitude et la phase des champs électriques radiaux émis dans le second milieu, pour des angles compris entre 0 et 90°, sont analysées. Comme le diagramme de radiation restant symétrique, les observations réalisées s'appliquent aussi pour des angles variant de 0 à 270° (quadrant bas gauche dans le deuxième milieu).

La comparaison de l'amplitude des diagrammes de radiation dans les plans E et H (fig. 3.11 a et b) montre que pour le plan E, le champ électrique émis est focalisé principalement à l'aplomb de l'antenne. En effet, l'énergie décroît rapidement lorsque l'angle d'émission est supérieur à 30°. Dans le plan H, l'amplitude du champ électrique émise est relativement constante entre 0 et 60° avec un maximum à 45°, puis décroît rapidement pour être presque nulle lorsque l'angle d'émission est égal à 90°. Les diagrammes de radiation, pour les plans E et H (fig 3.11 c, d), montrent des phases relativement constantes pour des angles d'émission variant entre 0 et 60° et un faible déphasage est constaté pour

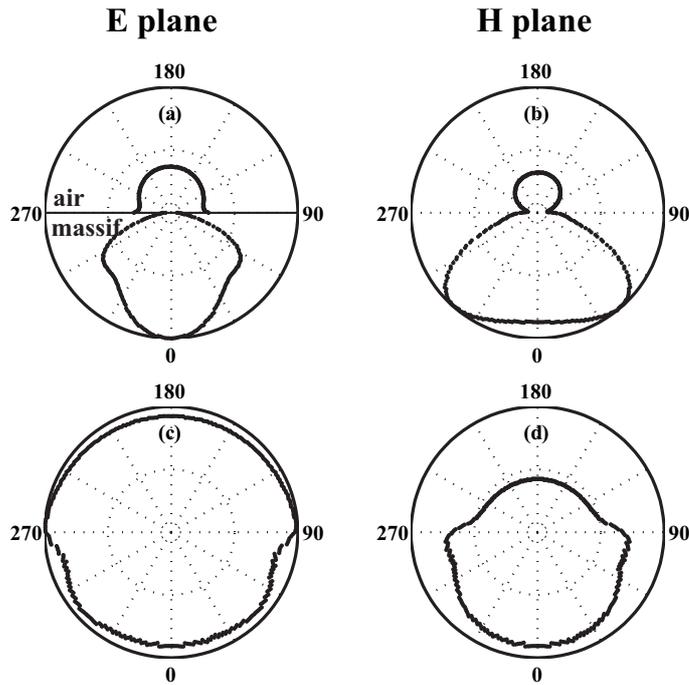


Figure 3.11: Amplitude (a, b) et phase (c, d) du diagramme de radiation à  $100\text{ MHz}$  pour les composantes radiales dans les plans E et H respectivement. La distance d'enregistrement est de 2,1 mètre.

les angles supérieurs.

Afin de pouvoir généraliser le diagramme de radiation modélisée à l'ensemble des fréquences étudiées, il faut que ce dernier présente des caractéristiques fréquentielle stable. La figure 3.12 montre l'amplitude (a, b) et la phase (c, d) de ce dernier pour des fréquences comprises entre  $50$  et  $150\text{ MHz}$  à une distance de  $2,1\text{ m}$  par rapport à la source dans les plans E et H respectivement. La plus grande longueur dans les limites imposées (à  $50\text{ MHz}$ ) et dans le milieu modélisé est de  $2\text{ m}$ . Or les signaux enregistrés sont à une distance de  $2,1\text{ m}$ . L'influence du champ proche est donc considérée comme faible. Afin d'étudier la dépendance fréquentielle de ce dernier, celui-ci a été normalisé pour un angle de radiation de  $0^\circ$  pour chacune des fréquences et corrigé de l'effet de propagation. Seul le diagramme de radiation dans le second milieu est montré, pour des angles variant de  $0$  à  $90^\circ$ . Son amplitude dans les plans E et H (fig. 3.12 a et b) est relativement uniforme pour des fréquences variant de  $50\text{ MHz}$  à  $150\text{ MHz}$  et des angles d'émission inférieurs à  $60^\circ$ . Au delà de  $60^\circ$ , celle ci présente une sensibilité fréquentielle, liée à la discontinuité que constitue l'interface. La phase du diagramme de radiation ne présente pas de dépendance fréquentielle pour des angles variants de  $0$  à  $90^\circ$ .

### 3.2.4 Conclusions

Lors de ce paragraphe une étude numérique a été présentée visant à comprendre les dépendances angulaires, spatiales et fréquentielles du diagramme de radiation pour des antennes Bow-Tie. Le choix du profil de conductivité de type Wu-King à d'abord été justifié pour la modélisation, car il présente l'avantage de limiter les phénomènes de réflexions des

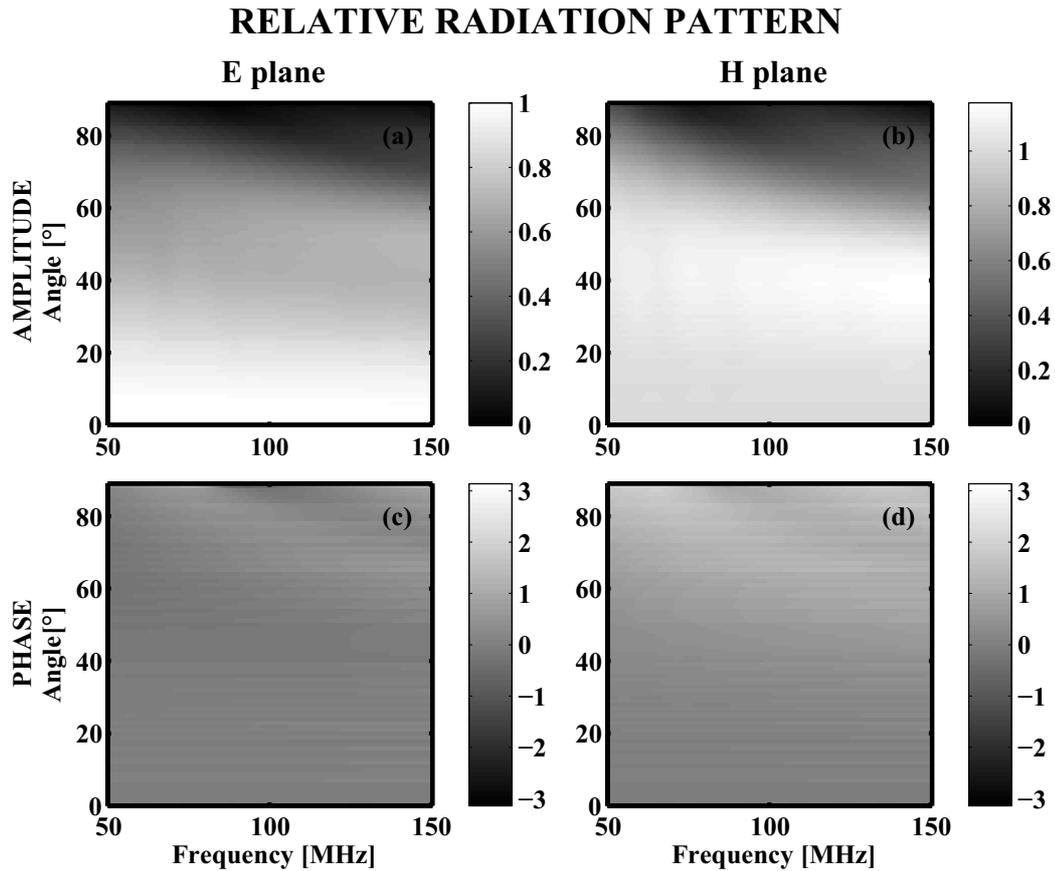


Figure 3.12: Amplitude (a, b) et phase (c, d) des diagrammes de radiation relatifs pour les composantes radiales dans les plans E et H respectivement, entre 50 et 150  $MHz$ . La distance d'enregistrement est égale à 2,1  $m$ .

antennes.

L'étude numérique a montré que l'amplitude du diagramme de radiation pour ce type d'antenne dans le plan E possède une dépendance très forte par rapport aux angles de rayonnement. Dans le plan H, cette dépendance est observée plus faiblement pour des angles de rayonnements inférieurs à  $60^\circ$ , et devient importante après. Par contre la sensibilité de la phase par rapport à l'angle de rayonnement est très faible pour les plans E et H. De plus, pour des distances de propagations supérieures à une longueur d'onde, l'évolution de la forme de l'amplitude du diagramme de radiation dans le plan H est faible. Une faible sensibilité fréquentielle par rapport à l'amplitude et la phase du diagramme de radiation dans le plan H à été constatée.

Ce chapitre a montré qu'il était possible d'utiliser un diagramme de radiation standard pour une antenne reposant sur un milieu donné lorsque l'angle d'émission est inférieur à  $60^\circ$ , et la distance de propagation supérieure à une longueur d'onde. Les courbes des diagrammes de radiations obtenues pour une fréquence particulière peuvent aussi être généralisées à une bande fréquentielle étendue lorsque l'angle d'incidence de l'onde sur la couche mince est inférieur à  $60^\circ$ .

### 3.3 Caractérisation des dépendances angulaire et fréquentielle des phénomènes de réflexions aux interfaces

#### Introduction

La réflexion d'une onde électromagnétique sur une surface naturelle peut être décomposée en différentes parties (fig. 3.13):

- une composante cohérente, régie par les lois de Snell-Descartes,
- un champ incohérent émis dans toutes les directions (Diffraction).

Les contributions des champs cohérent et incohérent du signal sont contrôlées par la rugosité de l'interface ( $h_\varepsilon$ ), qui dépend des irrégularités d'une surface.  $h_\varepsilon$  caractérise l'état de surface des aspérités et peut être défini selon les profondeurs ou un écart arithmétique moyen des irrégularités avec la ligne moyenne définissant la surface.

L'énergie contenue dans le champ cohérent est d'autant importante que la rugosité du réflecteur est faible devant la longueur d'onde du signal (fig. 3.13). Pour  $h_\varepsilon < \lambda/10$ , l'interface est considérée lisse. La totalité de l'énergie est rayonnée sous la forme d'un champ cohérent. En revanche, pour  $h_\varepsilon > \lambda/3$ , l'énergie diffusée prendra la forme d'un champ incohérent. Entre ces valeurs, il existe un contribution mixte (Besse, 2004).

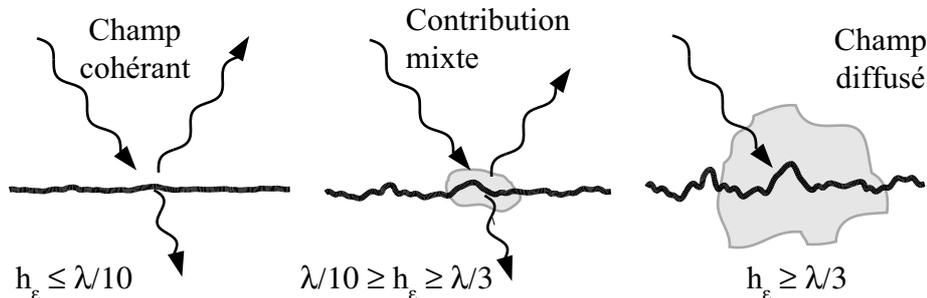


Figure 3.13: Distribution de l'énergie cohérente et diffusée d'un signal en fonction de la rugosité relative de l'interface.

Il existe deux types de contributions de la rugosité (Indraratna et Ranjith, 2001):

- ondulation à grande échelle (ondulation des fractures),
- ondulation à petite échelle (irrégularité des fractures).

La mesure de la rugosité, couramment réalisée en mécanique grâce à des rugosimètres, est un exercice délicat sur des fractures rocheuses. Elle est caractérisée par le Joint Roughness Coefficient (*JRC*, Barton, 1973; Barton et Choubey, 1977) en mécanique des roches. La classification *JRC* contient 10 types de profils, qui ont été repris par l'International Society for Rock Mechanics (ISRM) en 1978. Notre étude est réalisée pour des ondes EM ayant une fréquence variant de 50 à 200 MHz (acquisition CMP). Dans le calcaire, la longueur du signal varie de 2 (50 MHz) à 0,33 m, ce qui donne une valeur de rugosité maximale admissible égale à 3,3 cm pour que le le champ soit considéré cohérent ( $h_\varepsilon < \lambda/10$ ). Gerbaux (2002) a montré que pour les falaises calcaire de la région grenobloise, les rugosités mesurées sont de l'ordre du millimètre pour les fractures, pouvant être considérées

comme lisse dans la gamme d'acquisition des données géoradar. Le champ réfléchi est donc considéré comme uniquement cohérent. La présence d'une couche mince dans toutes les formations crée une réflexion complexe à analyser, qui contient les caractéristiques géométriques et *EM* des milieux traversés. Des modèles analytiques existent pour expliquer la forme du coefficient de réflexion. L'étude proposée au paragraphe 3.3.1 évalue la possibilité d'utiliser les dépendances générées par la présence de cette discontinuité dans le contexte d'une fracture perturbant un milieu. La sensibilité et la validité du coefficient de réflexion sont discutées dans un premier temps. Une méthodologie est ensuite proposée pour convertir les données brutes en coefficient de réflexions. Enfin, cette méthodologie est ensuite appliquée à des données acquises sur le site du rocher du Mollard.

## Frequency-dependent APVO curves of thin-beds from GPR data: theory and application to fracture characterization

Jacques Deparis<sup>1</sup>, Stéphane Garambois<sup>1</sup>

<sup>1</sup>LIRIGM-LGIT, Maison des Géosciences, Université Joseph Fourier,  
BP 53, 38041 Grenoble Cedex 29, France.

Corresponding author :

Jacques Deparis

Maison des Géosciences

LIRIGM - UJF

BP 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France

Tel : +33 476 82 80 68

e-mail : jacques.deparis@ujf-grenoble.fr

### abstract

The presence of a thin layer embedded in any formation creates complex reflection patterns due to interferences within the thin-bed. The generated reflectivity Amplitude Variations according to Offset (AVO) have been increasingly used in seismic interpretation and more recently tested on Ground Penetrating Radar (GPR) data to characterize NAPL contaminants. Phase and frequency sensitivities of the reflected signals are generally not used, although they contain useful information. The present study aims to evaluate the potential of these combined properties to characterize a thin-bed using GPR data acquired along a Common Mid-Point (CMP) survey, carried out to assess velocity variations in the ground. It has been restricted to the simple case of a thin-bed embedded within a homogeneous formation, a situation often encountered in fractured media. Dispersive properties of the dielectric permittivity of investigated materials (homogeneous formation, thin-bed) were described using a Jonscher parametrization, which first permitted to study the sensitivity of Amplitude and Phase Versus Offset (APVO) curves according to frequency and thin-bed properties (filling nature, aperture). In a second part, illustrated discussions are proposed concerning validity of the thin-bed approximation as well as simplifying assumptions and necessary careful corrections made to convert raw CMP data into dispersive APVO curves. Finally, all the proposed methodology is applied to a real CMP GPR data acquired along a vertical cliff. It allowed to extract with satisfying resolution and confidence the characteristics of a subvertical fracture. The entire study highlights interest to include dispersion sensitivity of the reflection coefficient variations for thin-bed characterization.

### 3.3.1 Introduction

Detection of prone-to-fall rock masses proves to be often not very dependable owing to lack of information about the main discontinuities which cut through the mass and may lead to potential instability. Ground Penetrating Radar (GPR) investigations conducted directly on the cliff wall successfully provided images of fracture continuity with a satisfying resolution (Jeannin *et al.*, 2006; Roch *et al.*, 2006; Deparis *et al.*, 2007). In some

cases, these images were quantitatively interpreted in term of maximum rock-bridge percentage (Deparis *et al.*, 2007), a crucial parameter to assess the stability of a prone to fall rock mass. Even if it constitutes a large projection, no quantitative information about discontinuities was deduced from these studies.

When fractures are large compared to wavelength, it is possible to detect and individualize reflections coming from the two surfaces of a single fracture, and deduce its aperture and filling properties when electromagnetic (EM) velocity is known from CMP surveys. Such an approach is however impossible to apply when fracture aperture is lower than half of the dominant wavelength (of the wave propagating in the filling material). In this case, multiple reflections coming from the two sides of the fracture create interferences and generate complex reflection patterns.

EM reflection properties, which have been widely studied for GPR purposes (Annan, 2001; Grégoire *et al.*, 2003; Carcione *et al.*, 2006), are sensitive to several contributing properties such as dielectric permittivity, electrical conductivity and magnetic permeability (Annan, 2001). They also depend on the acquisition mode (Lehmann, 1996; Lutz *et al.*, 2003), on the incident angle of the GPR wave (Annan, 2001) and on the frequency of the studied wave. In seismic interpretation, Amplitude Variation analyses of the seismic reflectivity as a function of Offset (AVO) proved to be a useful tool to access the contrasts in elastic properties. These properties might also be related to lithology (Kindelan *et al.*, 1989) and fluid content (Simmons et Backus, 1994; Hall et Kendall, 2003; Mahob et Castagna, 2003; Stovas *et al.*, 2006).

AVO tests were successfully performed on GPR data to qualitatively characterize the presence of nonaqueous phase liquid contaminants (NAPL) in the subsurface (Baker, 1998; Jordan et Baker, 2002; Deeds et Bradford, 2002; Jordan *et al.*, 2004). These works were supplemented by numerical analyses of Lehmann (1996), Bergmann *et al.* (1998), Zeng *et al.* (2000) and Carcione *et al.* (2006), who studied TE and TM reflection variations versus offset for different contrasts of EM properties such as NAPL concentrations. All these studies were based on the Fresnel reflection coefficient curves (Griffiths, 1998), which were derived assuming monochromatic EM incident plane waves on a boundary separating two homogenous and isotropic media. These assumptions are contradicted to some degree when applied to real data, particularly in the event of the presence of a thin-bed, which affects reflectivity due to interferences between reflections generated on both sides of the thin-bed. A direct consequence is that the Fresnel reflection equation is no longer valid when aperture of the thin bed is less than 75 % of the dominant wavelength of the signal (Bradford et Deeds, 2006).

For seismic applications, the pioneering work of Widess (1973), which showed how the composite reflection amplitudes from a thin bed vary as a function of its aperture for a cosine wavelet, was generalized and more thoroughly studied (e.g. Schonberger et Levin, 1976; Koefoed et de Voogd, 1980; Stephens, 1985). Recently, AVO response of a single thin bed was discussed by Liu et Schmitt (2003) in term of its capability to characterize a seismic reservoir. For GPR data, Grégoire et Hollender (2004) compared the spectral ratio between measured reflected wavelets and a reference wavelet for the case of thin-

bed reflectors to estimate the dispersive dielectric permittivity of the reflectors and their apertures. This frequency-sensitive approach was only applied to constant offset sections and not to AVO data. Recently, Bradford et Deeds (2006) analyzed AVO curves using an analytical solution of the thin-bed reflectivity, and successfully applied their modeling to two case studies dealing with NAPL contaminated zones. As they did not consider frequency-dependent contributing parameters and used the envelope function as a basis for AVO analysis, they could not use the frequency content and phase properties of the reflected signals.

In this paper, APVO (Amplitude and Phase Versus Offset) analyses of GPR data are conducted in order to characterize fracture properties (filling, aperture). The procedure is restricted to a homogeneous medium, in which a thin bed is embedded. On the other hand, the study is extended to a dispersion analysis of these APVO curves within a useful frequency band. Dispersion of dielectric properties is taken into account using a Jonscher formulation (Jonscher, 1977). This paper proposes first a brief recall of the main characteristics of EM thin-bed reflection coefficient variations according to offset and frequency and on their sensitivities to thin-bed properties (aperture, filling). In a second part, the validity of the thin-bed approximation is numerically studied and discussed together with the problem of raw data corrections, a delicate process but necessary for getting reflectivity properties. In the last part, this frequency-dependent APVO methodology is applied to CMP data acquired on a cliff wall. It permitted to derive with a satisfying resolution quantitative properties of the main fracture which cuts through the studied scale. Such methodology, which can be extended to all thin-bed problems, constitutes the first step towards inversion of dispersive APVO curves.

### 3.3.2 Thin-layer EM reflection and properties

Reflection and transmission of EM waves across an interface separating two half-spaces are described using the continuity of the normal component of magnetic field  $\vec{B}$  and of the tangential component of electric field  $\vec{E}$ . Snell's law expresses the relationship between incidence ( $\theta_i$ ), transmission ( $\theta_t$ ) and reflection ( $\theta_r$ ) angles for a wave impinging on an interface between two media presenting different EM properties:

$$\begin{aligned} k_1 \sin \theta_i &= k_2 \sin \theta_t \\ \theta_i &= \theta_r \end{aligned} \tag{3.15}$$

where  $k_1$  and  $k_2$  are the wave-numbers of layers 1 and 2, respectively. They are defined by:

$$k_{1,2} = \omega \sqrt{\mu_{1,2} \varepsilon_{e1,2}}, \tag{3.16}$$

where  $\omega$  denotes the angular frequency,  $\mu_{1,2}$  the magnetic permeability and  $\varepsilon_{e1,2}$  the complex permittivity.

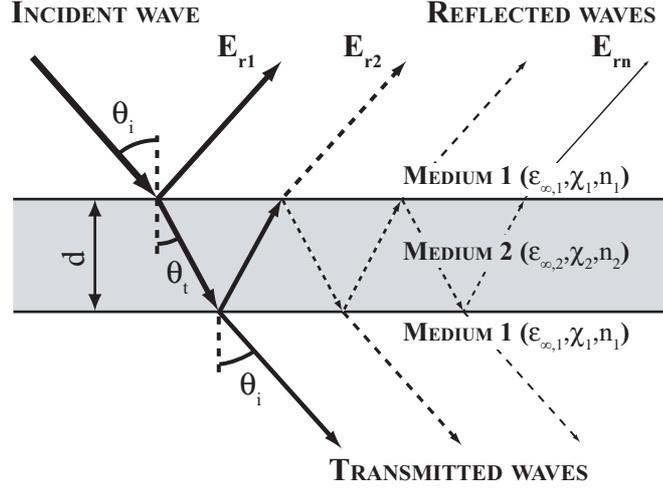


Figure 3.14: Schematic representation of a thin-bed embedded between two identical layers, which creates wave interferences due to multiple reflected and transmitted waves coming from both sides of the thin-bed.

Fresnel reflection and transmission equations quantify amplitude and phase distribution of  $EM$  waves on both sides of an interface for two different polarization planes: the Transverse Electric ( $TE$ ) mode (electric field vector is normal to the direction of propagation) and the Transverse Magnetic ( $TM$ ) mode (magnetic field vector normal to the direction of propagation):

$$R_{TE} = \frac{E_r}{E_i} = \frac{\mu_2 k_1 \cos \theta_i - \mu_1 k_2 \cos \theta_t}{\mu_2 k_1 \cos \theta_i + \mu_1 k_2 \cos \theta_t} \quad (3.17)$$

$$R_{TM} = \frac{E_r}{E_i} = \frac{\mu_2 k_1 \cos \theta_t - \mu_1 k_2 \cos \theta_i}{\mu_2 k_1 \cos \theta_t + \mu_1 k_2 \cos \theta_i} \quad (3.18)$$

In these expressions,  $R_{TE}$  and  $R_{TM}$  respectively denote the reflection coefficients in  $TE$  and  $TM$  modes,  $E_i$  and  $E_r$  the incident and reflected electric fields.

### Thin-Bed Reflection

The above expressions are no longer valid to describe offset-dependent reflectivity when  $EM$  waves cross a thin-bed. The validity limit of Fresnel equations was established by Bradford et Deeds (2006) at approximately 0.75 of the characteristic wavelength ( $\lambda$ ) of the signal. When the layer aperture is less than  $0.75 \cdot \lambda$ , multiple reflections between both sides of the thin-bed generate frequency-dependent interferences, which creates a complex reflectivity pattern.

Considering the restricted case if this study that the thin-bed is embedded within a homogeneous medium (Fig. 3.14), an analytical approximation of thin-bed reflectivity ( $R$ ) can easily be computed (Liu et Schmitt, 2003) and is presented on equation (3.19):

$$R(\omega) = \frac{R_{12}(\omega) - R_{12}(\omega)e^{-i\varphi(\omega)}}{1 - R_{12}(\omega)^2 e^{-i\varphi(\omega)}} \quad (3.19)$$

with  $\varphi(\omega) = 2.d.k_2(\omega) \cdot \cos(\theta_i)$ . In this expression,  $R_{12}(\omega)$  denotes the Fresnel reflection coefficient between layers 1 and 2 and  $d$  the thin-bed aperture. Equation (3.19) shows that thin-bed reflectivity depends on the dielectric properties of the propagating medium (homogeneous) and of the filling material, on the aperture of the thin-bed, on the incidence angle of the wave and finally on the frequency of the signal.

### Sensitivity of Thin-Bed Reflection Coefficient

Dispersion effects of constitutive dielectric properties can be described using various theoretical models. Among them, Jonscher parameterization (Jonscher, 1977) is well adapted to describe complex permittivity  $\varepsilon_e$  in the broadband frequency of GPR systems (Hollender et Tillard, 1998), using only three parameters ( $\varepsilon_\infty$ ,  $\chi$  and  $n$ ):

$$\varepsilon_e(\omega) = \varepsilon_0 \chi_r \left( \frac{\omega}{\omega_r} \right)^{n-1} \left( 1 - i \cot \frac{n\pi}{2} \right) + \varepsilon_\infty \quad (3.20)$$

where  $\varepsilon_0$  is the permittivity of free space ( $8.854 \cdot 10^{12} \text{ F/m}$ ),  $\omega_r$  ( $\text{Hz}$ ) is a reference frequency, and  $\varepsilon_\infty$  ( $\text{F/m}$ ),  $\chi_r$  (dimensionless), and  $n$  (dimensionless) are the three Jonscher parameters.

To illustrate the reflectivity sensitivity of a thin-bed, amplitude and phase curves (APVO) were computed for the TE mode according to frequency (Fig. 3.15a and 3.15b) at null incidence angle on one hand, and as a function of the incidence angle at a frequency of 100 MHz on a second hand (Fig. 3.15c and 3.15d). These computations were performed considering an air-filled (solid line) and clay-filled (dashed line) thin-bed of various apertures, embedded within a limestone formation.

These examples highlight first the dispersive variations of both amplitude and phase of a thin bed reflection coefficient for both fillings. It underlines the existence of a critical normalized aperture of the thin-bed ( $d = n\lambda_2/2$ ) for which the amplitude of the reflection coefficient is null (for air) or minimum (for clays). The phase presents around this value a large fluctuations. On the other hand, the amplitude of the reflection coefficient is maximum for a thin-bed aperture of  $\lambda_2/4$ . They also highlight the sensitivity of amplitude and phase of the reflectivity according to the incidence angle (APVO). The amplitude increases more or less gradually (depending on the aperture) up to 1 for large incidence angles, contrary to phases, which present weak fluctuations according to incidence angle. Finally, these computations also highlight large reflectivity fluctuations according to the filling material.

This example illustrates well the potential of such an approach to characterize the thin-bed. The reflection coefficient sensitivities (dispersion, APVO) vary as a function of aperture of the thin-bed and of its filling material. The proposed strategy consists in using all these variations to access these properties, using a thin-bed approximation for reflectivity.

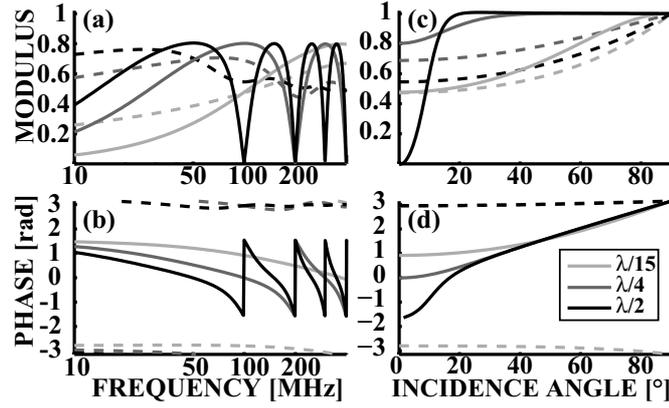


Figure 3.15: Sensitivity of the reflection coefficient between limestone ( $\varepsilon_{\infty 1} = 8.14$ ;  $\chi_1 = 0.94$ ;  $n_1 = 0.82$ ) and a thin-bed filled with different materials (air in solid lines:  $\varepsilon_{\infty 2} = 1$ ;  $\chi_2 = 0$ ;  $n_2 = 1$ ; clays in dotted lines:  $\varepsilon_{\infty 2} = 55$ ;  $\chi_2 = 30$ ;  $n_2 = 0.25$ ) as a function of frequency and incidence angle. The modulus and phase sensitivity curves were computed for different apertures of the thin-bed ( $\lambda_2/2$ ;  $\lambda_2/4$ ;  $\lambda_2/15$ ) at zero offset for (a) and (b) and at 100 MHz for (c) and (d).

### Validity of Thin-Bed Approximation

Validity of the analytical form of the thin-bed approximation is studied using a numerical model generated from a finite difference time domain (FDTD) numerical modeling code (GprMax2d, Giannopoulos, 2005) in order to compare reflection coefficient properties derived from the thin-bed approximation on one hand and from the numerical modeling on the other hand. This process allows also to evaluate the efficiency of propagation effects data corrections (geometrical spreading and attenuation effects), a necessary process we denoted deconvolution. At this stage, radiation pattern effects were not considered, as the EM source was an infinitesimal dipole into a homogeneous medium in the H plane (with a central frequency around 100 MHz). To get correct wave propagation, we used a mesh resolution ( $N = \lambda/\delta_x$ ) upper than 10 (Mullen et T., 1982), with a minimum size of quadrilateral finite element of 0.33 cm.

The geometrical model is made up of a thin-bed located at a depth of 3 m, embedded within homogeneous limestone ( $\varepsilon_r = 9$ ,  $\sigma = 10^{-3} S/m$ ). The CMP acquisition was modeled as a realistic survey, i.e. with a maximal offset of 10 m, which provides incidence angles ranging from a few degrees to  $60^\circ$ . As the source signal waveform is difficult to establish in real conditions, all APVO analyses were normalized for all studied frequencies using a low incidence angle trace.

Figure 3.16 presents reflection coefficient properties for an air-filled thin-bed presenting an aperture of 30 cm ( $\lambda_2/10$ ) as a function of frequency and incidence angle. Numerical data were deconvoluted from propagation effects. These figures show the good consistency between analytical (Figs 3.16a and c) and modeling (Figs 3.16b and e) results for both the amplitude and phase in the investigated frequency range [50-200 MHz] and within the incidence angle range. The relative amplitude error (c) is always below than 1.6% and phase difference (f) below than 0.3 rad. The maximum errors, observed for large frequen-

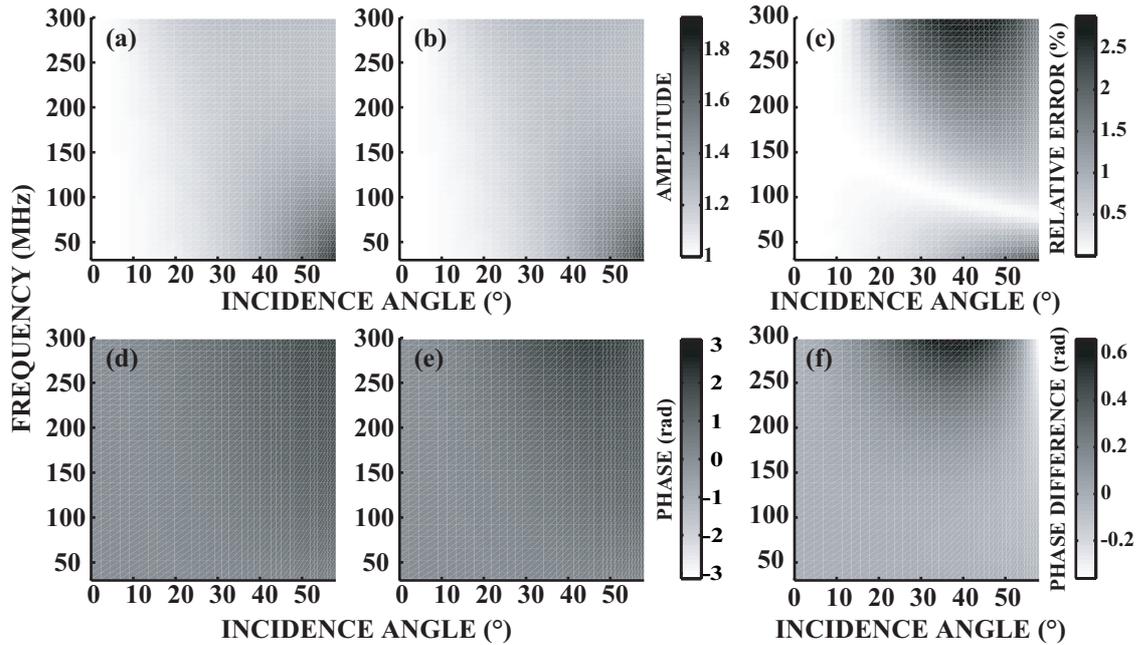


Figure 3.16: Comparison between amplitude ( $A$ ) and phase ( $P$ ) of analytically (a, d) and numerically (b, e) computed reflection coefficients for an air-filled thin-bed (aperture of 30 cm) as a function of frequency and incidence angle. The relative amplitude error ( $|A_{mod} - A_{syn}| / |A_{mod}| \times 100$ ) and phase difference ( $P_{mod} - P_{syn}$ ) are presented in figures c and f, respectively.

cies and large incidence angles, are essentially due to numerical dispersion coupled with phase-velocity error for the FDTD computations. Indeed, physical phase-velocity error is maximum when the wave direction under the cell equals  $45^\circ$  for square cells (Zhao, 2002, 2004) and numerical dispersion increases with large incidence angles, due to a large propagation distance of waves.

We verified that the satisfying consistency obtained in this low dispersive filling material can be extended to different situations. For the two first cases (Figs. 3.17 a and b), the real part of the effective permittivity of filling material is lower than that of the matrix. It represents air (a) and a more conductive material (dry sands, b). On the other hand, for the last two cases (Figs. 3.17 c and d) real part of effective permittivity of filling material is larger than that of the matrix. It represents a conductive material (clays or soil, c) and fresh water (d).

For the air-filling (fig. 3.17 a), the comparison between analytical and numerical reflection coefficients is very consistent as long as the aperture is lower than  $80\text{ cm}$  ( $\lambda/3.75$ ). Beyond this aperture, the absolute variation of amplitude differs slightly. For the sandy-filling (fig 3.17 b), the comparison is satisfactory for all apertures. For clayey and water fillings (fig. 3.17 c and d), the comparison of amplitudes is quite consistent for all apertures, contrary to phases, where differences appear for large incidence angles (greater than  $40^\circ$ ) and when aperture of the thin-bed is greater than  $\lambda/2$ , due essentially to phase-velocity error and numerical dispersion. Indeed in these last cases, associated mesh resolution becomes lower and increases numerical dispersion. When the aperture is greater than  $\lambda/2$ ,

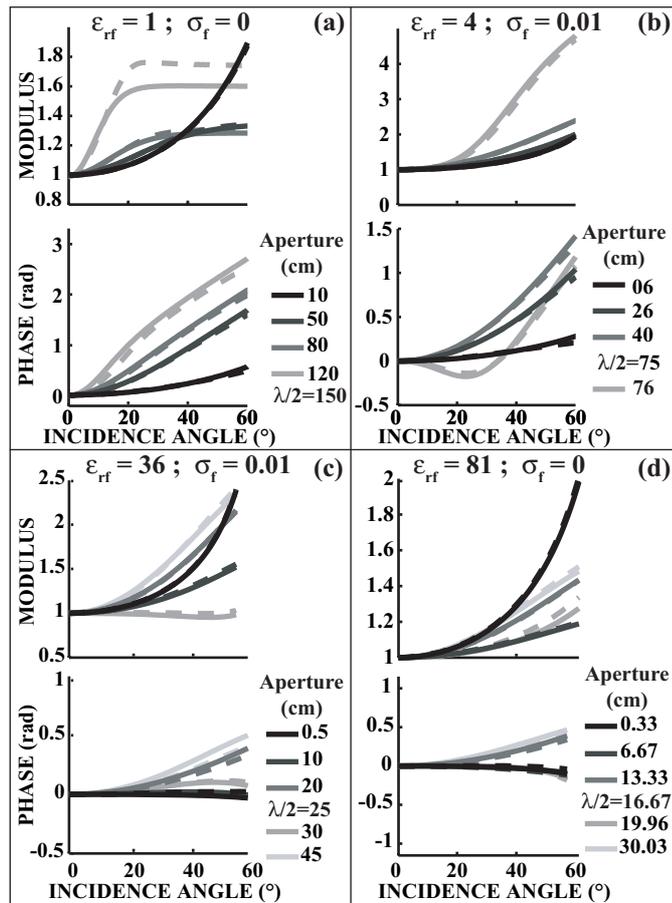


Figure 3.17: Comparison between analytically (solid line) and numerically (dashed line) computed reflection coefficients as a function of incidence angle for different filling materials and apertures for a frequency equal to 100 MHz.

errors between numerical and analytical reflection coefficients always remain below 5%. These results suggest that the thin-bed approximation can be used in all cases as long as thin-bed aperture remains lower than  $\lambda/2$ , except for air filling. In this particular case (velocity increase function of depth), analysis of critical reflected waves, combined with high resolution algorithm (Le Bastard *et al.*, 2006), permitted to defined the model.

### 3.3.3 From CMP Data to Reflection Coefficient Properties

The conversion of real GPR data into reflectivity properties (APVO, dispersion) is a delicate operation, which requires several corrections. Bradford and Deeds (2006) discussed several issues related to this point. The reflected electric field measured  $E_{mes}(\omega, x)$  recorded at an offset  $x$  (incidence angle  $\theta_i$ ) and at an angular frequency  $\omega$  can be expressed from the electric field source:

$$E_{mes}(\omega, x) = E_0(\omega) \frac{D(\omega, \theta_i) C(\omega, \theta_i) T(\omega, \theta_i) e^{-ik_1(\omega)r}}{r} R(\omega, \theta_i) \quad (3.21)$$

where  $D(\omega, \theta_i)$  describes the influence of the transmitter and receiver antenna radiation patterns,  $C(\omega, \theta_i)$  the influence of transmitter and receiver/soil couplings,  $T(\omega, \theta_i)$  possible energy losses between free surface and reflection studied, and  $r$  is the length of the travel path studied ( $r = 2.x/\cos(\theta_i)$ ). The factor  $e^{-ik_1r}$  is the propagation term, which includes the intrinsic attenuation and dephasing for a plane wave.

Emitting source waveform highly depends on acquisition system (antennae and electronic system) and this information is difficult to obtain, especially for commercial GPR systems. As a consequence, there is no possibility to access absolute properties of the reflection coefficient. A possibility to circumvent this problem consists in normalizing the equation 3.21 with a given trace acquired at a given offset  $x_2$ :

$$\frac{E_{mes}(\omega, x)}{E_{mes}(\omega, x_2)} = \frac{r_2}{r} \frac{D(\omega, \theta_i)}{D(\omega, \theta_{i2})} \frac{C(\omega, \theta_i) T(\omega, \theta_i)}{C(\omega, \theta_{i2}) T(\omega, \theta_{i2})} \frac{e^{-ik_1(\omega)r} R(\omega, \theta_i)}{e^{-ik_1(\omega)r_2} R(\omega, \theta_{i2})} \quad (3.22)$$

This relation shows the necessity to make simplifying assumptions and necessary corrections in order to access the relative reflection properties  $R(\omega, \theta_i)$  (dispersion, APVO) generated by a thin-bed from the recorded reflected signals  $E(\omega, x)$ .

#### Simplifying Assumptions

First, a reasonable assumption consists in considering that soil/antennae couplings does not vary significantly over CMP acquisition, i.e. that the acquisition surface is not too rough. It results that  $C(\omega, \theta_i)$  is equal to  $C(\omega, \theta_{i2})$  for all incidence angles.

We also assume that reflection and transmission losses do not vary much within the investigated angles ( $T(\omega, \theta_i) = T(\omega, \theta_{i2})$ ). Bradford et Deeds (2006) discussed the validity of this assumption for different subsurface models (subhorizontal strata in the upper surface) using Fresnel equations. They concluded that the error generated by omitting this

phenomenon is less than 5 % and that it starts to be critical for large angles. In the field example shown hereafter, the presence of a bedding reflector above the studied thin-bed does affect reflectivity at angles greater than 40°, and so considerably restricts the range of investigation.

These two assumptions make it possible to simplify equation (3.22):

$$\frac{R(\omega, \theta_i)}{R(\omega, \theta_{i_2})} = \frac{E_{mes}(\omega, x) r_1 D(\omega, \theta_{i_2}) e^{-ik_1(\omega)r_1}}{E_{mes}(\omega, x_2) r_2 D(\omega, \theta_i) e^{-ik_1(\omega)r}}. \quad (3.23)$$

### Propagation Corrections

To access the relative reflection coefficient properties from this relation, two correction processes need to be applied on measured data. First, a deconvolution process permits to correct the signal from propagation effects. To compute propagation corrections,  $r$ ,  $r_2$  and  $k_1(\omega)$  must be precisely known. Two distinct strategies can be used to achieve this goal.

The easier one requires additional measurements. It consists in (i) analyzing CMP data as precisely as possible in terms of NMO velocity and (ii) obtaining electrical measurements of the homogeneous medium (here, limestone). CMP analysis provides both the depth of the reflector (and so  $r$  and  $r_2$ ) as well as the real part of  $k_1$  at various frequencies. In our problem (limestone), dispersion of the real part of  $k_1$  in the GPR frequency range can be considered as negligible. The imaginary part of  $k_1$  can be deduced from electrical measurements taken at the test site by electrical tomography or EM methods, or by laboratory measurements on samples. They are conducted at low frequency (quasi-static conditions), but can be extended to GPR frequencies for low dispersive media. The drawback of such an approach is that there is a trade-off between dephasing due to propagation, dephasing due to relaxation effects and dephasing due to reflectivity. For this reason, Bradford et Deeds (2006) chose to study only the amplitude of the reflected wave, by considering the envelope of the signal. Although relaxation effects are very weak in limestone formation, this trade-off create minor velocity changes.

Another approach, presented by Deparis et Garambois (2007), consists in inverting all the parameters together, i.e. the 3 Jonscher parameters describing limestone formation, the 4 parameters describing the thin-bed formation (aperture and 3 Jonscher parameters) and the depth of the reflector. With this approach, each solution of the parameter space includes the above-mentioned trade-off.

### Radiation Pattern Effects

The second correction concerns radiation patterns. To our knowledge, no study has reproduced the radiation pattern of RAMAC unshielded GPR antennas.

Figure 3.18 compares the normalized radiation pattern amplitude in the H plane (for TE mode) deduced from three different methods: (i) the analytical solution of an EM infinitesimal horizontal dipole located at the boundary of a half-space (Engheta *et al.*, 1982), (ii) a semiempirical radiation pattern presented by Bradford et Deeds (2006), which

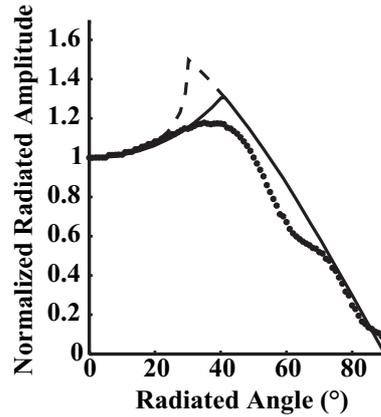


Figure 3.18: Comparison between radiation patterns derived from an infinitesimal dipole (dashed line), a semiempirical model (solid line) and a numerical modeling (dotted line) for bow-tie type antennas.

gives similar results to those obtained in laboratory and iii) a numerical study carried out using the software developed by Lampe et Holliger (2005), based on a finite-difference time-domain (FDTD) approximation of Maxwell's equations that allows the radiation characteristics of a wide variety of typical surface GPR antenna systems to be simulated. After a comparison between different types of bow-tie GPR antennas, Lampe et Holliger (2005) concluded that the Wu et King (1965) antenna loading criteria are applicable for GPR antennas. The minimum size of quadrilateral finite element is 3 cm, assuming a mesh resolution ( $N = \lambda/\delta_x$ ) upper than 10. Figure 3.18 shows a good correlation between the different radiation patterns for low (lower than  $20^\circ$ ) and high (greater than  $70^\circ$ ) incidence angles. The infinitesimal horizontal dipole model strongly diverges between these two limits. Semiempirical and numerical radiation patterns present slight differences above  $30^\circ$ . This is due to the presence of a less smoothed near-field contribution with numerical modeling. In the following, GPR data were corrected from radiation patterns using the FDTD results presented here, a choice dictated by a better approximation of near field of the radiation pattern between  $30^\circ$  and  $70^\circ$ .

### 3.3.4 Application to Fracture Characterization: a Real Data set Acquired on a Vertical Cliff

The proposed methodology was tested on a real data set, which was part of a multiconfiguration and multifrequency study (Jeannin *et al.*, 2006) conducted on a 12-m high cliff made of Tithonian limestone (Upper Jurassic), which forms a subhorizontal plateau covered by organic soil. Detailed structural studies combined with GPR images (Fig. 3.19) showed that the location and orientation of the reflectors coincide with the fractures observed at the surface, i.e. two vertical fracture sets (N140°E/90° and N30°E/90°). The

first fracture set is predominant and clearly visible on the entire cliff. Open fractures are filled with a mix of clay and organic soil on the plate of the cliff.

### **Vertical Azimuth GPR Data**

GPR measurements were taken using a RAMAC/GPR system (MALA Geosciences), which was suited to the difficulties of conditions along vertical cliff faces. As the main fracture networks are almost vertical, only profiles where antennae were directly positioned on the cliff surface were able to image the possible interfaces created by these discontinuities. For this reason, and so as to optimize the coupling between the rock surface and the antennae, an operator had to climb the cliff with the antennae and suitable cables. The 200 MHz data were acquired using a sampling frequency of 2000 MHz and during 420 ns. All measurements were stacked 128 times. Figure 3.19 shows GPR data acquired directly on the cliff face using 200 MHz unshielded antennas in TE mode. The 50-cm long transmitter-receiver pair was moved in increments of 20 cm.

To increase the amplitude of late (distant) events, the data were processed and filtered. First, a [10-400] MHz band-pass zero-phase Butterworth filter was applied, followed by notch filters designed to dampen multiple monochromatic reverberations (ringing). Then, an automatic gain control (AGC) was applied, which enhanced the late arrivals but led to the loss of the original amplitude information. The processed GPR image shows several reflected signals down to 280 ns (two-way travel time), but only the first 150 ns are presented here. This image shows the direct air-wave, followed by different reflected events, whose amplitudes vary a lot along the same reflector. These reflectors are approximately parallel to the cliff wall except for the first one, which dips toward the rock mass. It appears that two clearly separate reflectors at the top of the cliff, which correspond to different fractures observed at the surface, meet around 4 m, to form only one single fracture, which is studied hereafter.

### **CMP Data**

The CMP survey (Fig. 3.20) was performed by varying the distance between transmitting and receiving antenna of 20 cm step across a central location 6 m from the top of the cliff in the image. Two operators carrying one antenna each crossed up and down the cliff face from this central location. Antennae with 200 MHz central frequency were chosen to enhance the resolution although the penetration depth decreased. The CMP profile was filtered using a [30-300] MHz band-pass Butterworth filter and amplitudes were equalized with AGC. The CMP data exhibit the direct air wave followed by reflected events. Signal to noise ratio is satisfying, except for traces ranging between 3.6 and 4 m (bad rock/antenna coupling), which were muted in the dispersive APVO analysis. In this paper, we only study the highlighted wave ( $t_0 \simeq 60ns$ ), which corresponds to the main reflector in the vertical image (between 50 and 78 ns).

Figure 3.21a shows the reflected wave studied obtained after corrections of raw data at the 140 MHz dominant frequency (propagation and radiation patterns effects). As discussed before, propagation corrections require precise knowledge of the matrix (limestone)

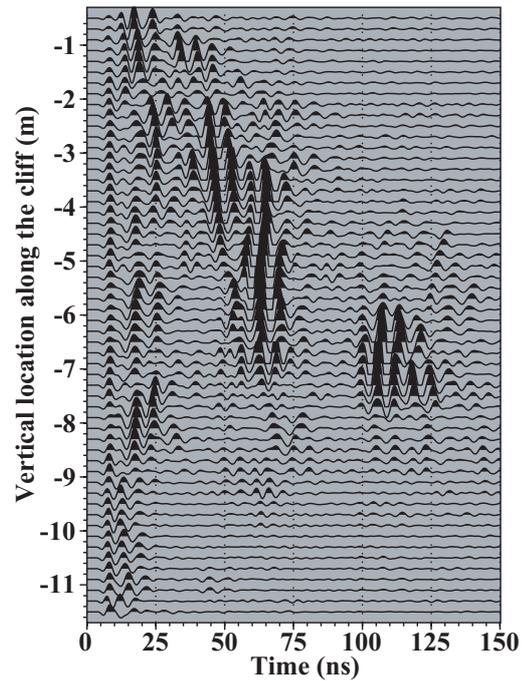


Figure 3.19: GPR vertical azimuth profile acquired with 200 MHz unshielded antenna along the cliff. Data were filtered using a [10-400 MHz] Butterworth band-pass filter, notch filters to eliminate ringing effects and an AGC process.

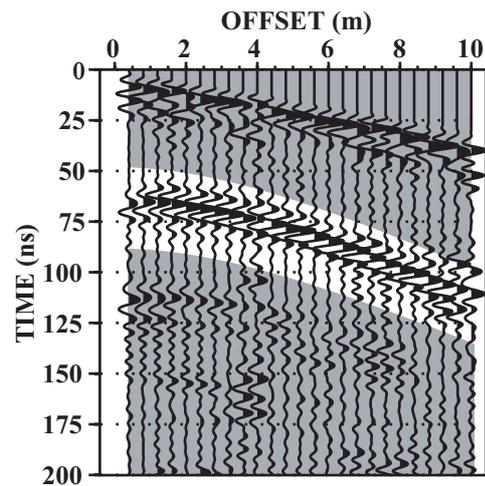


Figure 3.20: Common Mid-Point data (CMP) acquired using a 200 MHz unshielded antenna on the wall of a limestone cliff. The reflected event studied is highlighted.

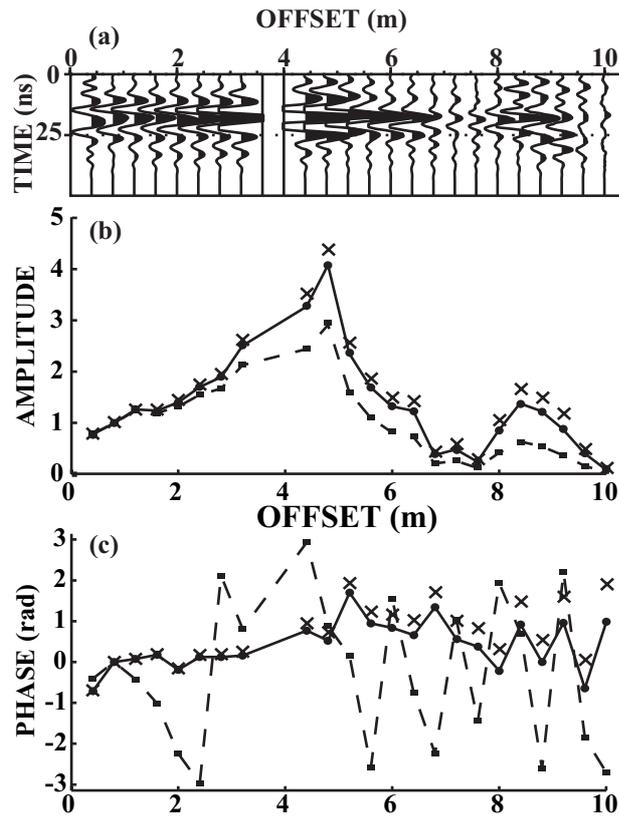


Figure 3.21: (a) Reflected wave studied after propagation and radiation pattern corrections. Amplitude (b) and Phase (c) variations of the reflectivity of the event studied as a function of offset at 140 MHz (dominant frequency). These curves were normalized considering trace acquired at offset 0.8 m. They display raw data (squares) and data obtained after propagation and radiation pattern effect corrections using the limestone properties deduced from the classical approach (crosses) and from the solution found after inversion (circles). (d) and (e) displays corrected data (from inversion solution) for all investigated frequencies and incidence angles.

properties. In this study, we present the two possible strategies to correct propagation effects.

The first one is the most classical. NMO analysis of the reflected wave studied showed a mean velocity estimated around 12 cm/ns at 140 MHz between the cliff wall and the fracture (real permittivity of 6.2) and a depth of the fracture around 2.8 m. For limestone formations, we supposed it reasonable not to take into account relaxation effects, i.e., the velocity is assumed to be constant for all investigated frequencies. EM measurements (EM31, Geonics) carried out on the plateau showed a resistivity of 800  $\Omega.m$  for the limestone formations. This data allows to estimate the frequency-dependence of the imaginary part of permittivity. Again, such an approach may generate errors due to the trade-off between the three mechanisms that may generate the dephasing measured during the NMO analysis, i.e. NMO, relaxation and reflection coefficient effects.

The second approach tested on these data consists of a generalized inversion of the

complex reflection coefficient. This inversion process, whose description is not the aim of the present paper, was numerically tested by Deparis (2007). It generates solutions in an 8 parameter space (properties of limestone and fractures) and selects those which present the best models at the end of an iterative process. The advantage of this approach is that propagation, relaxation and reflection coefficient analyses are carried out for all solutions of the parameter space. It allowed the problem of trade-off concerning dephasing to be solved. Moreover, as limestone properties are inverted considering Jonscher parameterization, this process may be applied to dispersive materials, contrary to the classical approach. The best model found from this inversion process gives a real permittivity of 6, a complex permittivity of 0.1 for a frequency equal to 140 MHz and a depth of the reflector equal to 2.84 m. The relative consistency between these two approaches results from the limestone properties, which do not present large dispersion effects within this frequency range.

Figure 3.21a shows that NMO effects were properly corrected using the solution deduced from the inversion process, especially for low offset traces, and that they present interesting amplitude variations as a function of offset. These variations are better displayed on Figures 3.21b and 3.21c. They show normalized amplitudes and phase variations as a function of offset without any corrections (squares) and after propagation and radiation pattern effect corrections using the first classical approach (crosses) and the best solution found after the inversion process (circles). In our case, it is clear that the chosen approach for the propagation effects corrections presents low influence on the APVO curves. Figure 3.21c shows that raw data exhibit a chaotic phase, contrary to processed data whose phase variation appears smoother and exhibit low sensitivity to offset. This confirms that propagation effects were properly corrected.

Figures 3.22a and 3.22b generalize corrected APVO curves in Fourier domain to all frequencies investigated (100-200 MHz). For all frequencies, a sudden and major change is observed for offsets greater than 5 m (incidence angle of 40 °), marked by a brutal decrease of the amplitude of the reflectivity properties. No theoretical thin-bed or Fresnel reflection coefficient model is able to reproduce this observation. At this stage, multiple reasons could cause this distortion, as interferences between various waves for large-offset data (air-waves reflections, scattering at the edges of the cliff) or 2D effects (presence of a weathered zone at the edge of the cliff). It is clear from the 200 MHz image provided in Figure 3.19 that the presence of a second fracture at the top of the cliff may damage the continuity of factor  $T(\omega, \theta_i)$  (transmission losses in the upper part), which was supposed to be constant all along the CMP acquisition. For this reason, only low-offset data (lower than 5 meters) will be taken into account for fracture characterization in the following part of this paper.

## Analyses of Results

Figure 3.23 shows the comparison between normalized data after corrections (propagation and radiation pattern effect) and three theoretical normalized thin bed reflection coeffi-

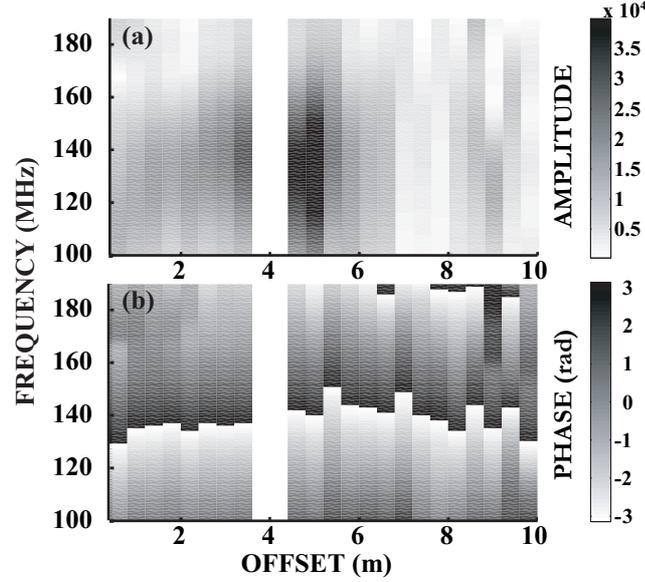


Figure 3.22: Amplitude (a) and Phase (b) of reflected wave studied after propagation and radiation pattern corrections (from inversion solution) for all frequencies and incidence angles investigated.

icients, which differ from their aperture: (1) aperture of 40 cm (best model found from the inversion process), (2) aperture of 30 cm (aperture 1, dotted line) and (3) aperture of 50 cm (aperture 2, dashed line). The filling properties were deduced from the inversion process and correspond to dry sands ( $n_f = 0.86$ ;  $\chi_{r,f} = 2.29$ ;  $\varepsilon_{\infty,f} = 3.1$ ;  $d = 0.4m$ ). Figures 3.23a and 3.23b represent amplitude and phase for an incidence angle equal to  $26^\circ$  as a function of frequency. It is clear that the best model derived from inversion presents a very good correlation with experimental data in the [120-190 MHz] frequency range, contrary to the two others. Figures 3.23c and 3.23d compare sensitivity of real normalized data according to the incidence angle ( $0 - 40^\circ$ ) with those computed from the three theoretical models at a frequency of 140 MHz. Identical observations can be made: only the best model explains correctly the real data. These comparisons show that frequency and APVO data are highly sensitive to thin-bed aperture. The same kind of result could have been shown for filling properties.

Figure 3.24 generalizes the comparison between a normalized theoretical reflectivity model obtained using the best model deduced from the inversion process and real data after propagation and radiation pattern corrections as a function of frequency and incidence angle. It displays amplitude (a and c) and phase (b and d). Real data were too noisy to be presented between  $32^\circ$  and  $38^\circ$ . This figure clearly shows the very good consistency between the model and data for all frequencies and incidence angles. In particular, one can note that amplitude maximum and large phase variation does appear at far-offsets around 165 MHz, for both real and modelled data. The normalization process conducted using a low incidence angle trace implies that this maximum corresponds to a minimum of reflectivity at low offsets. From theoretical considerations about thin-bed properties

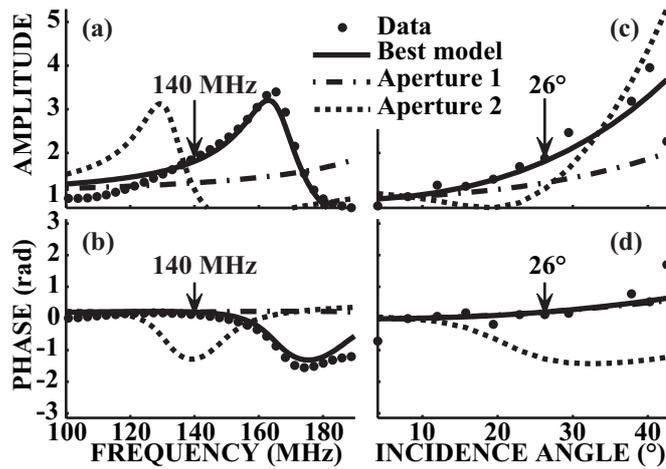


Figure 3.23: Comparison between the reflectivity coefficients obtained from the experimental data set and from three theoretical thin-bed presenting three different apertures (30, 40 and 50 cm). (a) and (b) are the amplitude and phase curves according to frequency derived at an incidence angle of  $26^\circ$ . (c) and (d) are the amplitude and phase curves according to the incidence angle derived at a frequency of 140 MHz.

presented above, this minimum is reached when thin-bed aperture equals a multiple of  $\lambda/2$ . One can note that dispersion analysis of the reflection coefficient imposes large constraints about the velocity on aperture ratio  $f_{min} = v/(2d)$ , which dramatically reduces the number of acceptable solutions. Subsequently APVO curves will select the best solutions among them. In our case, this approach gives a velocity of 13 cm/ns for the filling and a fracture aperture of 40 cm. These values indicates that the frequency where interferences are destructive should be around 165 MHz, i.e. the value obtained on our data.

### 3.3.5 Conclusions

Common Mid-Point GPR data contain lots of information on the ground investigated. Velocity assessment makes up the basic and traditional analysis of these data for time to depth conversion and data migration. It can also enable layers to be characterized, when the aperture is greater than 0.75 of the wavelength of the signal reflected. For thinner layers, thin-bed approximation can be used to obtain valuable information. These analyses consist generally in retrieving the amplitude of the reflection coefficient as a function of offset, and to try to reproduce this curve with theoretical models. In the particular case of a thin-bed embedded within a homogeneous medium, we showed that Amplitude and Phase variation Versus Offset analyses can be performed according to frequency, a process which dramatically reduces the possible range of solutions and also permits to characterize the homogeneous formation within the thin-bed is embedded. Conversion of CMP raw data into reflection coefficient properties (according to offset and frequency) is a very delicate operation, which can be performed only under certain conditions: (i) contact between GPR antenna and investigated soil must be almost constant throughout the survey and (2) transmission losses between the acquisition surface and the studied

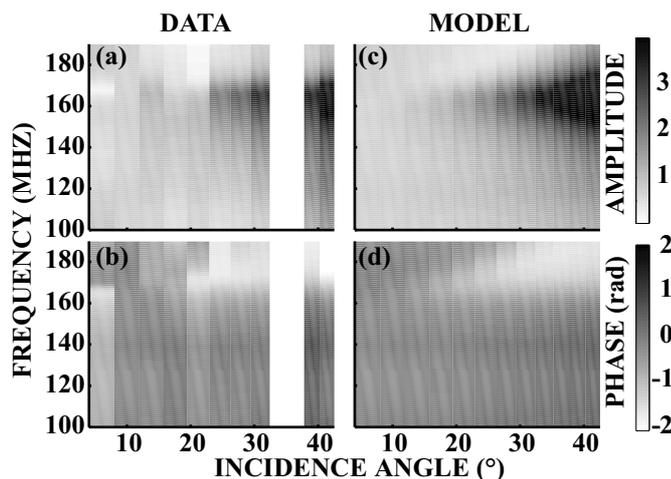


Figure 3.24: Comparison between normalized corrected data (a and b) with theoretical thin-bed reflection coefficient derived for the best model (sandy filling, aperture of 40 cm). The results are shown for all frequencies and incidence angles investigated.

reflected event must be constant. Propagation effects corrections can be performed in a classical manner (NMO corrections and electrical resistivity measurements) if properties of the homogeneous medium are not dispersive. Otherwise, relaxation effects should be included in the corrections and can be retrieved only using a global and complex inversion process. Finally, radiation pattern corrections can be computed from a numerical modeling.

This methodology was applied to fracture characterization (aperture, filling) in the context of rock-fall assessment. It has been shown that the frequency sensitivity of reflection coefficient is of major importance for obtaining satisfactory and unique solutions. As all contributing properties are described using a Jonscher parameterization, this frequency-dependent approach opens up the possibility toward a global inversion on 8 parameters : (1) the three Jonscher parameters describing the homogeneous medium, (2) the three Jonscher parameters describing the filling material of the thin-bed, (3) the aperture of the thin-bed and (4) the depth of the thin-bed. Such an inversion process will allow thin-beds which are embedded within dispersive homogeneous medium to be characterized. The following step is to develop a new methodology which does not assume a homogeneous formation, but a thin-layer embedded between two different formations. Such development should help to characterize all contact surface problems, encountered for example in glaciers.

## 3.4 Conclusions

Lors de cette partie, l'ensemble des paramètres contrôlant les variations d'amplitude et de phase d'une onde EM a été analysé. Deux parties peuvent être dissociées. La première englobe les phénomènes incluant la source (diagramme de radiation, forme de l'ondelette, couplage antenne/massif) et la propagation (atténuation intrinsèque et géométrique, anisotropie). La deuxième partie englobe les caractéristiques de réflectivité du milieu et de propagation des ondes. Deux études numériques ont permis (1) de valider l'utilisation d'un diagramme de rayonnement pour une bande de fréquence élevée quand l'angle d'émission est inférieur à  $60^\circ$ , et de (2) valider l'emploi de la forme analytique modélisant la couche mince pour des ouvertures normalisées inférieure à  $\lambda/2$ .

Pour des signaux acquis sur une falaise et dans un cas simple (fracture 1D, couplage antenne/massif constant, faible perte d'énergie entre la source et la fracture), il a été possible de s'affranchir des phénomènes de source (mis à part la forme de l'ondelette) et de propagation pour obtenir la réflectivité relative du milieu, afin de la comparer à un modèle théorique, permettant de caractériser quantitativement la fracture.

Ce processus s'avère être une opération délicate à réaliser car elle dépend de nombreux paramètres interdépendants. Une solution est d'inverser conjointement l'ensemble de ces paramètres pour caractériser la réflectivité du milieu dans les cas simples. Le chapitre 4 propose une méthodologie d'inversion.

# Chapter 4

## Inversion des attributs de réflectivité des ondes électromagnétiques

### 4.1 Introduction

Le chapitre 2 a montré que l'image radar peut fournir des informations intéressantes en vue de la localisation des fractures (orientation, pendage, continuité...) dans le but d'étudier un aléa d'éboulement potentiel. Dans certaines conditions – si l'ouverture de la fracture est assez grande devant la longueur du milieu contenant cette dernière - il est aussi possible de connaître les propriétés diélectriques ainsi que l'ouverture de la fracture grâce à l'analyse des vitesses (Jeannin, 2005). Ceci est vrai pour tous les problèmes d'interface (exemple de contact glacier-bedrock, Sénéchal *et al.*, 2003).

Cependant, les caractéristiques des fractures ne sont pas accessibles directement lorsque leurs ouvertures sont petites devant la longueur d'onde du signal (chapitre 3.3.1). En effet, il devient alors impossible de séparer les réflexions se produisant sur chacun de ses bords. Dans ce cas, le signal réfléchi résultant est la somme de réflexions multiples, qui va dépendre de la nature, de l'épaisseur et du remplissage de la fracture. La réflectivité est contrôlée par le contraste de permittivité complexe ainsi que par l'épaisseur de la fracture (Annan, 2001). Elle présente à la fois des dépendances fréquentielle et angulaire (Annan, 2001) qui pourraient être utilisées pour caractériser complètement le système (ouverture et profondeur de la discontinuité, permittivités complexes du matériau de remplissage et du massif).

Certains auteurs (Grégoire, 2001; Grégoire et Hollender, 2004; Jeannin, 2005) ont étudié des méthodes de caractérisation de fractures en utilisant des profils à offset constant. Leurs travaux ont consisté à utiliser la dépendance fréquentielle du coefficient de réflexion. Ainsi, Jeannin (2005) a proposé une méthode d'inversion des coefficients de réflexion radar basée sur un algorithme de voisinage (Sambridge, 1999a,b) permettant d'estimer les propriétés d'ouverture et de remplissage des fractures. Le modèle de Jonscher à trois paramètres (Jonscher, 1977) adapté par Hollender et Tillard (1998) aux fréquences utilisées pour la prospection géoradar a été employé, afin de modéliser la sensibilité fréquentielle de la permittivité complexe dans les géo-matériaux. L'avantage de ce modèle par rapport aux modèles de Debye (5 paramètres, Debye, 1929) ou de Cole-Cole

(4 paramètres, Cole et Cole, 1941) est d'utiliser un nombre réduit de paramètres (3). Jeannin (2005) a ainsi montré numériquement qu'il était possible de retrouver les trois paramètres de Jonscher, ceci permettant de modéliser la dépendance fréquentielle de la permittivité effective et l'épaisseur de la fracture en utilisant l'amplitude et la phase du coefficient de réflexion. Dans son étude, l'amplitude absolue du coefficient de réflexion et les propriétés de la masse (le milieu de propagation) étaient supposées connues.

Pour appliquer cette méthodologie à des cas réels, il faut connaître au préalable la permittivité complexe du massif et la profondeur de la fracture. La partie réelle peut être contrainte grâce à l'analyse de vitesse effectuée sur les *CMP*, tandis que la partie imaginaire peut être approximée grâce à des mesures de résistivité électrique. Plusieurs méthodes géophysiques, comme les méthodes *EM* transitoires ou la tomographie électrique, permettent d'accéder à cette propriété. Cette approche est justifiée car la dépendance fréquentielle de la permittivité due aux phénomènes de relaxation est négligeable pour une roche résistive (Hollender, 1999). Une contrainte importante de cette approche réside dans la connaissance supposée du signal source à l'angle d'émission étudié. La détermination de ce signal nécessite de connaître entièrement les propriétés des antennes, de l'électronique de conditionnement, ainsi que le couplage antenne/massif, pour pouvoir caractériser le gain et l'impédance de l'antenne. Grégoire et Hollender (2004) ont utilisé une réflexion pour laquelle les propriétés de la fracture étaient connues. Ils ont appliqué avec succès une méthodologie d'inversion similaire que celle réalisée par Jeannin (2005) sur un modèle étudié en laboratoire, en insérant dans leur milieu un réflecteur connu, ce qui leur a permis de disposer d'un signal de référence permettant de caractériser le signal source. Cette méthodologie est évidemment difficile à mettre en œuvre sur un site réel.

La variation angulaire de la réflectivité ( $R(\omega, \theta_i)$ ) est une information qui n'a pas été prise en compte par les auteurs précédemment cités. Il a été vu dans le chapitre 3.3 que celle-ci était fortement dépendante des caractéristiques de la fracture. L'objectif de ce chapitre est de proposer une méthode d'estimation des propriétés des fractures (épaisseur et matériau de remplissage) en utilisant les informations contenues dans les dépendances angulaires et fréquentielles des ondes réfléchies, acquises selon un mode *CMP*. La méthode d'inversion est basée sur un algorithme de voisinage (Sambridge, 1999a,b).

Différents modèles d'inversion vont être réalisés afin de tester le potentiel de l'algorithme de voisinage à retrouver le modèle initial. Dans un premier temps, et afin de compléter les travaux de Jeannin (2005), le coefficient de réflexion  $R(\omega, \theta_i)$  est inversé à travers les courbes de variation d'amplitude et de phase en fonction de l'offset, nommées *APVO* (Amplitude and Phase Variation versus Offset) dans ce travail. Dans cette partie, et afin de se placer dans la même configuration que l'étude effectuée par Jeannin (2005), l'effet de la propagation des ondes (atténuation, expansion géométrique) est corrigé en amont.

Dans une seconde partie, les variations angulaires et fréquentielles des signaux sont conjointement inversées à travers la variation de l'amplitude et de la phase en fonction de l'offset et de la fréquence, nommée *APVOF* (Amplitude and Phase Variation versus Offset and Frequency) dans ce travail. Contrairement au cas étudié précédemment, l'effet de la propagation n'est pas préalablement corrigé et l'algorithme d'inversion doit retrouver 8 paramètres : les deux triplets de Jonscher, le premier caractérisant la dépendance fréquentielle de la permittivité du matériau de propagation et le deuxième celui de la

fracture, ainsi que la profondeur et l'épaisseur de la fracture. Par contre, le diagramme de radiation n'est pas pris en compte dans les signaux synthétiques.

La figure 4.1 schématise la notion de la couche mince. Pour l'ensemble des tests d'inversion, l'offset maximal du *CMP* est de 10 m et la fracture se situe à une profondeur de 3 m, ce qui représente un angle d'incidence maximal de l'onde sur la couche mince de 60° environ. La fracture est modélisée par une perturbation parfaite d'un milieu continu n'induisant pas de changement de permittivité dans le massif, c'est-à-dire que la roche ne présente pas d'altération aux abords de la fracture.

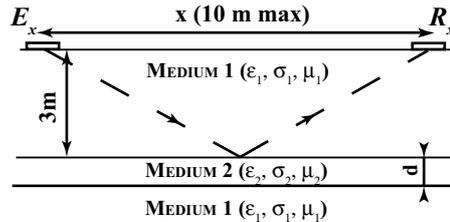


Figure 4.1: Géométrie d'acquisition.  $E_x$  représente l'antenne émettrice,  $R_x$  l'antenne réceptrice. Le trajet de l'onde est indiqué en pointillé.

Dans cette étude, la rugosité de la fracture (cf. paragraphe 3.3) est supposée inférieure à  $\lambda/10$ , permettant de transmettre la totalité de l'énergie en champ cohérent. Pour chacun des deux cas, la validité de la méthode d'inversion sur des signaux radar est testée pour différents types de fractures pouvant être rencontrés dans la nature :

- un matériau non dispersif de permittivité effective inférieure (air) ou supérieure (eau neutre) à celle du massif,
- un matériau légèrement dispersif dont la partie réelle de la permittivité effective est inférieure (sable humide) ou supérieure (sable saturé) à celle du massif,
- un matériau très dispersif (argile saturée).

Matériau	$n$	$\chi_r$	$\varepsilon_\infty$	à 100 MHz	
				$\varepsilon_r$	$\varepsilon_i$
Air	1	0	1	1	0
Sable humide	0,85	2	2,5	4,25	0,48
Sable saturé	0,5	4	29	33	4
Eau pure	1	0	81	81	0
Argile humide	0,25	30	55	85	72,4
Calcaire	0,82	0,94	8,14	9,08	0,27

Table 4.1: Paramètres de Jonscher des matériaux modélisés ainsi que leurs permittivités complexes à 100 MHz.

Les paramètres de Jonscher modélisant le massif calcaire ont été choisis d'après les mesures effectuées par Grégoire (2001). L'ensemble des propriétés nécessaires à la modélisation directe créant les synthétiques est résumé au tableau 4.1. Jeannin (2005) a

montré que les résultats de l'inversion fournissent des paramètres de Jonscher parfois très éloignés de la solution initiale mais ils sont cohérents en terme de valeur de permittivité complexe. Ces résultats s'expliquent par une relation de dépendance entre les paramètres  $n$  et  $\chi_r$  qui correspondent cependant avec  $\varepsilon_\infty$ , à un couple unique de valeurs de permittivité complexe. Lors de ce travail, les solutions de l'inversion sont donc toujours présentées en terme de permittivité complexe pour une fréquence particulière. La robustesse de l'inversion est testée dans une gamme de fréquences comprises entre 50 et 150 MHz, qui correspond à la gamme de fréquences utilisable sur les signaux réels (bon rapport signal/bruit) pour une antenne de 100 MHz.

L'inversion est testée pour les réflexions en séparant les modes  $TE$  et  $TM$ , ainsi que pour l'inversion combinée des modes  $TE$  et  $TM$  (nommée  $TETM$ ). Les valeurs d'épaisseurs modélisées pour le calcul des coefficients de réflexion dépendent de la longueur d'onde  $\lambda$  à la fréquence considérée (dans ce travail, elle est égale à 100 MHz), et varie de  $\lambda/100$  à  $\lambda/2$ .

## 4.2 Algorithme d'inversion

### 4.2.1 Définitions

L'analyse des attributs (Amplitude et Phase) des signaux radar réfléchis permet d'approcher les propriétés physiques du système étudié (permittivité complexe, ouverture . . .) par une analyse dite inverse.

Ce paragraphe rappelle les concepts de base sur la théorie de l'inversion, s'attardant plus particulièrement sur l'algorithme de voisinage (Sambridge, 1999a).

Les méthodes d'inversion peuvent être classées en deux grandes catégories (fig. 4.2) : la recherche des paramètres peut s'effectuer soit de façon directe par essais et erreurs, soit de façon inverse en minimisant l'écart d'une fonction coût entre les données et le modèle. Les problèmes d'inversion peuvent être généralisés par l'équation de la forme suivante :

$$\vec{d} = G \times \vec{p} \text{ (problème linéaire)} \quad (4.1)$$

$$\vec{d} = G(\vec{p}) \text{ (problème non linéaire)} \quad (4.2)$$

où  $\vec{d}$  représente le vecteur des données (ou attribut) du problème (mesures effectuées),  $\vec{p}$  est le vecteur des paramètres du modèle et  $G$  est l'opérateur (linéaire ou non linéaire) qui représente la relation entre paramètres du modèle et les mesures. Le problème direct consiste à calculer les attributs ( $d$ ) à partir des paramètres d'un modèle ( $p$ ). Le problème inverse est la réciproque de la modélisation directe. A partir des observables, il consiste à déterminer les paramètres du modèle par l'intermédiaire de l'opérateur  $G^{-1}$ , si celui-ci est inversible.

L'estimation de l'erreur entre la solution calculée ( $\vec{p}$ ) et les mesures ( $\vec{d}$ ), pour chaque méthode d'inversion, peut être définie par exemple par le coût  $RMS$  (Root Mean Square). En utilisant la norme L2, il s'exprime de manière suivante :

$$RMS(\text{relatif}) = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\vec{p}-\vec{d})^2}{n}} \quad (4.3)$$

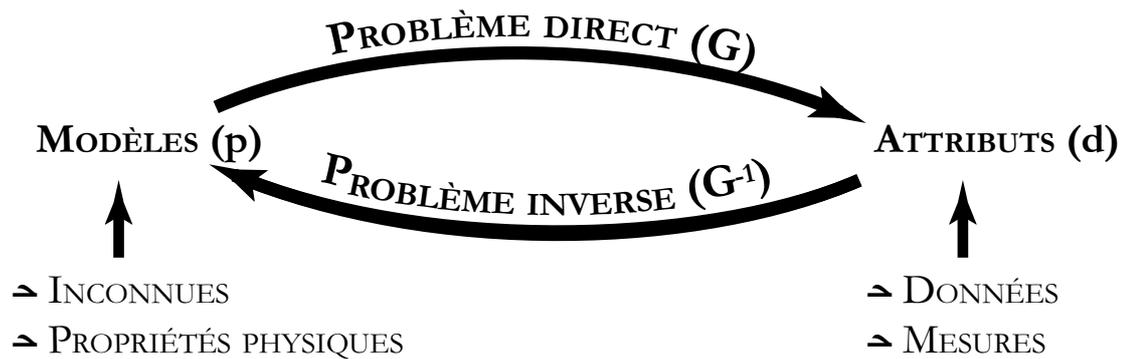


Figure 4.2: Définition d'un problème inverse.

où  $n$  représente le nombre de données expérimentales.

Le *RMS* est donc une fonction coût permettant de sélectionner la ou les meilleures solutions, c'est-à-dire celle(s) permettant d'expliquer au mieux les données.

### 4.2.2 Méthodes d'inversion

En géophysique, les relations entre  $\vec{d}$  et  $\vec{p}$  sont généralement non linéaires. Il existe plusieurs types de méthodes afin de résoudre un problème direct non linéaire (Tarantola et Valette, 1982b,a; Lines et Treittel, 1984; Tarantola, 1987; Menke, 1989; Meju, 1994).

Les méthodes traditionnellement utilisées en géophysique vont être présentées dans ce paragraphe avec une focalisation sur l'algorithme de voisinage.

#### Méthode de recherche en grille

Dans la méthode de recherche en grille, l'espace de paramètres, dans lequel l'algorithme recherche l'ensemble des minima, est découpé en grille. A chaque nœud (valeur de  $\vec{p}$ ), le programme calcule les valeurs théoriques ( $\vec{d}$ ) et les valeurs du *RMS* correspondant. Théoriquement, cette méthode offre une exploration systématique et complète de l'espace de paramètres, si la grille est fine. Par contre, le temps de calcul augmente considérablement avec le nombre de paramètres. La méthode de recherche en grille n'est valable que si le nombre de paramètres à estimer est faible.

#### Méthode de Monte-Carlo

On appelle méthode de Monte-Carlo, toutes méthodes visant à calculer une valeur numérique en utilisant des procédés aléatoires, c'est-à-dire des tirages au sort. Le nom de ces méthodes fait allusion aux jeux de hasard pratiqués à Monte-Carlo.

Ces méthodes sont basées sur des tirages pseudo aléatoires de variables, selon une loi statistique, dans un espace de paramètres prédéfini. Connaissant le problème direct, il est possible de calculer la solution théorique, afin de la comparer au jeu de données expérimentales. L'influence des problèmes statistiques a été analysée par Edwards (1992); Mosegaard et Tarantola (1995); Sambridge (1999b). Cette méthode est capable d'investir un espace de paramètres à grandes dimensions, mais peut passer à côté de solutions

optimales car elle n'a pas la mémoire des modèles précédents générés par l'inversion. L'amélioration de la résolution du problème nécessite un grand nombre de tirages et augmente considérablement le temps de calcul. Différentes approches ont été développées pour contourner ce problème, comme les algorithmes d'optimisation de type Simulated Annealing (Kirkpatrick *et al.*, 1983; Rothman, 1985) ou de type Genetic Algorithms (Stoffa et Sen, 1991; Yamanaka et Ishida, 1996; Lomax et Snieder, 1995) qui utilisent les modèles aléatoires générés pour donner une approximation globale du problème posé. Ces méthodes ont besoin d'une relation empirique de plusieurs paramètres afin de contrôler le processus d'inversion, assurant son efficacité et sa robustesse. Enfin, les algorithmes de voisinage ou *N.A.* pour Neighbourhood Algorithm (développé plus loin) font partie de cette famille de technique.

### Méthodes itératives

En analyse numérique, une méthode itérative est une méthode qui résout un problème (comme une équation ou un système d'équations) convergent vers une solution par itérations à partir d'une valeur initiale.

En partant d'une estimation du modèle  $\vec{d}$  de paramètres (ou d'un modèle approprié), la méthode itérative converge vers la solution donnant un *RMS* minimum en modifiant le modèle courant par des perturbations  $\Delta\vec{d}$ . Dans le cas des méthodes de gradients, la matrice des dérivés partielles ou la matrice Jacobienne ( $\partial d_i / \partial p_i$ ) oriente la recherche vers une meilleure solution. L'utilisation des variations des paramètres  $\Delta\vec{d}$  permet de linéariser le problème et de converger vers une solution par itération.

Les méthodes itératives ont été et sont encore souvent utilisées pour les problèmes contenant un grand nombre de paramètres pour lesquelles les méthodes directes sont trop coûteuses et même parfois impossibles à mettre en œuvre. L'exploration dans l'espace de paramètres est limitée par le modèle initial et par le chemin parcouru durant les itérations successives. Le nombre d'itérations pour converger vers une solution est faible (5 à 10 en général) par rapport aux méthodes de Monte-Carlo. La solution finale est hautement dépendante du modèle de départ, en raison du problème de non unicité de la solution (Sambridge, 2001), et peut correspondre à un minimum local. Ce type de méthode est difficile à mettre en œuvre quand la non linéarité du problème à résoudre est importante, et il peut produire des évaluations erronées de la solution (Sambridge, 2001; Shapiro, 1996).

### 4.2.3 L'algorithme de voisinage (N. A.)

#### Principe d'utilisation

Pour l'inversion de données radar, les algorithmes couramment utilisés reposent sur des méthodes utilisant des grilles de recherche de la solution, qui, par processus itératif, vérifient toutes les solutions de l'espace des paramètres (Grégoire, 2001; Girard, 2002). De ce fait, le temps de calcul est souvent très long. Récemment, Jeannin (2005) a proposé d'utiliser un algorithme de voisinage (Neighbourhood Algorithm, ou *N.A.*), permettant d'investiguer sélectivement l'espace des paramètres pour en rechercher les minima, et

d'affiner la recherche au voisinage de ces minima. L'intérêt de ce type d'algorithme réside dans la rapidité de convergence de l'inversion pour résoudre des problèmes non linéaires multidimensionnels (Sambridge, 2001).

L'espace des paramètres (fig. 4.3), décomposé en polygones de Voronoi (Voronoi, 1908) est la base d'une approximation de la fonction coût ( $RMS$ ) qui est progressivement affinée pendant le processus d'inversion. Pour chaque polygone, la valeur du  $RMS$  est placée au point central de la cellule (fig. 4.3, point noir). Après chaque itération, les cellules expliquant au mieux les données, donc ayant le plus faible  $RMS$ , sont sélectionnées (fig. 4.3a, cellule grise) et l'espace est discrétisé à nouveau avec des polygones de Voronoi plus fins (fig. 4.3b). L'algorithme continue à explorer l'espace des paramètres et peut trouver d'autres solutions. Si la cellule grisée possède l'erreur la plus faible, la densité d'échantillonnage ne décroît pas systématiquement après chaque itération. La géométrie de Voronoi, permet donc d'échantillonner les régions les plus prometteuses simultanément. L'algorithme garde "en mémoire" les informations des itérations précédentes pour guider sa recherche, vers de meilleurs modèles. L'avantage de cette méthode est de pouvoir converger rapidement vers des minima tout en étant précis. Son principal inconvénient est de devoir disposer d'une méthode rapide de résolution du problème direct permettant de passer du modèle  $\vec{p}$  aux mesures  $\vec{d}$ . Dans les cas compliqués pour lesquels une modélisation par méthodes numériques doit être réalisée (éléments finis, différences finies ...), le coût de calcul devient trop important, en raison du grand nombre d'itérations.

L'algorithme *N.A.* a besoin des paramètres suivants pour décrire une inversion :

- $it_{max}$  : nombre d'itérations maximum,
- $n_{s0}$  : nombre de modèles choisis au hasard à l'intérieur de l'espace de paramètres pour la première itération,
- $n_s$  : nombre de modèles à générer à chaque itération,
- $n_r$  nombre des meilleures cellules où les  $n_s$  modèles sont générés.

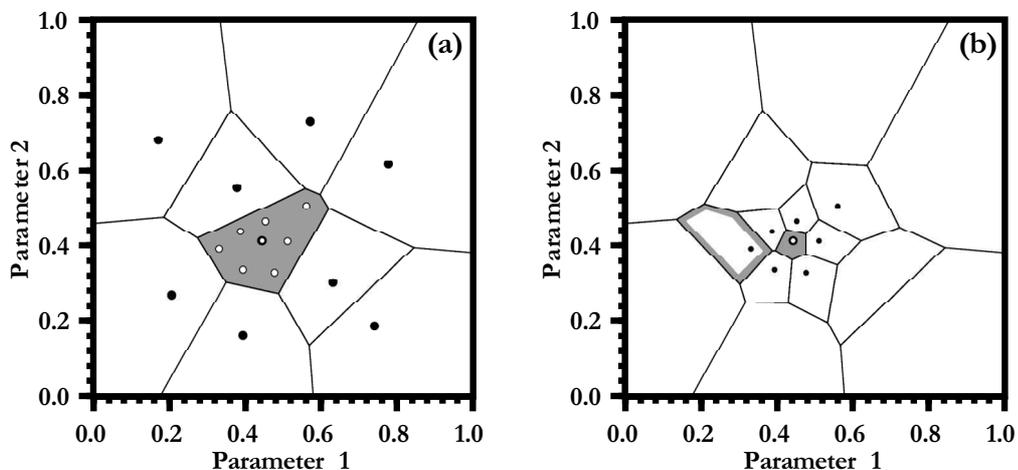


Figure 4.3: Cellules de Voronoi pour un espace de paramètres  $2D$  (a) avant et (b) après l'itération, pour  $n_r = 1$  et  $n_s = 7$  (d'après Sambridge, 1999a).

L'algorithme est plus exploratoire si les nouveaux échantillons  $n_s$  sont distribués dans beaucoup de cellules. Il est plus optimisé s'il est restreint aux quelques meilleures cellules.

On peut résumer le principe de l'algorithme de voisinage de la façon suivante :

- 1) Génération d'une série de  $n_s$  modèles initiaux aléatoirement répartis dans l'espace des paramètres discrétisés en cellules de Voronoi,
- 2) Calcul de la fonction coût ( $RMS$ ) sur l'ensemble des  $n_s$  modèles et détermination des  $n_r$  modèles ayant la plus faible erreur parmi tous les modèles générés précédemment,
- 3) Sélection des  $n_r$  modèles ayant le  $RMS$  le plus faible,
- 4) Génération de  $n_s$  nouveaux modèles en utilisant un chemin aléatoire uniforme dans les cellules de Voronoi pour chacun des  $n_r$  modèles choisis (c'est-à-dire  $n_s/n_r$  échantillons par cellules),
- 5) Retour à l'étape 2 si le nombre d'itération est inférieur à  $it_{max}$ .

Si les paramètres de la méthode  $N.A.$  sont bien choisis, l'espace des paramètres est entièrement parcouru et l'ensemble des solutions (minimum de la fonction coût) expliquant les données a été trouvé.

### Comparaison entre la méthode de recherche uniforme et $N.A.$

La figure 4.4 compare une méthode de recherche uniforme (Monte-Carlo) à une méthode basée sur l'algorithme de voisinage. Partant d'un problème inverse à 5 dimensions (5 paramètres), le domaine des solutions théoriquement acceptable pour l'ensemble de l'espace des paramètres est illustré sur la figure 4.4a. La figure 4.4b représente le résultat de la recherche directe en utilisant une méthode stochastique uniforme (Uniform Monte-Carlo). La figure 4.4c représente le résultat de la recherche directe en utilisant un algorithme de voisinage ( $N.A.$ ), pour le même nombre de solutions recherchées que dans la méthode précédente. La méthode  $N.A.$  a concentré et affiné sa recherche simultanément dans les 5 régions acceptables de l'espace des paramètres. Certaines régions (en blanc), trop éloignées de la bonne solution, n'ont pas été investiguées par l'algorithme de voisinage car ces régions ne présentaient pas de zone prometteuse. Cet exemple illustre l'efficacité d'un algorithme de type  $N.A.$ , se focalisant directement vers les zones les plus prometteuses, comparé à un algorithme de type uniforme.

### 4.2.4 Application à l'inversion des coefficients de réflexion radar

Le but de ce paragraphe est de présenter la méthodologie globale pour inverser les réflexions des ondes  $EM$  sur une couche mince à partir de leurs dépendances angulaire et fréquentielle. L'ensemble des notions théoriques utiles à la bonne compréhension de cette partie est présenté au chapitre 1. Une étude de sensibilité détaillée a été exposée au paragraphe 3.3.

L'analyse des attributs des signaux radar réfléchis (amplitude, phase, contenu fréquentiel) peut permettre d'estimer les propriétés physiques des fractures (permittivité, conductivité, atténuation, vitesse, teneur en eau, etc...). Les signaux synthétiques inversés ont été modélisés, en prenant l'hypothèse d'un milieu  $1D$ . Le champ électrique mesuré  $E_{mes}(\omega, x)$  à un offset  $x$  (angle d'incidence  $\theta_i$ ) et pour une fréquence angulaire  $\omega$  est

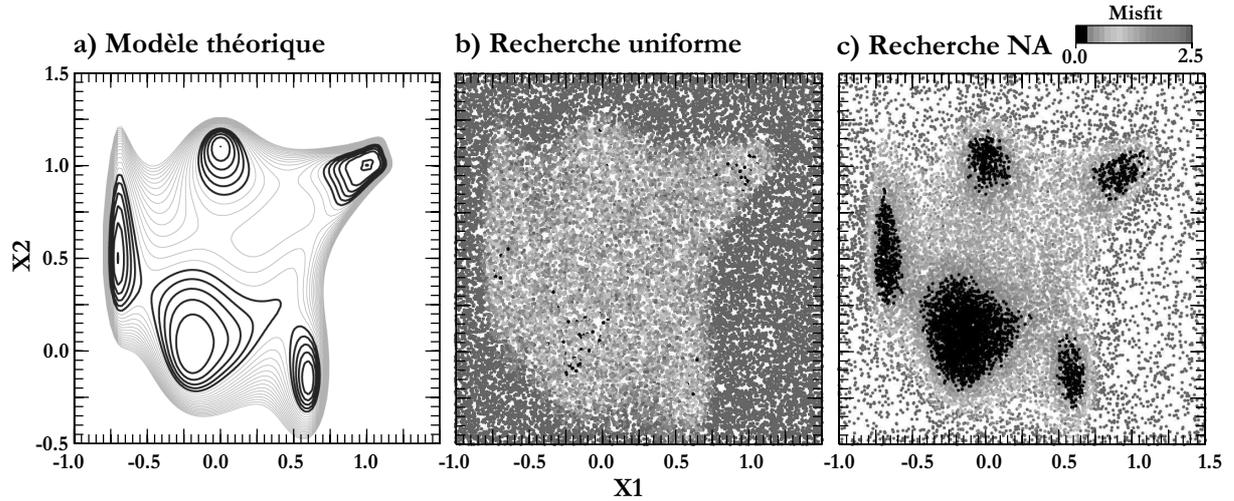


Figure 4.4: Illustration du processus de recherche de paramètres par algorithme de voisinage (N.A.) pour un problème à 5 minima (5-D) ou 2 paramètres ( $X_1$  et  $X_2$ ) sont représentés. (a) Solutions acceptables théoriques. (b) Ensemble des 22 000 solutions calculées après inversion selon un processus aléatoire de recherche des paramètres (Monte-Carlo). (c) Ensemble des 22 000 solutions générées par l'utilisation de l'algorithme de voisinage (N.A.), d'après Sambridge (2001).

exprimé de la façon suivante :

$$E_{mes}(\omega, x) = E_0(\omega) \frac{D(\omega, \theta_i) C(\omega, \theta_i) T(\omega, \theta_i) e^{-ik_1(\omega)r}}{r} R(\omega, \theta_i), \quad (4.4)$$

avec :

$$\begin{aligned} R(\omega, \theta_i) &= \frac{r_{12}(\omega, \theta_i) + r_{12}(\omega, \theta_i) e^{-i\varphi}}{1 - r_{12}(\omega, \theta_i)^2 e^{-i\varphi}} \\ \varphi &= 2.k_2.d. \cos(\theta_m) \\ \theta_m &= \text{Arc sin} \left( \frac{k_1}{k_2} \cdot \sin \theta_i \right) \end{aligned} \quad (4.5)$$

où  $E_0(\omega)$  décrit l'influence de la source,  $D(\omega, \theta_i)$  l'influence du diagramme de radiation des antennes,  $C(\omega, \theta_i)$  l'influence de couplage antenne/massif,  $T(\omega, \theta_i)$  l'énergie perdue entre la surface libre et la fracture, et  $r$  est la longueur du chemin parcouru ( $r = 2.x/\cos\theta_i$ ). Le terme  $e^{-ik_1r}/r$  décrit la propagation qui inclue l'atténuation intrinsèque et géométrique pour une onde plane. Le terme  $R(\omega, \theta_i)$  représente le coefficient de réflexion de la couche mince, avec  $d$  l'épaisseur de la fracture et  $r_{12}(\omega, \theta_i)$  est le coefficient de réflexion des ondes  $EM$  pour un demi espace de la couche 1 vers la couche 2.

La dépendance fréquentielle du diagramme de radiation peut être considérée comme négligeable (chapitre 3.2). De plus, le diagramme de radiation  $D(\theta_i)$  sera considéré égal à 1 pour l'ensemble des angles modélisés. Les termes représentant le couplage antenne/massif  $C(\omega, \theta_i)$  et les pertes d'énergies  $T(\omega, \theta_i)$  ont été discutés au paragraphe 3.3 et peuvent être considérés constants pour les différents offsets d'acquisitions. L'équation après simplification est la suivante :

$$E_{mes}(\omega, x) = E_0(\omega) \frac{e^{-ik_1(\omega)r}}{r} R(\omega, \theta_i), \quad (4.6)$$

La figure 4.5 est un exemple de génération de signal synthétique avec les différents processus de traitements, réalisé à l'aide de la formule 4.6. Le matériau de propagation correspond à du calcaire. La fracture se situe à 3 mètres de profondeur, a une épaisseur de 10 cm et est remplie par de l'argile humide. Le résultat dans le domaine temporel (fig. 4.5 a) est calculé pour une acquisition classique : pour (1) les ondes directes (dans l'air et dans le massif) et (2) l'onde réfléchi à étudier. Les figure 4.5b et c montrent les ondes réfléchies sur la couche mince respectivement avant et après correction des effets de propagation (incluant les corrections d'atténuation géométrique, intrinsèque et le déphasage induit par la propagation). Les même résultats sont représentés dans le domaine fréquentiel pour l'amplitude et la phase respectivement pour le signal complet (fig. 4.5 d et g) et pour l'hyperbole de réflexions avant (fig. 4.5 e et h) et après (fig. 4.5 f et i) correction de l'effet de la propagation.

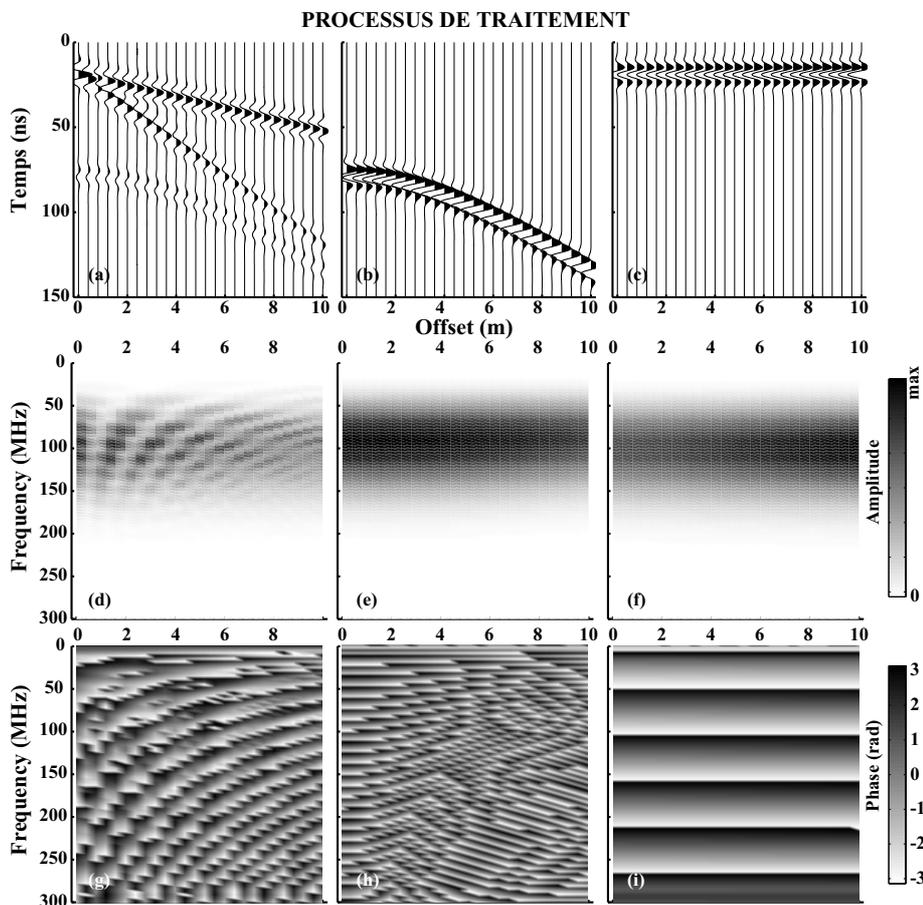


Figure 4.5: (a) Synthétiques générés à l'aide de la formule 4.6, (b) suppression des ondes directes, (c) correction des effets de propagation (atténuation intrinsèque, géométrique et déphasage) dans le domaine temporel. Idem dans le domaine fréquentiel pour (d, e, f) l'amplitude et la (g, h, i) phase du signal.

Connaissant les paramètres mis en jeu et étant capable de résoudre le problème direct (éq. 4.6), le processus d'inversion choisi consiste à rechercher un modèle permettant d'expliquer les mesures réelles en utilisant un algorithme de type *N.A.*.

L'inversion peut être réalisée de deux façons différentes : soit les signaux absolus sont pris en compte tels quels, soit il sont normalisés. Le premier cas suppose que l'amplitude

du signal source  $E_0(\omega)$  est connue, ainsi que le diagramme de radiation des antennes  $D(\theta)_i$  ou qu'un signal de référence est disponible (Grégoire, 2001; Jeannin, 2005). Le deuxième cas est seulement réalisable si l'on étudie la variation angulaire du coefficient de réflexion, pour des données acquises en *CMP* par exemple. Les signaux peuvent alors être normalisés par rapport à une trace de référence. Ce sont les attributs relatifs (amplitude et phase) des variations angulaire et fréquentielle par rapport aux attributs de la trace de référence qui sont inversés. Dans cette configuration, la variation relative du diagramme de rayonnement de l'antenne doit être connue.

Le schéma global de l'inversion est récapitulé sur la figure 4.6. Les paramètres d'entrée sont relatifs à l'algorithme de calcul (nombre d'itération maximal, ...), aux caractéristiques d'acquisitions (mode de réflectivité, géométrie d'acquisition,  $E_{mes}(\omega, x)$ ) et à la limite du domaine d'investigation des paramètres modélisant les solutions. Lors du processus d'inversion, deux stratégies différentes peuvent être choisies. La première correspond à une inversion de type absolue, où  $E_0(\omega)$  est connue et la deuxième correspond à une inversion de type normalisée, où le signal mesuré est normalisé par rapport à une trace acquise à un offset de référence ( $E_{mes}(\omega, x = x_n)$ ). Le processus d'inversion génère ensuite les polygones de Voronoi. Pour chaque itération, l'espace des paramètres est rééchantillonné et le processus se termine quand le nombre d'itération maximal est atteint.

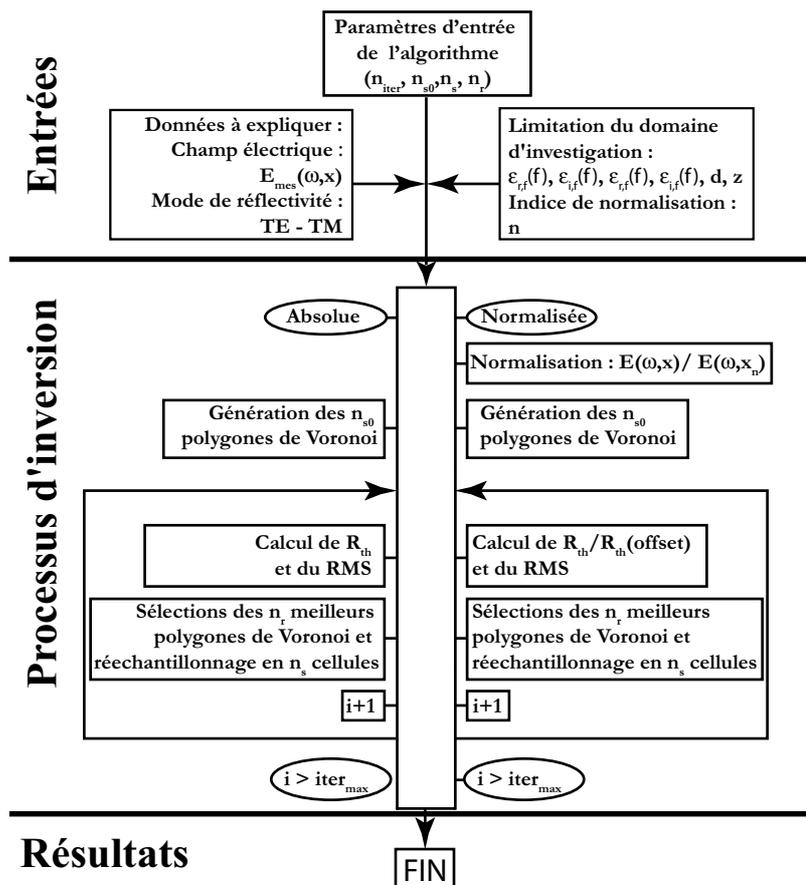


Figure 4.6: Schéma du processus d'inversion, divisé en trois parties, correspondant aux entrées, à l'inversion proprement dite et à l'affichage des résultats. Voir le texte pour plus d'explication.

Afin de simplifier la lecture, les notations suivantes sont utilisées par la suite :

- $\varepsilon_{r,f}$  : partie réelle de la permittivité de la fracture,
- $\varepsilon_{i,f}$  : partie imaginaire de la permittivité de la fracture,
- $\varepsilon_{r,m}$  : partie réelle de la permittivité du matériau de propagation,
- $\varepsilon_{i,m}$  : partie imaginaire de la permittivité du matériau de propagation,
- $d/\lambda$  : épaisseur normalisée,
- $z$  : profondeur de la fracture.

## 4.3 Inversion des courbes *APVO* à trois degrés de liberté ( $\varepsilon_{rf}$ , $\varepsilon_{if}$ , $d$ )

### 4.3.1 Introduction

Cette partie vise à tester l'efficacité de l'algorithme de voisinage à retrouver les caractéristiques d'une fracture à l'aide de la formule 4.5, décrite au paragraphe 4.2.4. Un exemple de données inversées est représenté sur la figure 4.5 f et i. L'effet de la propagation n'est donc pas pris en compte. Seule la dépendance angulaire du coefficient de réflexion étant étudiée, la permittivité complexe est donc calculée seulement pour la fréquence inversée. Pour l'ensemble des tests d'inversions, la phase du coefficient de réflexion a été prise en compte. En effet, Jeannin (2005) a montré que la prise en compte du déphasage est un élément primordial afin de pouvoir retrouver de façon satisfaisante les caractéristiques du milieu si l'on ne dispose pas d'information a priori.

Les paramètres à inverser sont donc les parties réelles et imaginaires de la permittivité ainsi que l'épaisseur de la fracture ( $\varepsilon_{r,f}$ ,  $\varepsilon_{i,f}$ ,  $d$ ), à partir des valeurs du coefficient de réflexion  $R(\omega, \theta_i)$  absolu et normalisé. La gamme de variation autorisée des paramètres est récapitulée dans le tableau 4.2 et correspond à l'ensemble des valeurs possibles pour expliquer les matériaux diélectriques dans la gamme de fréquence du géoradar. L'épaisseur de la fracture n'est pas directement inversée, mais c'est l'épaisseur normalisée par rapport à la longueur d'onde ( $d/\lambda$ ) du matériau de remplissage, afin de la limiter à la gamme  $[0, \lambda/2]$ . Pour chaque cas étudié, nous avons superposé les résultats de 5 processus d'inversion, soit 40400 modèles calculés au total. Un code de couleur allant du noir pour les meilleurs *RMS* au gris clair pour les plus mauvais permet de visualiser le résultat. Pour chaque processus d'inversion, 200 itérations ont été réalisées.

Paramètres	Gamme d'investigation
$\varepsilon_{r,f}$	1-100
$\varepsilon_{i,f}$	0-100
d (m)	0 - $\lambda/2$

Table 4.2: Limites de l'espace de paramètres investigué pour l'inversion à 3 degrés de liberté.

### 4.3.2 Inversion du coefficient de réflexion absolu

#### Cas de l'air

L'air, qui est un diélectrique parfait, est caractérisé par le triplet des paramètres de Joncher suivant :  $n = 1$ ,  $\chi_r = 0$  et  $\varepsilon_\infty = 1$ , ce qui donne comme paramètres effectifs calculés à 100 MHz:  $\varepsilon_{r,f}=1$  et  $\varepsilon_{i,f}=0$  (voir tableau 4.1 à la page 121). Les résultats de l'inversion effectuée pour une épaisseur  $d$  de 20 cm ( $\lambda/15$ ) sont donnés à la figure 4.7 sous la forme de graphiques  $\varepsilon_{i,f}(\varepsilon_{r,f})$  et  $d(\varepsilon_{r,f})$  pour les modes  $TE$ ,  $TM$  et  $TETM$  (respectivement fig. 4.7 a, c, e et fig. 4.7 b, d, f).

La meilleure solution obtenue ( $RMS$  faible) correspond bien au modèle théorique.

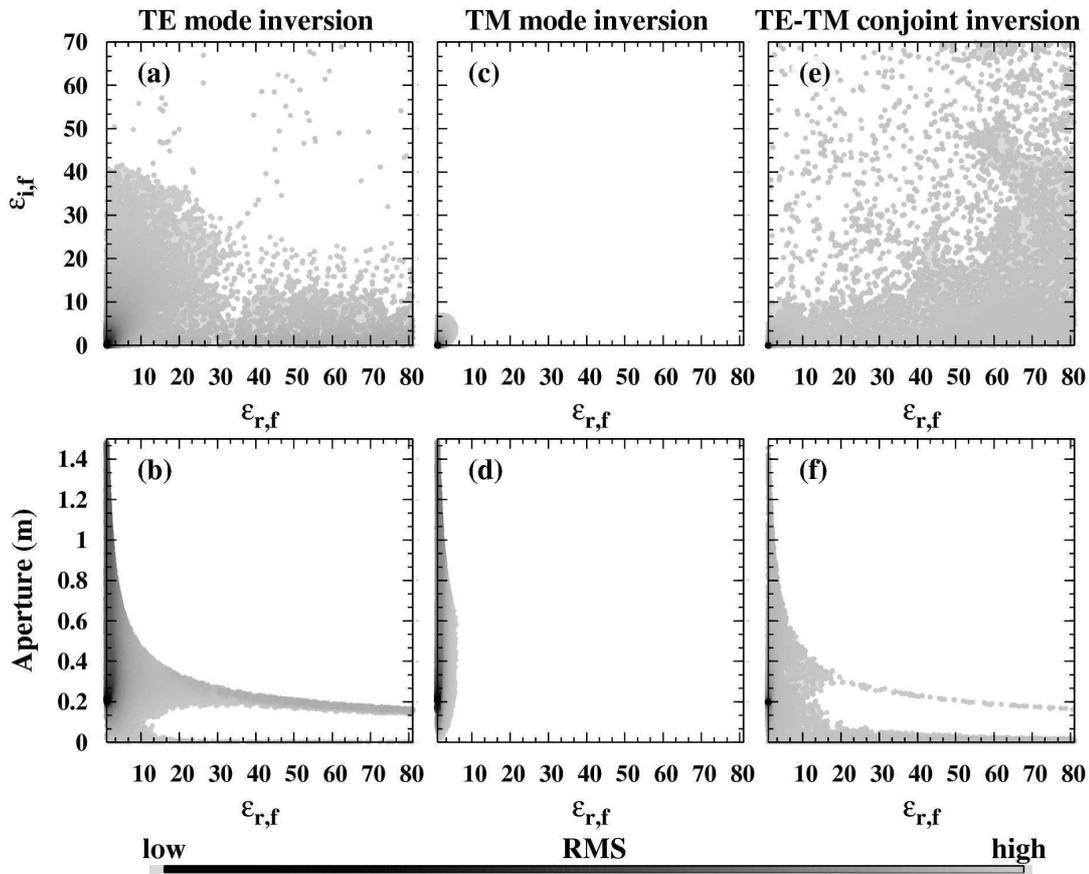


Figure 4.7: Résultats des 40400 modèles calculés après inversion du coefficient de réflexion correspondant à une fracture ouverte de 20 cm remplie d'air ( $\varepsilon_{r,f}=1$  et  $\varepsilon_{i,f}=0$ ,  $d=20$  cm). (a) (c) et (e)  $\varepsilon_{i,f}$  en fonction de  $\varepsilon_{r,f}$  pour les mode  $TE$ ,  $TM$ ,  $TETM$  respectivement. (b), (d) et (f) épaisseur de la fracture  $d$  en fonction de  $\varepsilon_{r,f}$  pour les modes  $TE$ ,  $TM$ ,  $TETM$  respectivement.

Il apparaît cependant que l'inversion conjointe des modes  $TETM$  converge plus rapidement vers la solution, que celles utilisant les deux modes séparés. En effet, les solutions avec les meilleurs  $RMS$  sont mieux focalisées vers les valeurs modélisées, sans doute parce que l'inversion conjointe des deux modes amène une contrainte supplémentaire sur la solution finale.

Pour généraliser ces résultats, l'algorithme d'inversion a été testé sur des fractures de différentes épaisseurs, variant de  $\lambda/100$  (3 cm) à  $\lambda/2$  (1,5 m). La figure 4.8 reprend

l'ensemble des résultats obtenus pour les trois modes différents ( $TE$ ,  $TM$  et  $TETM$ ). Pour chaque mode, les inconnues ( $\varepsilon_{r,f}$ ,  $\varepsilon_{i,f}$ ,  $d$ ) sont représentées en fonction de  $d/\lambda$  théorique. Sur cette figure, seuls les 5000 meilleurs modèles générés par l'inversion sont tracés. Le code de couleur correspondant à la valeur de  $RMS$  est normalisé pour chaque inversion.

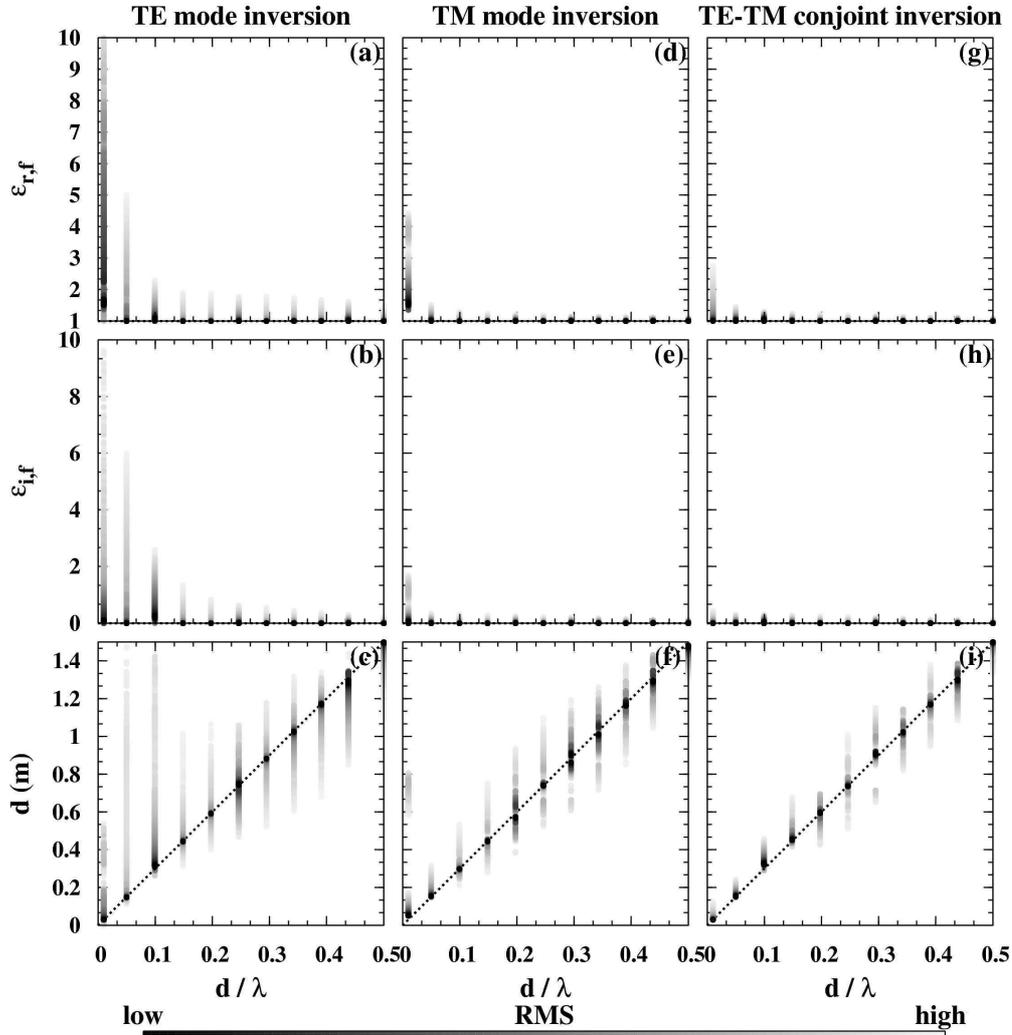


Figure 4.8: Résultats d'inversion à 3 degrés de liberté pour des fractures remplies d'air (100 MHz,  $\lambda/2 = 150$  cm). (a)  $\varepsilon_{r,f}$  en fonction de  $d/\lambda$  pour le mode  $TE$ , (d)  $\varepsilon_{r,f}$  en fonction de  $d/\lambda$  pour le mode  $TM$ , (g)  $\varepsilon_{r,f}$  en fonction de  $d/\lambda$  pour le mode  $TETM$ . (b), (e) et (h) : idem pour  $\varepsilon_{i,f}$ . (c), (f) et (i) : idem pour  $d$ .

$\varepsilon_{r,f}$  et  $\varepsilon_{i,f}$  sont représentées en fonction de  $d/\lambda$  pour les modes  $TE$ ,  $TM$  et  $TETM$  (respectivement aux fig. 4.8 a, d, g et aux fig. 4.8 b, e, h), ainsi que l'épaisseur de la fracture (respectivement fig. 4.8 c, f, i). Les solutions théoriques sont indiquées par un trait en pointillé. Ces derniers ne sont pas visibles pour la permittivité complexe (fig. 4.8 a, b, d, e, g, h) car ils sont confondus avec les limites du modèle ( $\varepsilon_{r,f} = 1$ ,  $\varepsilon_{i,f} = 0$ ).

Pour les modes  $TE$  et  $TM$ , les meilleurs modèles (points noirs) représentant les bons  $RMS$  correspondent parfaitement à la courbe théorique lorsque  $d/\lambda$  est supérieur ou égal à  $\lambda/50$ . Quand  $d/\lambda$  est égal à  $\lambda/100$  et pour les modes  $TE$  et  $TM$ , l'inversion ne retrouve

pas la valeur de  $\varepsilon_{r,f}$  (fig. 4.8 a, d) et présente une dispersion notable des valeurs trouvées. En revanche, les valeurs de  $\varepsilon_{i,f}$  et de l'ouverture  $d$  ont bien été déterminées (fig. 4.8 b, c, e, f). L'inversion conjointe des modes  $TE$  et  $TM$  permet d'obtenir correctement les valeurs des trois paramètres pour l'ensemble des épaisseurs normalisées, entre  $\lambda/100$  à  $\lambda/2$ .

En résumé, l'inversion par algorithme de voisinage des parties réelles et imaginaires du coefficient de réflexion permet de retrouver de façon unique les paramètres d'épaisseur ( $d$ ) et de remplissage ( $\varepsilon_{r,f}$ ,  $\varepsilon_{i,f}$ ) de fractures remplies d'air pour  $\lambda/50 \leq d \leq \lambda/2$  pour les modes  $TE$  et  $TM$ . En dessous de ces valeurs d'épaisseur ( $\lambda/50$ ), le coefficient de réflexion ne présente pas de variation significative dans chacun des modes pour pouvoir être inversé (cf. chap. 3.3). Au dessus de cette valeur ( $\lambda/2$ ), l'approximation en couche mince n'est plus valable (cf. chap. 3.3.2). L'ajout d'une contrainte supplémentaire (inversion conjointe des modes  $TE$  et  $TM$ ), permet de faire converger l'algorithme vers la bonne solution même lorsque l'épaisseur de la fracture est égale à  $\lambda/100$ .

### Généralisation

Afin de compléter cette étude, l'inversion a également été testée pour des fractures remplies par les matériaux présentés au tableau 4.1 à la page 121. Comme précédemment, les coefficients de réflexion radar ont été modélisés pour différentes épaisseurs de fractures allant de  $\lambda/100$  à  $\lambda/2$ . La gamme de variation des paramètres est la même que celle présentée au tableau 4.2. Seuls les 5000 meilleurs modèles sont représentés.

La figure 4.9 synthétise l'ensemble des résultats d'inversion du paramètre  $\varepsilon_{r,f}$  pour les modes  $TE$ ,  $TM$  et  $TETM$ , pour du sable humide (a, b, c), du sable saturé (d, e, f), de l'eau pure (g, h, i) et de l'argile saturée (j, k, l). Seul  $\varepsilon_{r,f}$  est montrée sur la figure, car c'est le paramètre qui a montré le plus de dispersion précédemment. Les autres paramètres ( $\varepsilon_{i,f}$ ,  $d$ ) donnent des résultats identiques.

Pour le mode  $TE$ , l'inversion sur le sable humide (fig. 4.9 a) montre de très bons résultats, même lorsque l'épaisseur est égale à  $\lambda/100$ , malgré une légère dispersion. Pour les modes  $TM$  et  $TETM$ , une bonne corrélation est observée entre les solutions théoriques et modélisées pour l'ensemble des ouvertures de la couche mince testée. Pour les trois autres matériaux (sable saturé, argile et eau), l'inversion du mode  $TE$  permet de retrouver les valeurs de  $\varepsilon_{r,f}$  quand l'épaisseur modélisée est comprise entre  $\lambda/20$  et  $\lambda/2$ . Pour le mode  $TM$ , la valeur de  $\varepsilon_{r,f}$  est correctement déterminée pour toutes les ouvertures de fracture. L'inversion conjointe des modes  $TETM$  montre de bons résultats sur  $\varepsilon_{r,f}$  sauf quand l'épaisseur est égale à  $\lambda/100$  et quand  $\varepsilon_{r,f}$  est élevée (cas de l'eau et de l'argile humide). L'erreur relative entre le modèle et la solution optimale est toujours inférieure à 10%.

### 4.3.3 Inversion du coefficient de réflexion normalisé

#### Introduction

Le paragraphe précédent a montré qu'il était possible d'inverser la sensibilité angulaire du coefficient de réflexion absolu d'une couche mince dans le but de retrouver les caractéris-

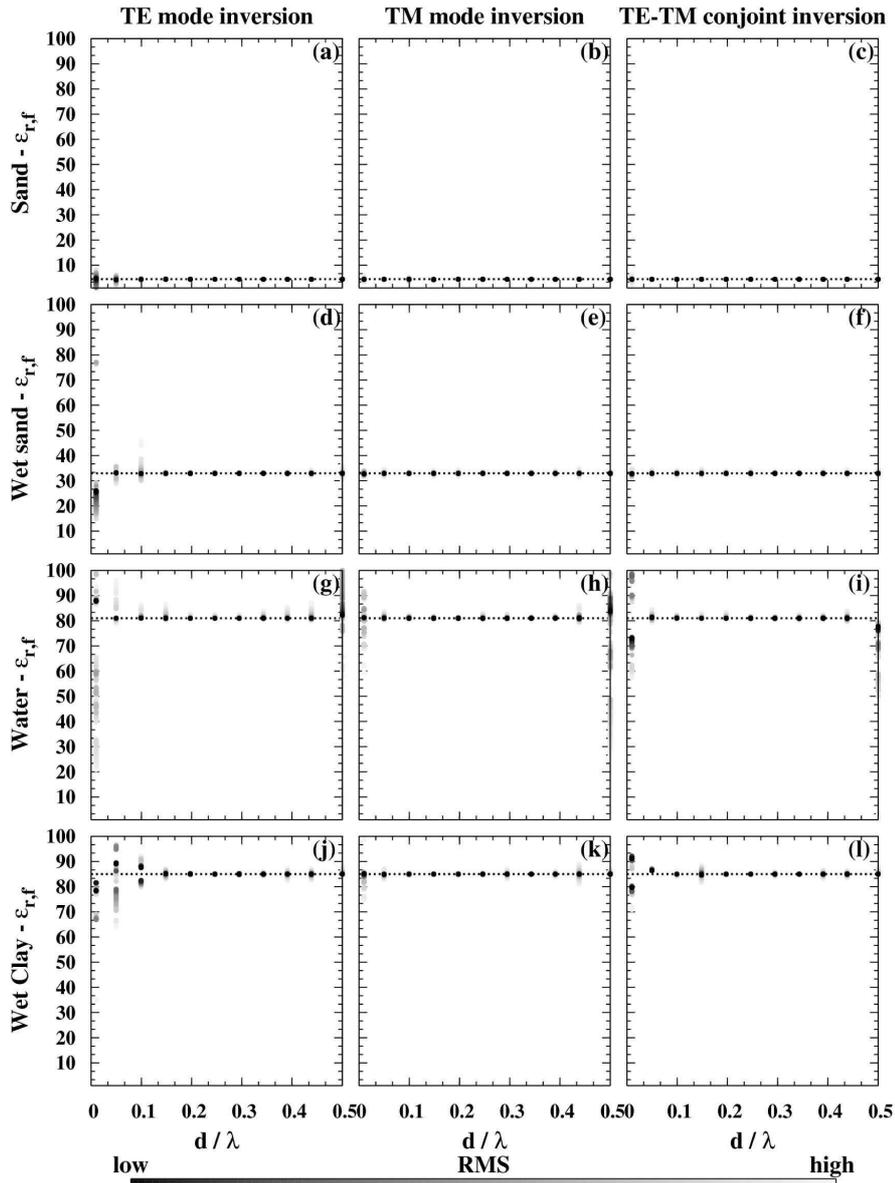


Figure 4.9: Résultats d'inversion pour  $\epsilon_{r,f}$  en fonction de  $d/\lambda$ , pour le sable (a, b, c), le sable saturé (d, e, f), l'eau pure (g, h, i) ainsi que l'argile (j, k, l), respectivement pour les modes  $TE$ ,  $TM$  et  $TETM$ .

tiques diélectriques de la facture et son épaisseur. Pour adapter la méthode aux cas réels, la forme du signal source ( $E_0(\omega)$ ), mais aussi le diagramme de radiation de l'antenne aux différents angles d'incidence doivent être connus. Certains auteurs (Bourgeois et Smith, 1996; Radzevicius *et al.*, 2003) ont montré qu'il était possible de modéliser correctement le diagramme de radiation des antennes, si la rugosité relative du massif est faible (Lampe et Holliger, 2003). Par contre le spectre du signal source est difficilement appréhendable. En première approximation, il peut être modélisé par un signal de type Ricker (Hollender, 1999). La figure 4.10 montre un exemple de signal source théorique de fréquence centrale de 100 MHz modélisé par une ondelette de Ricker (a), ainsi que l'amplitude de sa transformée de Fourier (b). Le signal source émis par le *GPR*, qui correspond à la convolution de l'impulsion du système d'acquisition avec le filtre constitué par le couplage

antenne/massif, montre un gain complexe difficile à analyser.

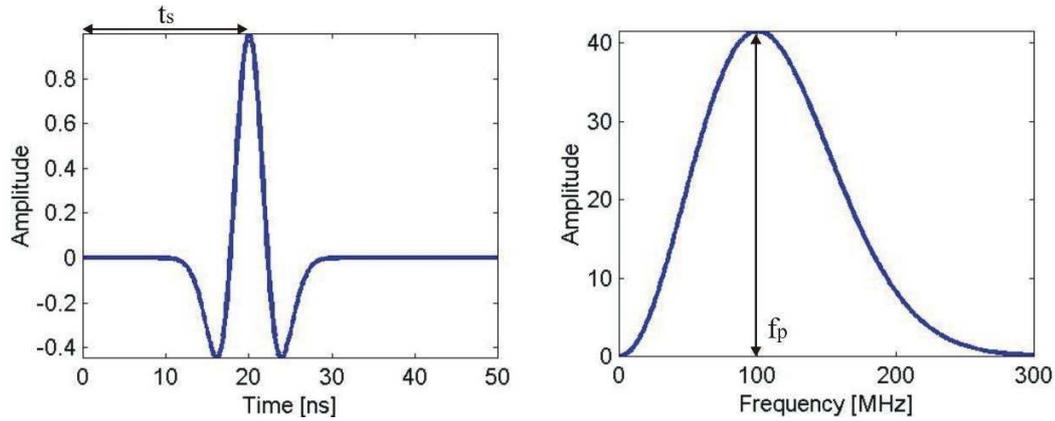


Figure 4.10: Forme de l'ondelette de Ricker (a) et de sa transformée de Fourier (b).

Pour s'affranchir de ce paramètre difficile à quantifier, certains auteurs proposent d'utiliser sur des profils la méthode des rapports spectraux, entre un signal réfléchi sur une fracture ( $E_{mes}(\omega, x)$ ) et un signal de référence ( $E_{ref}(\omega, x)$ ) (Grégoire, 2001; Girard, 2002; Jeannin, 2005):

$$\frac{E_{mes}(\omega, x)}{E_{ref}(\omega, x_2)} = \frac{E_0(\omega)}{E_0(\omega)} \frac{D(\theta_i)}{D(\theta_{i2})} \frac{r_2 \cdot e^{-ik_1(\omega)r} R(\omega, \theta_i)}{r \cdot e^{-ik_1(\omega)r_2} R_2(\omega, \theta_i)} \quad (4.7)$$

où  $E_0(\omega)$  représente le signal source émis par l'antenne,  $D(\theta_i)$  le diagramme de radiation des antennes,  $r$  la distance de propagation de l'onde,  $k$  le nombre d'onde du milieu et  $R(\omega, \theta_{i2})$  correspond au coefficient de réflexion.

Si le signal de référence  $E_{ref}(\omega, x_2)$  est connu, cette méthode permet de calculer de façon simple le coefficient de réflexion  $R(\omega, \theta_i)$  sur un réflecteur donné et de s'affranchir du signal source  $E_0(\omega)$  (inconnu). Il faut tout de même connaître les propriétés diélectriques du massif pour corriger les effets de propagation (atténuations intrinsèque et géométrique). Le diagramme de radiation est également supprimé si l'angle d'incidence du signal de référence sur la fracture est le même que celui du signal source. L'inconvénient majeur de cette méthode est de disposer d'un signal de référence, résultant d'une réflexion sur une fracture connue, ce qui est difficile en site réel. Pour que cette méthode soit applicable sur les *CMP*, une correction de distance adéquate doit être appliquée pour chacune des traces enregistrées.

Il est aussi possible d'étudier l'évolution du coefficient de réflexion de manière relative, en normalisant l'ensemble des traces par rapport à une trace de référence, le couplage antenne/massif étant supposé constant. L'avantage de cette méthode est de pouvoir s'affranchir de la dépendance fréquentielle du signal source, mais l'information d'amplitude absolue est perdue. L'équation suivante donne la solution du problème à résoudre :

$$\frac{R(\omega, \theta_i)}{R(\omega, \theta_{i2})} = \frac{E_{mes}(\omega, x)}{E_{mes}(\omega, x_2)} \frac{r}{r_2} \frac{D(\omega, \theta_{i2})}{D(\omega, \theta_i)} \frac{e^{-ik_1(\omega)r_2}}{e^{-ik_1(\omega)r}} \quad (4.8)$$

Un exemple de variation relative du coefficient de réflexion est montré sur la figure 4.11. Le coefficient de réflexion normalisé d'une couche mince a été tracé pour une

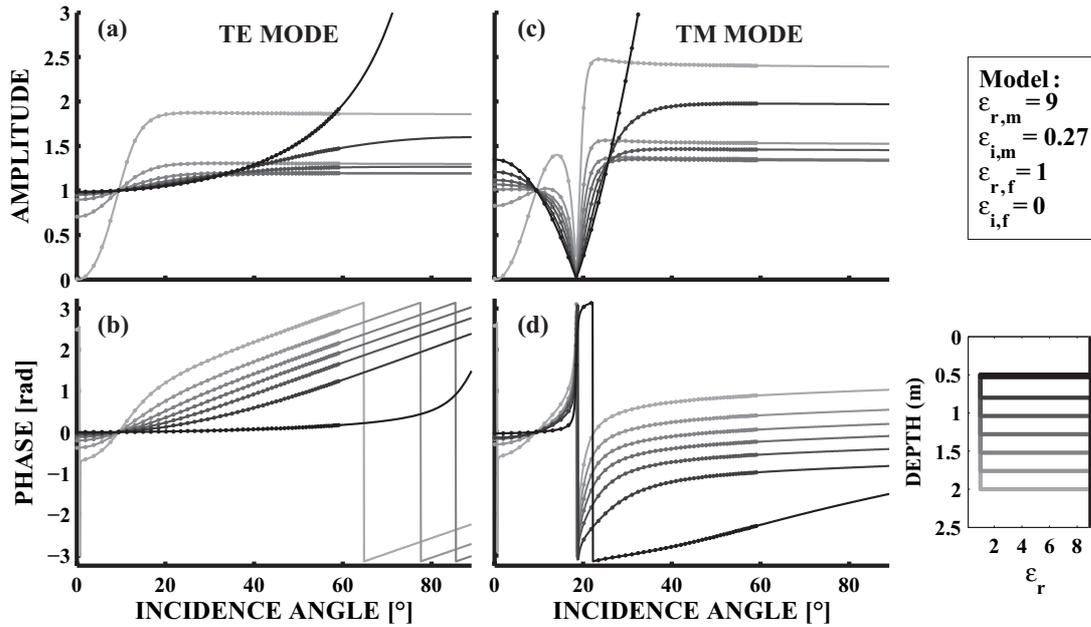


Figure 4.11: Variations de l'amplitude (a, c) et de la phase (b, d) du coefficient de réflexion normalisé à  $9.5^\circ$  d'une onde  $EM$  en fonction de l'angle d'incidence et de l'épaisseur d'une fracture remplie d'air à  $100\text{ MHz}$  respectivement pour les modes  $TE$  et  $TM$ . L'ouverture de la fracture, qui varie de  $0,03$  ( $\lambda/100$ ) à  $1.5\text{ m}$  ( $\lambda/2$ ), est représentée par un code de couleur allant du gris clair au gris foncé.

fracture remplie d'air, à  $100\text{ MHz}$ , ayant une ouverture variant de  $\lambda/100$  à  $\lambda/2$ . Malgré la normalisation du coefficient de réflexion, la figure montre qu'il subsiste une réelle dépendance angulaire de l'amplitude (a, c) et de la phase (b, f) à la fois pour les modes  $TE$  et  $TM$ . Ces courbes varient également fortement en fonction de l'épaisseur de la couche mince. Lorsque cette valeur est égale à  $\lambda/2$ , le coefficient de réflexion est égal à 0 quand l'angle d'incidence de l'onde sur la fracture est nul et que  $\epsilon_{i,f} = 0$ . Pour cette raison, la normalisation par des traces de faibles offsets n'est pas assez stable.

Les tests sont effectués dans les mêmes conditions que le paragraphe 4.3.2, c'est-à-dire qu'une acquisition de type  $CMP$  est modélisée sur une fracture localisée à  $3\text{ m}$  de profondeur pour un offset maximal de  $10\text{ m}$ , ce qui représente un angle d'incidence maximal de l'onde  $EM$  sur la couche mince de  $60^\circ$  environ. Comme les courbes du coefficient de réflexion sont normalisées (eq. 4.7), le nombre d'itérations a été doublé par rapport au problème absolu. Les courbes inversées sont présentées sur la figure 4.11.

### Cas de l'air

Les résultats de l'inversion sont présentés sur la figure 4.12. Pour le mode  $TE$ , l'inversion retrouve les caractéristiques de la fracture ainsi que son épaisseur (a, b, c). Lorsque l'épaisseur est égale à  $\lambda/50$ , une légère différence apparaît entre la solution théorique et le résultat de l'inversion. Pour les modes  $TM$  (d, e, f) et  $TETM$  (g, h, i), il y a une bonne corrélation entre la solution théorique et le résultat de l'inversion.

L'inversion par algorithme de voisinage sur les parties réelle et imaginaire du coefficient de réflexion normalisé permet de retrouver de façon unique les paramètres d'épaisseur et

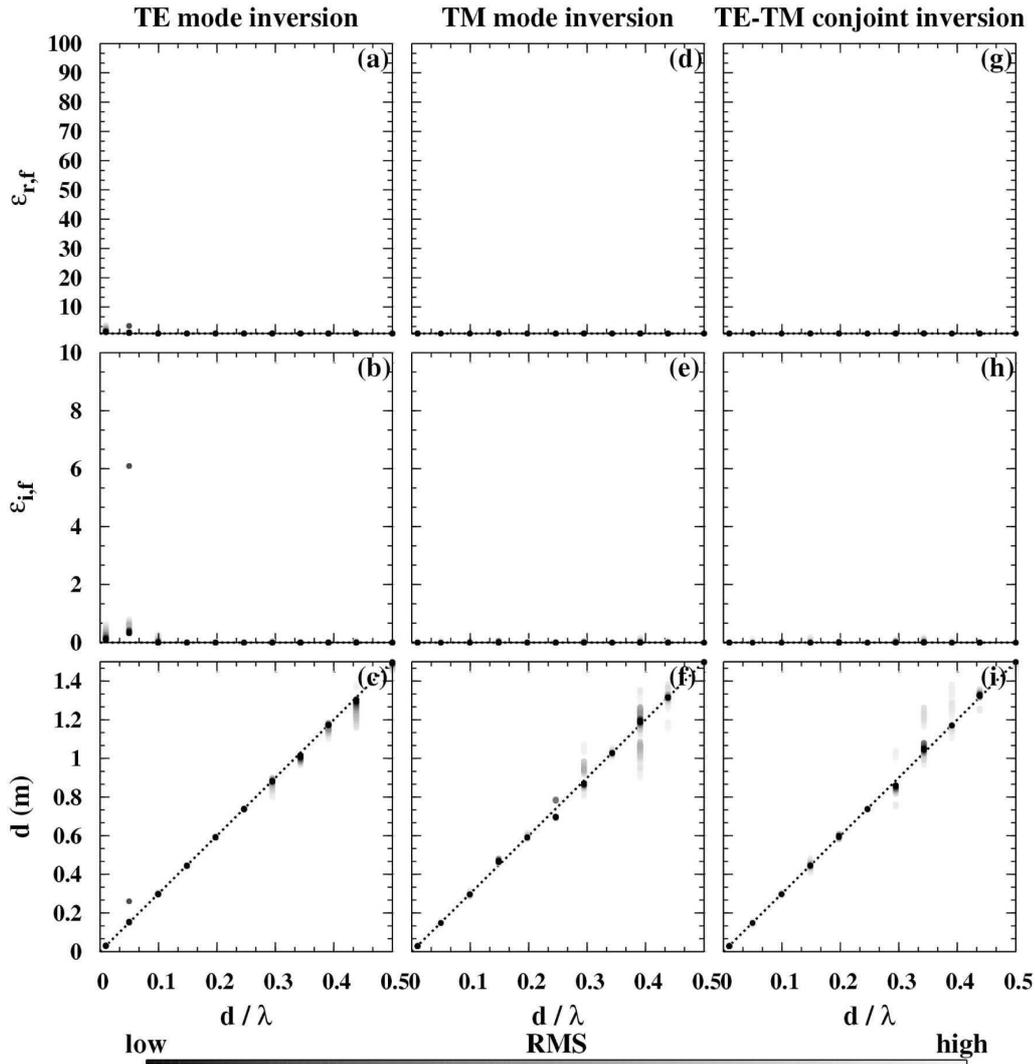


Figure 4.12: Résultats d'inversion à 3 degrés de libertés, inversion réalisée sur le coefficient de réflexion normalisé pour des fractures remplies d'air ( $100\text{ MHz}$ ,  $\lambda/2 = 150\text{ cm}$ ). (a)  $\varepsilon_{r,f}$  en fonction de  $d/\lambda$  pour le mode  $TE$ , (d)  $\varepsilon_{r,f}$  en fonction de  $d/\lambda$  pour le mode  $TM$ , (g)  $\varepsilon_{r,f}$  en fonction de  $d/\lambda$  pour le mode  $TETM$ . (b), (e) et (h) : idem pour  $\varepsilon_{i,f}$ . (c), (f) et (i) : idem pour  $d$ .

de remplissage de fractures remplies d'air pour  $\lambda/100 \leq d \leq \lambda/2$  pour les modes  $TE$ ,  $TM$  et  $TETM$ . Les résultats sont meilleurs que ceux présentés au paragraphe 4.3.2, bien que les coefficients de réflexion soient normalisés. Ceci est expliqué par le fait que le nombre d'itération a été doublé dans le deuxième cas, pour compenser la perte d'information due à la normalisation. En effet, des tests ont montré que l'algorithme donne des résultats plus dispersifs dans ce cas avec un nombre d'itération réduit de moitié (non montré ici).

### Généralisation

Comme dans le paragraphe 4.3.2, les tests d'inversion ont été effectués pour différents matériaux de remplissage (tableau 4.2). La figure 4.13 synthétise l'ensemble des résultats, pour les modes  $TE$ ,  $TM$  et  $TETM$ , pour le sable humide (a, b, c), le sable saturé (d, e,

f), l'eau (g, h, i) et l'argile saturée (j, k, l). Seul les résultats d'inversion pour le paramètre  $\varepsilon_{r,f}$  sont représentés sur la figure. Les autres paramètres ( $\varepsilon_{r,f}$  et  $d$ ) donnent des résultats identiques.

Pour le sable humide et le sable saturé, la cohérence entre le modèle et les résultats de l'inversion est bonne pour toutes les épaisseurs relatives testées, ainsi que pour tous les modes.

Pour l'eau, l'inversion du mode  $TE$  montre une dispersion plus importante des moins bons modèles (points gris) centrés autour de la bonne solution. Lorsque l'épaisseur est égale à  $\lambda/2$ , la valeur de  $\varepsilon_{r,f}$  est sous évaluée de 10%. Pour le mode  $TM$ , il n'y a pas de dispersion et la concordance entre le modèle et les résultats de l'inversion est bonne, excepté lorsque l'épaisseur est égale à  $\lambda/2$  où la valeur de  $\varepsilon_{r,f}$  est surestimée de 15%. Pour le mode  $TETM$ , et pour toutes les épaisseurs normalisées, l'algorithme converge vers les solutions théoriques initiales.

Pour l'argile humide, ainsi que pour tous les modes d'inversions testés, la corrélation entre les solutions théorique et inversée est excellente, excepté quand l'épaisseur est égale à  $\lambda/100$  pour le mode  $TE$ .

#### 4.3.4 Conclusions

L'inversion par algorithme de voisinage sur les parties réelles et imaginaires du coefficient de réflexion absolu variant en fonction de l'angle d'incidence permet de retrouver les paramètres d'épaisseur et de remplissage pour les différents matériaux présentés au tableau 4.1 quand l'épaisseur est comprise entre  $\lambda/20 \leq d \leq \lambda/2$  pour les modes  $TE$  et  $TM$ . En inversant conjointement les modes  $TE$  et  $TM$ , la convergence est plus efficace dans tous les cas. Les paramètres d'épaisseur et de remplissage des fractures modélisées ont été retrouvés pour l'ensemble des cas et des épaisseurs étudiés. Il existe cependant une plus grande dispersion des résultats quand  $\varepsilon_{r,f}$  est grande (cas de l'eau et de l'argile saturée). Ce résultat peut s'expliquer par le fait que le calcul du coefficient de réflexion fait intervenir la racine carrée de cette valeur, minimisant sa sensibilité. Le tableau 4.3 récapitule les domaines de validité de l'inversion en termes d'épaisseur.

mode	$TE$	$TM$	$TETM$
air	$\lambda/50 \geq d \geq \lambda/2$	$\lambda/100 \geq d \geq \lambda/2$	$\lambda/100 \geq d \geq \lambda/2$
sable humide	$\lambda/100 \geq d \geq \lambda/2$	$\lambda/100 \geq d \geq \lambda/2$	$\lambda/100 \geq d \geq \lambda/2$
sable saturé	$\lambda/100 \geq d \geq \lambda/2$	$\lambda/100 \geq d \geq \lambda/2$	$\lambda/50 \geq d \geq \lambda/2$
eau	$\lambda/50 \geq d > \lambda/2$	$\lambda/100 \geq d \geq \lambda/2$	$\lambda/100 \geq d \geq \lambda/2$
argile saturée	$\lambda/50 \geq d > \lambda/2$	$\lambda/100 \geq d \geq \lambda/2$	$\lambda/100 \geq d \geq \lambda/2$
synthèse	$\lambda/50 \geq d > \lambda/2$	$\lambda/100 \geq d \geq \lambda/2$	$\lambda/50 \geq d \geq \lambda/2$

Table 4.3: Gamme de validité des valeurs d'épaisseur pour l'inversion à 3 degrés de liberté sur le coefficient de réflexion absolu pour les différents matériaux testés.

Pour les coefficients de réflexion normalisés, les résultats de l'inversion se révèlent de manière générale aussi bons que ceux obtenus sans normalisation. Quand l'épaisseur de

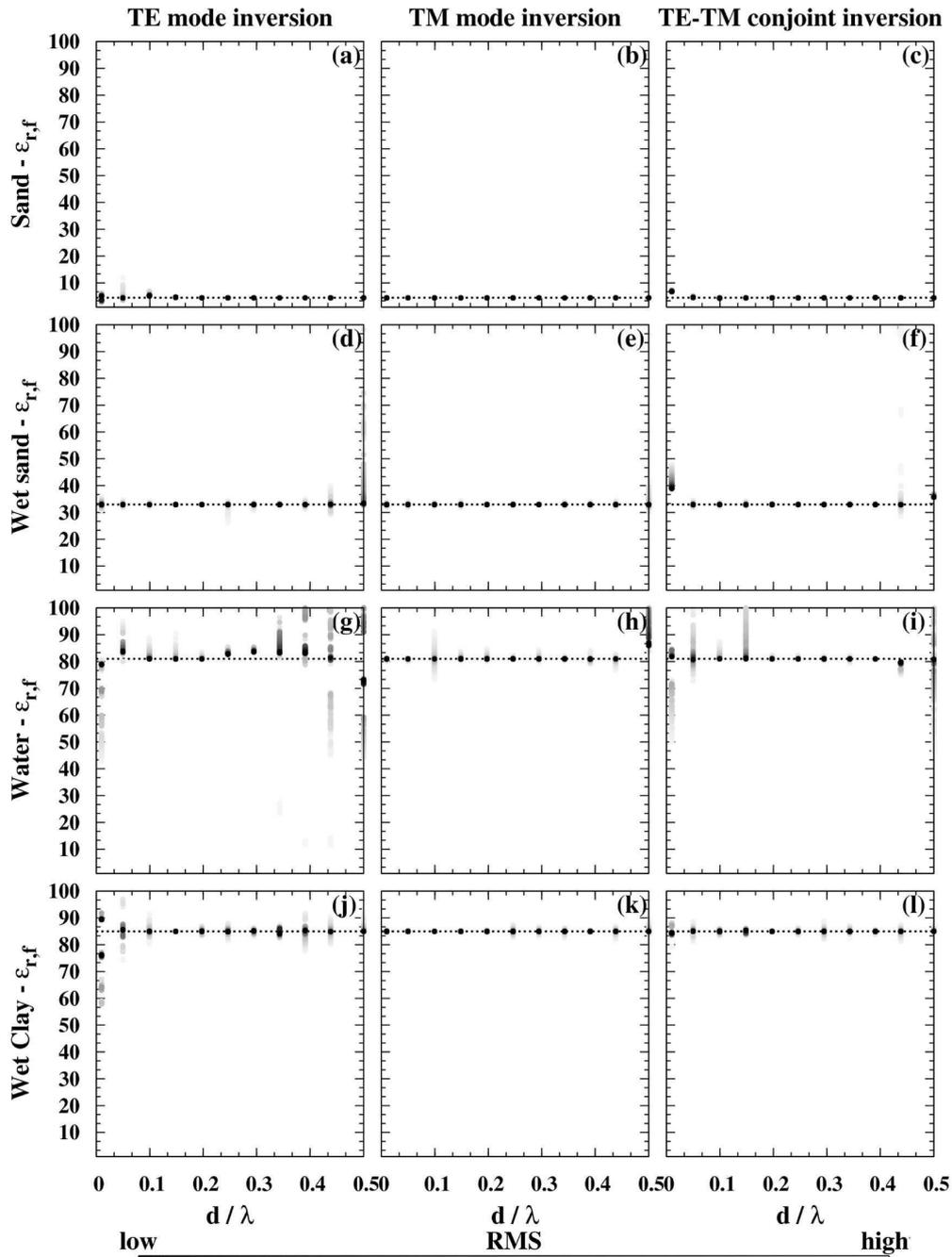


Figure 4.13: Résultats d'inversion réalisée sur le coefficient de réflexion normalisé pour  $\varepsilon_{r,f}$  en fonction de  $d/\lambda$ , pour le sable (a, b, c), le sable saturé (d, e, f), l'eau pure (g, h, i) ainsi que l'argile (j, k, l), respectivement pour les modes  $TE$ ,  $TM$  et  $TETM$ .

la fracture est comprise entre  $\lambda/20$  et  $\lambda/2$ , les paramètres théoriques ont été retrouvés pour les modes  $TE$  et  $TM$ . Pour le mode  $TETM$ , l'inversion a été capable de retrouver l'ensemble des modèles. Le tableau 4.4 synthétise les domaines de validité de l'inversion dans ce cas.

Ces résultats montrent qu'il est possible d'inverser la variation relative du coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence, sans pour autant connaître sa valeur absolue. Il est donc possible de s'affranchir du signal source. Ce type d'inversion est complémentaire à

l'inversion fréquentielle proposée par certains auteurs (Grégoire, 2001; Jeannin, 2005). En effet, en connaissant localement les caractéristiques de la fracture à l'aide de la méthode d'inversion présentée dans le paragraphe précédent, il est possible de calculer le signal de référence local pour retrouver la forme du signal source pour le milieu investit. Grâce à cette donnée, l'inversion fréquentielle peut être généralisée sur le profil acquis en mode réflexion et donner les caractéristiques des fractures sur l'ensemble de l'image radar.

Pour déconvoluer de l'effet de l'atténuation intrinsèque et géométrique les signaux étudiés, il est nécessaire de connaître de façon précise les propriétés du massif ainsi que la profondeur de la fracture. Les résultats obtenus caractérisent la permittivité effective complexe du matériau de remplissage pour une fréquence particulière. Ainsi, afin de pouvoir appliquer la méthode mise au point par Jeannin (2005), ce travail doit être généralisé à différentes fréquences pour étudier la dépendance fréquentielle de la permittivité complexe.

mode	$TE$	$TM$	$TETM$
Air	$\lambda/50 \geq d \geq \lambda/2$	$\lambda/100 \geq d \geq \lambda/2$	$\lambda/100 \geq d \geq \lambda/2$
sablehumide	$\lambda/100 \geq d \geq \lambda/2$	$\lambda/100 \geq d \geq \lambda/2$	$\lambda/100 \geq d \geq \lambda/2$
sablesaturé	$\lambda/100 \geq d \geq \lambda/2$	$\lambda/100 \geq d \geq \lambda/2$	$\lambda/50 \geq d \geq \lambda/2$
Eau	$\lambda/50 \geq d > \lambda/2$	$\lambda/100 \geq d \geq \lambda/2$	$\lambda/100 \geq d \geq \lambda/2$
argilesaturée	$\lambda/50 \geq d > \lambda/2$	$\lambda/100 \geq d \geq \lambda/2$	$\lambda/100 \geq d \geq \lambda/2$
synthèse	$\lambda/50 \geq d > \lambda/2$	$\lambda/100 \geq d \geq \lambda/2,5$	$\lambda/50 \geq d \geq \lambda/2$

Table 4.4: Gamme de validité des valeurs d'épaisseur pour l'inversion à 3 degrés de liberté sur le coefficient de réflexion normalisé pour les différents matériaux testés.

## 4.4 Inversion des courbes $APVOF$ à huit degrés de liberté

### 4.4.1 Introduction

La démarche présentée au paragraphe 4.3 nécessite la connaissance exacte des propriétés diélectriques du massif de propagation des ondes radar afin de pouvoir appliquer au préalable les différentes corrections de propagation aux courbes à inverser.

Différentes méthodes ont été envisagées afin de connaître le milieu de propagation. Le plus souvent, ses propriétés sont mesurées en laboratoire (Grégoire, 2001; Hollender, 1999). Elles peuvent aussi être mesurées in-situ. Ainsi, Girard (2002) a proposé des méthodes d'estimation de ces propriétés à partir des enregistrements radar. Le principe est d'utiliser la méthode des rapports spectraux pour estimer le nombre d'onde  $k$ , relié à la permittivité effective du milieu à une fréquence donnée. Il est alors possible d'estimer les paramètres effectifs du milieu : permittivité ( $\varepsilon_r$ ) et conductivité ( $\sigma_r$ ) à partir des équations suivantes :

$$k = \omega \sqrt{\mu \cdot \varepsilon_e} \quad \varepsilon_e' = \varepsilon_r \quad \varepsilon_0 \cdot \omega \cdot \varepsilon_e'' = \sigma_r \quad (4.9)$$

En utilisant une acquisition radar enregistrée en point milieu commun (*CMP*), le nombre d'onde du milieu de propagation (calcaire), ou massif, peut être évalué de trois façons différentes (Girard, 2002).

Une première méthode (fig. 4.14) consiste à réaliser le rapport spectral entre les ondes directes aériennes et souterraines dans le massif pour un offset donné  $z$ . Si  $E_1$  est le spectre de Fourier de l'onde directe dans l'air, et  $E_2$  celui de l'onde directe dans le massif (calcaire), alors pour ces deux arrivées de nombres d'ondes  $k_1$  (air) et  $k_2$  (calcaire), on a :

$$E_1(\omega, z) = \frac{E_0(\omega) \cdot D(\theta_i) \cdot \exp(-i \cdot k_1(\omega) \cdot z)}{z} \quad \text{et} \quad E_2(\omega) = \frac{E_0(\omega) \cdot D(\theta_i) \cdot \exp(-i \cdot k_2(\omega) \cdot z)}{z} \quad (4.10)$$

En considérant qu'il n'y a pas de discontinuité dans le diagramme de radiation entre les milieux 1 et 2,  $D(\theta_i)$  est le même dans les deux cas. Le rapport spectral permet alors d'estimer le nombre d'onde  $k_2$  dans le massif (calcaire) :

$$k_2(\omega) = k_1(\omega) - \frac{i}{z} \ln \left( \frac{E_1(\omega, z)}{E_2(\omega, z)} \right) \quad (4.11)$$

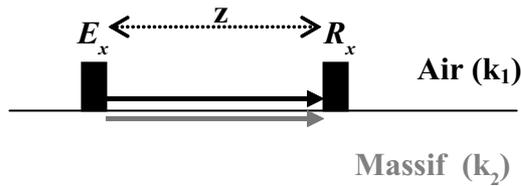


Figure 4.14: Schéma du dispositif de la première méthode permettant d'estimer le nombre d'onde du milieu de propagation à partir des ondes directes dans l'air et dans le massif.  $E_x$  : émetteur –  $R_x$  : récepteur.

La deuxième méthode (fig. 4.15) consiste à réaliser le rapport spectral de l'onde directe dans le calcaire (nombre d'onde  $k_{calc}$ ) à deux offsets différents  $z_1$  et  $z_2$ . Les propriétés diélectriques du massif peuvent donc s'écrire de la façon suivante :

$$k_2(\omega) = \frac{i}{z_1 - z_2} \ln \left( \frac{E_1(\omega) \cdot z_2}{E_2(\omega) \cdot z_1} \right) \quad (4.12)$$

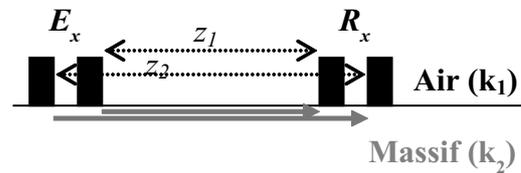


Figure 4.15: Schéma du dispositif de la deuxième méthode permettant d'estimer le nombre d'onde du milieu de propagation à partir de l'onde directe souterraine à deux offsets différents.  $E_x$  : émetteur –  $R_x$  : récepteur.

La troisième méthode consiste à analyser deux signaux réfléchis enregistrés lors d'un même profil *CMP*, à deux offsets  $L_1$  et  $L_2$  différents (fig. 4.16). Dans ce cas, la distance

de propagation  $z$  est fonction de la profondeur  $H$  du réflecteur et de l'offset  $L$  entre les antennes tel que :  $z^2 = 4H^2 + L^2$ .

Si on choisit deux offset  $L_1$  et  $L_2$  très proches l'un de l'autre, alors la variation de  $\theta_{inc}$  est très faible, induisant une faible variation du diagramme de rayonnement. En négligeant cette dernière ainsi que la variabilité du coefficient de réflexion, les propriétés diélectriques du massif peuvent être estimées grâce à la relation suivante (avec  $z$  le trajet des ondes réfléchies) :

$$k_2(\omega) = \frac{i}{z_1 - z_2} \ln \left( \frac{E_1(\omega).z_2}{E_2(\omega).z_1} \right) \quad (4.13)$$

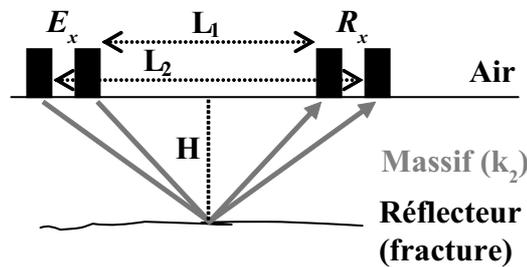


Figure 4.16: Schéma du dispositif de la troisième méthode permettant d'estimer le nombre d'onde du milieu de propagation à partir de deux ondes réfléchies sur un même réflecteur à deux offsets différents.  $E_x$  : émetteur –  $R_x$  : récepteur.

Ces méthodes, bien que théoriquement réalisables, peuvent poser problème. Pour les deux premières, l'analyse du diagramme de radiation des antennes montre que l'amplitude émise dans la direction de propagation des ondes directes est très faible. Ainsi, le signal récupéré est souvent bruité ou masqué par d'autres événements. De plus, les ondes directes qui se propagent dans l'air et dans le massif ne peuvent être dissociables que pour des offsets relativement importants, ce qui limite la gamme d'application à des offsets importants. Ces méthodes ne sont donc plus applicables si les premières arrivées des ondes directes sont confondues avec les réflexions proches. Girard (2002) a montré que la troisième méthode induit aussi des erreurs dans l'estimation des paramètres du milieu. Pour connaître précisément la profondeur de la fracture, les caractéristiques diélectriques du massif de propagation doivent être connues. De plus, il a été précédemment démontré que le coefficient de réflexion peut varier assez rapidement malgré une faible variance de l'angle d'incidence. Ainsi, les hypothèses de la troisième méthode ne sont pas toujours vérifiées.

Une autre possibilité - qui va être développée au cours de ce travail - est d'utiliser, lors du processus d'inversion, le signal réfléchi sans effectuer de traitement préalable. Ainsi, et pour chaque modèle testé, l'algorithme réalise une rétro-propagation de l'onde, en prenant l'hypothèse d'une onde plane (éq. 1.24, page 35). Les caractéristiques diélectriques du massif et la profondeur de la fracture deviennent donc des inconnues lors de ce processus. Pour mener à bien cette étude, il a été choisi d'inverser le signal normalisé en considérant à la fois ses dépendances angulaire et fréquentielle. Cette dernière, due aux processus

de relaxation (dipolaire et atomique) est prise en compte en utilisant un modèle de Jonscher à 3 paramètres (éq. 1.38, page 38) qui présente l'avantage de bien considérer les phénomènes de polarisation dans les matériaux géologiques (Hollender et Tillard, 1998), tout en utilisant un faible nombre de paramètres. Le processus d'inversion doit expliquer l'intégralité du champ d'onde  $E_{mes}(\omega, x)$  normalisé à un offset ( $x_2$ ) de référence donné par l'équation suivante :

$$\frac{E_{mes}(\omega, x)}{E_{mes}(\omega, x_2)} = \frac{r_2}{r} \frac{D(\omega, \theta_i)}{D(\omega, \theta_{i2})} \frac{e^{-ik_1(\omega)r} R(\omega, \theta_i)}{e^{-ik_1(\omega)r_2} R(\omega, \theta_{i2})} \quad (4.14)$$

où  $R(\omega, \theta_i)$  représente le coefficient de réflexion d'une couche mince (formule. 4.5 à la page 127) et dépend des deux triplets de paramètres de Jonscher et de l'épaisseur de la fracture, ainsi que de l'épaisseur de la fracture. L'angle  $\theta_i$  est l'angle d'incidence de l'onde sur la fracture. Il dépend de  $z$  et de  $x$ . Un exemple de signal à inverser est montré sur la figure 4.5 e et h à la page 128. Lors du processus d'inversion, l'algorithme normalise automatiquement le signal à l'offset de référence choisie.

Au total, le processus d'inversion investiguera donc un espace à 8 paramètres :

- le triplet des paramètres Jonscher caractérisant le matériau de remplissage ( $n_f, \chi_f, \epsilon_{\infty, f}$ ),
- le triplet des paramètres Jonscher caractérisant le milieu de propagation ( $n_m, \chi_m, \epsilon_{\infty, m}$ ),
- l'ouverture de la fracture ( $d$ ),
- la profondeur de la fracture dans le massif ( $z$ ).

La gamme de variation choisie (récapitulée dans le tableau 4.5) montre que l'espace des paramètres modélisant le massif peut être restreint. En effet, les valeurs de  $\epsilon_{r, m}$  et de la profondeur sont déjà contraintes grâce à l'analyse de vitesse effectuée à partir des *CMP* (cf. paragraphe 2). De plus, du fait de la faible atténuation des ondes *EM* dans le massif,  $\epsilon_{i, m}$  est relativement faible et présente peu de dispersion. Ceci se traduit, pour les paramètres de Jonscher, par un indice  $n$  proche de 1 et  $\chi_r$  faible. Par contre, l'espace d'investigation pour la permittivité complexe du matériau de remplissage est choisi le plus large possible, afin de couvrir l'ensemble des possibilités réalistes que l'on peut trouver pour les diélectriques dans la gamme de fréquence d'application du géoradar. Enfin, le paramètre  $d/\lambda$  sera considéré lors de l'inversion, afin d'adapter l'espace de paramètres pour chaque cas étudié. Comme il existe une relation de dépendance entre les triplets de Jonschers (paragraphe 4.1), la valeur de la permittivité complexe à 100 *MHz* est représentée.

Des tests réalisés préalablement sur des signaux non normalisés (non discutés dans ce travail car peu applicables aux cas réels), ont montré la bonne convergence pour l'ensemble des matériaux présentés au tableau 4.1 à la page 121.

Paramètres	Modèle	Valeurs
$\varepsilon_{\infty,m}$	9.08	8-10
$n_m$	0.82	0.5-1
$\chi_{r,m}$	0.94	0-3
$\varepsilon_{\infty,f}$	variable	0-100
$n_f$	variable	0-1
$\chi_{r,f}$	variable	0-40
d (m)	variable	0- $\lambda/2$
z (m)	3	2.5-3.5

Table 4.5: Limites de l'espace de paramètres investigué pour l'inversion à 8 degrés de liberté.

#### 4.4.2 Cas de l'air

La figure 4.17 récapitule les résultats des inversions réalisées pour les différentes épaisseurs normalisées ainsi que pour les différents modes ( $TE$ ,  $TM$  et  $TETM$ ). Cette figure présente  $\varepsilon_{r,f}$ ,  $\varepsilon_{i,f}$ ,  $d$ ,  $\varepsilon_{r,m}$ ,  $\varepsilon_{i,m}$  et  $z$  en fonction de la valeur de  $d/\lambda$  inversée. Les 5000 meilleurs modèles sont représentés selon une échelle de  $RMS$  allant du noir (faibles valeurs de  $RMS$ ) au gris clair (forte valeurs de  $RMS$ ). Les solutions théoriques, pour chacun des paramètres, sont visualisées par un trait pointillé.

Pour le mode  $TE$ , quand l'épaisseur de la fracture est supérieure à  $\lambda/10$ , l'inversion converge vers une solution unique semblable au modèle théorique ( $\varepsilon_{r,f}=1$ ,  $\varepsilon_{i,f}=0$ ) (fig. 4.17 a., b. c., d., e., f.).

L'épaisseur de la fracture et  $\varepsilon_{r,f}$  s'accorde parfaitement avec la solution théorique quand  $d > \lambda/20$ .  $\varepsilon_{i,f}$  et  $\varepsilon_{i,m}$  sont retrouvés pour l'ensemble des  $d/\lambda$  modélisés. L'algorithme ne retrouve pas parfaitement les résultats de  $\varepsilon_{r,m}$  ( $= 9.04$ ) mais s'en approche avec une erreur relative inférieure à 5% (fig. 4.17 d) pour l'ensemble des cas. La profondeur de la fracture est déterminée avec une précision de l'ordre de 20 cm, ce qui est moyennement satisfaisant, vu la gamme de variation initiale (1 mètre). Quand l'algorithme surévalue  $\varepsilon_{r,m}$ , il surévalue la profondeur de la fracture et inversement.

Pour le mode  $TM$ , l'inversion est plus robuste et permet de déduire l'ensemble des paramètres lorsque l'épaisseur modélisée varie entre  $\lambda/100$  et  $\lambda/2.5$ . Contrairement au mode  $TE$ , l'ouverture et  $\varepsilon_{r,f}$  sont bien déterminées pour les plus petites ouvertures. En effet, la présence de l'angle de Brewster (voir fig. 4.11 chap. 4.3.3), qui correspond à une valeur minimale du coefficient de réflexion pour un angle particulier, permet de mieux contraindre l'inversion. Par contre, lorsque l'épaisseur se rapproche de  $\lambda/2$ , il existe deux valeurs d'angle d'incidence pour lequel le coefficient de réflexion s'annule. Celui-ci présente une variation importante dans ce cas, ce qui ne permet pas à l'algorithme  $N.A.$  de converger efficacement. Pour les autres paramètres ( $\varepsilon_{r,m}$ ,  $\varepsilon_{i,m}$  et profondeur de la fracture), les mêmes conclusions que celles énoncées pour le mode  $TE$  s'appliquent pour le mode  $TM$ .

Les test d'inversion réalisés pour le mode  $TETM$  donnent de meilleurs résultats que ceux réalisés séparément pour les modes  $TE$  et  $TM$ . En effet, pour toute valeur de  $d/\lambda$ ,

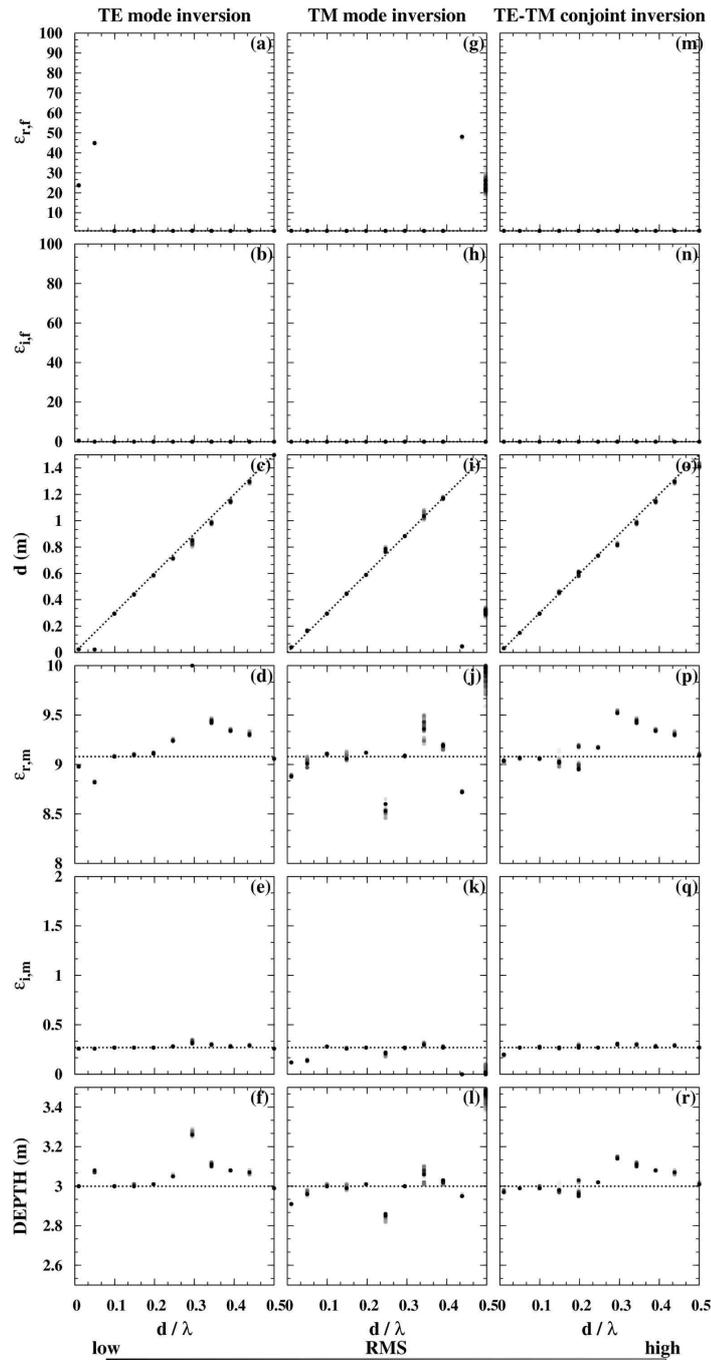


Figure 4.17: Résultats de l'inversion à 8 paramètres pour des fractures remplies d'air (100 MHz,  $\lambda/2 = 150$  cm).  $\varepsilon_{r,f}$  (a, g, h),  $\varepsilon_{i,f}$  (b, h, n), d (c, i, o),  $\varepsilon_{r,m}$  (d, j, p),  $\varepsilon_{i,m}$  (e, k, q) et la profondeur (f, l, r) en fonction de  $d/\lambda$  modélisée respectivement pour les modes *TE*, *TM* et *TETM*.

$\varepsilon_{r,f}$ ,  $\varepsilon_{i,f}$ , l'épaisseur de la fracture et  $\varepsilon_{i,m}$  sont retrouvées après inversion. Il subsiste les mêmes incertitudes sur  $\varepsilon_{r,m}$  et la profondeur.

### 4.4.3 Généralisation

Les 5000 meilleurs résultats pour les matériaux de remplissage présentés au tableau 4.1 à la page 121 sont présentés à la figure 4.18.

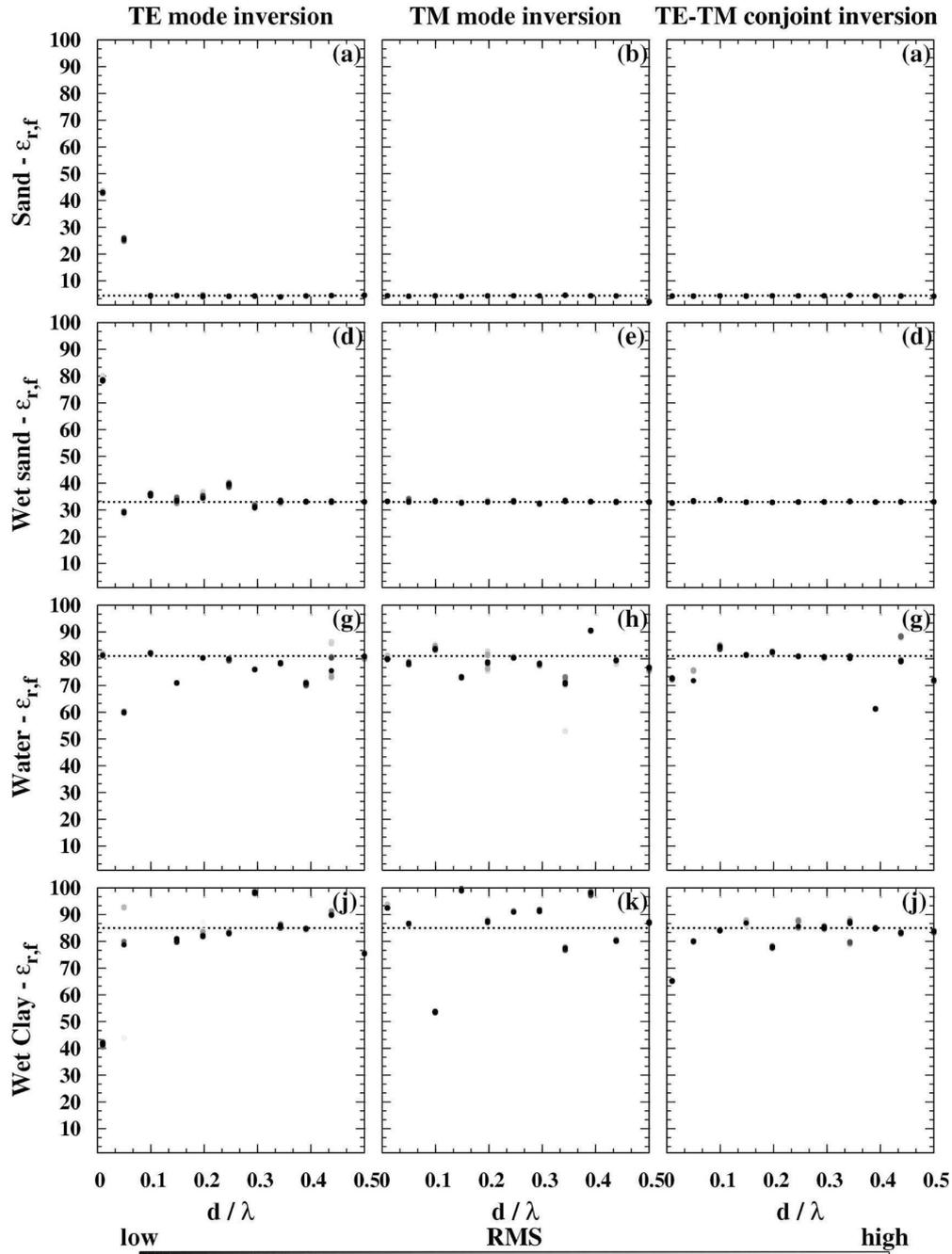


Figure 4.18: Résultats de l'inversion illustrés par  $\varepsilon_{r,f}$  en fonction de  $d/\lambda$  pour le sable (a, b, c), le sable saturé (d, e, f), l'eau pure (g, h, i) ainsi que l'argile (j, k, l), respectivement pour les modes  $TE$ ,  $TM$  et  $TETM$ .

Pour le sable, l'inversion en mode  $TE$  (fig. 4.18 a) donne de très bons résultats lorsque l'épaisseur est supérieure ou égale à  $\lambda/10$ . Pour les modes  $TM$  et  $TETM$ , l'algorithme (fig. 4.18 b. c.) retrouve pour toutes les ouvertures la valeur de  $\varepsilon_{r,f}$ . Pour le sable saturé, en mode  $TE$  (fig. 4.17 d.), l'algorithme n'est pas capable de déterminer les paramètres du modèle lorsque l'épaisseur est égale à  $\lambda/100$ . Au delà de cette épaisseur,  $\varepsilon_{r,f}$  est retrouvée avec une erreur relative inférieure à 10%. L'inversion en modes  $TM$  et  $TETM$  (fig. 4.17 e. f.) montre une convergence plus efficace de la solution vers les valeurs théoriques

par rapport au mode  $TE$ . En effet, pour l'ensemble des  $d/\lambda$  modélisés, la valeur  $\varepsilon_{r,f}$  est retrouvée avec une erreur associée inférieure à 1%. Pour l'eau et l'argile saturée, l'algorithme converge plus difficilement vers la bonne solution pour les modes  $TE$  et  $TM$  (fig. 4.18 g, j). De plus, la valeur de permittivité retrouvée est toujours élevée. L'inversion conjointe des modes  $TE$  et  $TM$  permet de mieux contraindre la solution.

#### 4.4.4 Conclusions

Une méthode d'inversion des signaux radar acquis en offset variable a été développée et testée numériquement dans le but d'estimer d'une part les propriétés d'ouverture et de remplissage des fractures, mais aussi les propriétés du matériau de propagation ainsi que la profondeur de la fracture. La dispersion de la permittivité effective a été prise en compte à l'aide du modèle de Jonscher. Les tests ont été effectués sur un massif calcaire et pour des matériaux de remplissage différents (eau, sable humide et saturé, air et argile humide) présentant des épaisseurs variant de  $\lambda/100$  à  $\lambda/2$ . La robustesse de l'inversion a été testée dans une gamme de fréquence comprise entre 50 et 150  $MHz$  correspondant à la gamme de fréquence utilisable sur des signaux réels (bon rapport signal/bruit) pour une antenne de 100  $MHz$ . De plus, trois types d'inversion ont été réalisés, à savoir l'inversion des signaux acquis en mode  $TE$ , en mode  $TM$ , et aussi l'inversion conjointe des modes  $TE$  et  $TM$ .

mode	$TE$	$TM$	$TETM$
air	$\lambda/10 \geq d \geq \lambda/2$	$\lambda/100 \geq d \geq \lambda/2,5$	$\lambda/100 \geq d \geq \lambda/2$
sable humide	$\lambda/10 \geq d \geq \lambda/2$	$\lambda/100 \geq d \geq \lambda/2$	$\lambda/100 \geq d \geq \lambda/2$
sable saturé	$\lambda/50 \geq d \geq \lambda/2$	$\lambda/100 \geq d \geq \lambda/2$	$\lambda/50 \geq d \geq \lambda/2$
eau	$\lambda/10 \geq d \geq \lambda/2$	$\lambda/100 \geq d \geq \lambda/2$	$\lambda/100 \geq d \geq \lambda/2$
argile saturée	$\lambda/50 \geq d > \lambda/2$	$\lambda/100 \geq d \geq \lambda/2$	$\lambda/50 \geq d \geq \lambda/2$
synthèse	$\lambda/50 \geq d > \lambda/2$	$\lambda/100 \geq d \geq \lambda/2,5$	$\lambda/50 \geq d \geq \lambda/2$

Table 4.6: Gamme de validité de l'inversion à 8 degrés de liberté pour les différents matériaux testés – cas du signal normalisé.

Pour les cinq types de fractures (air, argile humide, sable humide et saturé, eau pure), l'inversion du mode  $TE$  retrouve les paramètres d'épaisseur, de profondeur, de remplissage des fractures et du matériau de propagation pour des épaisseurs comprises entre  $\lambda/20$  et  $\lambda/2$ , et l'inversion des modes  $TM$  et  $TETM$  retrouve ces paramètres pour des épaisseurs comprises entre  $\lambda/100$  et  $\lambda/2$ . Le tableau 4.6 synthétise les domaines de validité de l'inversion.

## 4.5 Inversion des signaux acquis sur les falaises calcaires

La méthodologie testée précédemment à l'aide de signaux synthétiques a été appliquée à des données *CMP* acquises sur deux sites de falaise présentant des caractéristiques de fracturation différente.

Le premier jeu de données inversé a été acquis par Jeannin (2005) sur le site du Rocher du Mollard. Après une brève présentation de son contexte géologique, l'analyse et l'inversion des signaux issues d'un *CMP* acquis à 200 MHz sont présentés sous forme d'un article accepté pour le workshop IWAGPR 2007 : " Inversion of frequency-dependent *APVO GPR* curves: a thin-layer approach for fracture characterization on a vertical cliff ", en collaboration avec Stéphane Garambois.

Le second jeu de données analysé provient du site le Ravin de l'Aiguille, présenté au chapitre 2. Seules l'analyse et l'inversion des courbes *APVO* sont alors présentées et discutées.

### 4.5.1 Acquisitions *GPR* du Rocher du Mollard (Chartreuse)

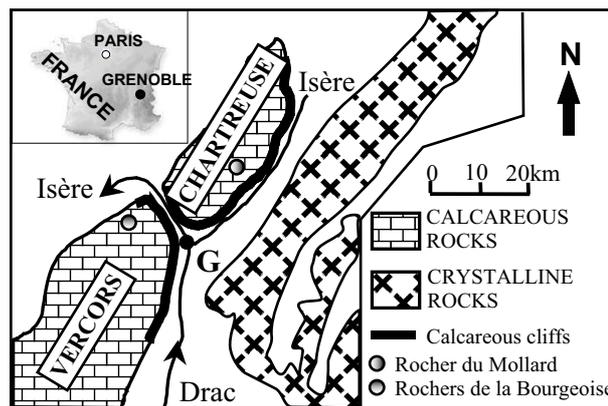


Figure 4.19: Localisation des sites d'étude. Site 1 : Rocher du Mollard (massif de la Chartreuse), Site 2 : Rochers de la Bourgeoise (massif du Vercors). G : Grenoble (d'après Jeannin et al, 2006).

Le site du rocher du Mollard est situé à 40 km au Nord-Est de Grenoble (fig. 4.19) dans le massif de la Chartreuse (Jeannin *et al.* (2006)). Ce site ne présente pas de risque de stabilité et a été choisi par son accès facile, et ses caractéristiques structurales. Utilisé pour l'escalade, il présente l'avantage d'être équipé, ce qui a facilité l'acquisition de données. La falaise subverticale, d'une dizaine de mètres de hauteur, se situe dans un massif calcaire de type Tithonique, reposant sur du calcaire marneux lité du Kimméridgien. Trois familles de discontinuités ont pu être observées et déduites de données *GPR* :

- la stratification :  $N33^\circ E$  inclinée de  $23^\circ N$ ,
- une famille Fa :  $N140^\circ E$  subverticale,
- une famille Fb :  $N30-40^\circ E$  subverticale.

Plusieurs profils radar ont été acquis sur ce site. Celui le long duquel à été réalisé une acquisition *CMP* est présenté à la figure 4.20. Il s'agit d'une acquisition multifréquence, effectuée avec des antennes 50, 100, 200 et 400 *MHz* (Ramac, Malâ Geosciences).

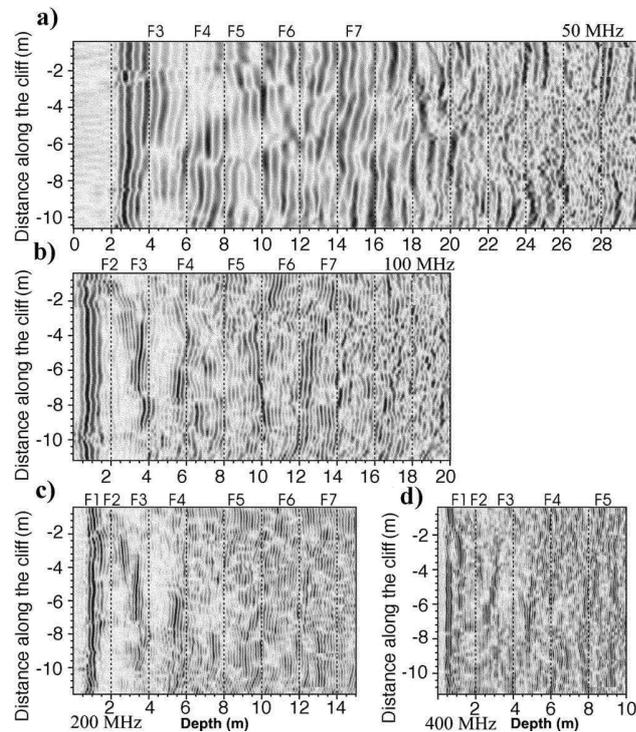


Figure 4.20: Profil *GPR* multifréquences (a) 50 *MHz*, (b) 100 *MHz* (c) 200 *MHz* et (d) 400 *MHz*. L'ensemble des profils *GPR* ont été filtrés et migrés.

Pour toutes les antennes, les données ont été enregistrées tous les vingt centimètres. La figure 4.20 montre les différents profils réalisés. Lors de cette étude, les caractéristiques de la fracture (F3) située, à 2,5 *m* de profondeur, vont être analysées.

## Inversion of dispersive *APVO GPR* curves: a thin-layer approach for fracture characterization on a vertical cliff

J. Deparis, S. Garambois  
 LGIT – University Joseph Fourier  
 Maison des Géosciences, 38041  
 Grenoble Cedex 9, France  
 Jacques.Deparis@ujf-grenoble.fr,  
 Stephane.Garambois@ujf-  
 grenoble.fr

**Abstract**— Reliability of stability assessment of prone to fall rock masses suffers from the lack of information about the geometry and the properties of the fracture networks. *GPR* profiles associated to Common Mid-Point (*CMP*) data recorded directly on the cliff wall recently proved their efficiency to image correctly the extension of fractures with a satisfying resolution. However, besides velocity, *CMP* data also contain information generally not used, i.e. Amplitude and Phase variations of the reflectivity for a given reflector as function of Offset (*APVO*) and frequency. In this study, we analyzed the potential of these curves in the context of thin layers, which create interferences and complex reflection patterns. We notably present an inversion of these data obtained from a *CMP* profile acquired directly on a limestone cliff wall. The reflected wave was primary deconvoluted in order to correct wave propagation effects and to evaluate radiation patterns. In a second step, reflected wave were inverted considering a neighborhood algorithm. This procedure permitted to obtain Jonscher parameters describing complex permittivity dependence of the thin-layer and the limestone formation, as well as the aperture and depth of the studied fracture.

**Index Terms**—Amplitude and Phase Versus Offset and Frequency, thin-layer, inversion, fracture characterization.

### INTRODUCTION

Among the wide range of natural risks, rock fall forms part of the most difficult to predict both in space and time due to its suddenness. The key problem of the expert approach to detect prone to fall rock scales lies in the absence of information about the continuity of the main discontinuities cutting the mass toward potential instability (Frayssines et Hantz, 2006).

Ground Penetrating Radar (*GPR*) investigations conducted directly on the cliff wall successfully provided images of fracture continuity with a satisfying resolution (Jeannin *et al.*, 2006; Roch *et al.*, 2006; Deparis *et al.*, 2007), but without any quantitative information about discontinuities.

It is well known that *GPR* reflection characteristics are sensitive to several factors such as dielectric properties of layers, acquisition mode (Lehmann, 1996; Lutz *et al.*, 2003) or as a function of the incident angle of the *EM* wave (Annan, 2001; Bergmann *et al.*, 1998). In seismic interpretation, Amplitude Variation of reflectivity with Offset (*AVO*) analyses proved to be a useful tool to estimating the seismic contrasts properties (elastic) of the subsurface (Hall et Kendall, 2003; Ramos et Castagna, 2001).

Such an approach was applied carefully on *GPR* data to have a better constraint of the presence or absence of nonaqueous phase liquid contaminants (*NAPLs*) of the subsurface (Jordan et Baker, 2002; Jordan *et al.*, 2004; Baker, 1998; Deeds et Bradford, 2002). These works were supplemented by numerical analyses of transverse electric (*TE*) and transverse magnetic (*TM*) reflection coefficient sensitivity as a function of different contrasts of soil properties (Bergmann *et al.*, 1998; Zeng *et al.*, 2000), such as *NAPL* concentrations (Carcione *et al.*, 2006). All these studies were based on the Fresnel reflection coefficient curves (Griffiths, 1998), which were derived assuming a monochromatic electromagnetic (*EM*) plane wave incident on a boundary separating two homogenous and isotropic half-spaces. However, the presence of a thin-layer affects reflectivity due to interferences between the reflections generated on both sides of the thin-layer. In this case, Fresnel reflection equation is not valid anymore when thin-layer aperture is lower than 75% of the signal wavelengths (Bradford et Deeds, 2006). Recently, combined *TE* and *TM AVO* curves have been used considering an analytical solution of thin-bed reflectivity and successfully permitted a modeling of two case studies dealing with *NAPL* contaminated zones (Bradford et Deeds, 2006).

Another approach to get quantitative information consists to study frequency sensitivity of reflections. Some authors compared the spectral ratio between measured reflected and a reference wavelet for the case of thin-layer reflectors (Grégoire et Hollender, 2004). They succeeded in estimating the complex permittivity frequency-dependent of the reflectors and their thicknesses. This frequency sensitivity was applied on constant offset sections and not to *CMP* data.

Within this study, we first present frequency and *APVO* sensitivity of thin-layer reflectivity, and then we evaluate the potential of the combining of the two previously described approaches for fracture characterization. For this, we applied this methodology to a *CMP* dataset acquired on a vertical cliff wall. Reflectivity properties are obtained after deconvolution conducted during the inversion, which was performed using a neighborhood algorithm (Sambridge, 1999a) and a Jonscher formulation (Grégoire et Hollender, 2004). It permitted to obtain quantitative information on fracture properties and depth, as well as on limestone formation.

### ***APVO* and frequency sensitivity of a THIN LAYER**

The electromagnetic reflectivity and transmittivity properties between two half-spaces can be easily computed using well-known formulas, i.e. Fresnel equations. To take into account the dispersive constitutive properties of a given medium different models are available. Among them, Jonscher formulation is well adapted to describe dispersion of complex permittivity ( $\varepsilon_e$ ) in the frequency broad band of *GPR* systems (Grégoire et

Hollender, 2004):

$$\varepsilon_e(\omega) = \varepsilon_0 \chi_r \left( \frac{\omega}{\omega_r} \right)^{n-1} \left( 1 - i \cot \frac{n\pi}{2} \right) + \varepsilon_\infty. \quad (4.15)$$

When the crack aperture is small compares to the wavelength, Fresnel equations are not valid to explain complex reflection on both side, and one should use thin-layer approximation. In this case, the reflection is related to the contrasts of properties between the filling material and the surrounding medium (modelled with the Jonscher parameters  $\varepsilon_\infty$ ,  $\chi$  and  $n$ ), the aperture of the thin-layer ( $d$ ), the incidence angle ( $\theta_i$ ), and the frequency (fig. 4.21).

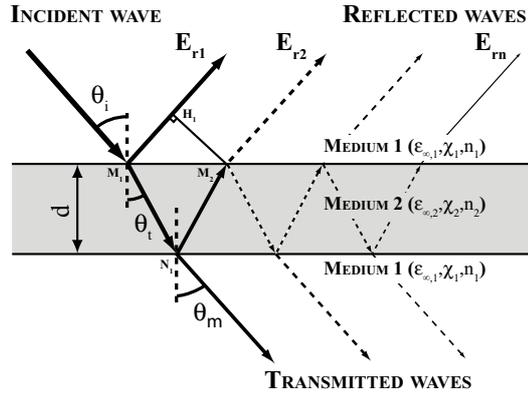


Figure 4.21: Schematic representation of a thin-layer.

The thin-layer reflection coefficient is given by the following equation, where  $k_1$  and  $k_2$  denote the wavenumbers:

$$R = \frac{r_{12} - r_{12}e^{-i\varphi}}{1 - r_{12}^2e^{-i\varphi}}$$

with :

$$-\varphi = 2.k_2.d.\cos(\theta_m);$$

$$-\theta_m = \text{Arc sin} \left( \frac{k_1}{k_2} \cdot \sin \theta_i \right); \quad (4.16)$$

$-r_{12}$  : Fresnel reflection coefficient.

The shape of the reflection coefficient varies with the ratio  $d/\lambda_f$ , with the properties of the filling material and with the incidence angle. Figure 4.22 illustrates the sensitivity of the amplitude and phase of the reflection coefficient as a function of frequency and incidence angle in the  $TE$  mode. This example was computed for different apertures of a crack filled with clays ( $\varepsilon_{\infty 2}=55$ ;  $\chi_2=30$ ;  $n_2=0.25$ ) embedded in a limestone formation ( $\varepsilon_{\infty 1}=8.14$ ;  $\chi_1=0.94$ ;  $n_1=0.82$ ). It is clear on these figures that both modulus and phase of the reflectivity are highly sensitive to the aperture of the thin-layer.

The frequency sensitivity also highlights destructive interferences when aperture equals  $n.\lambda_f/2$  these curves are also completely different depending on the filling properties (not shown here).

The idea of this paper is to evaluate the potential of combining  $APVO$  and frequency sensitivity and to invert these variations in order to characterize thin-layer properties.

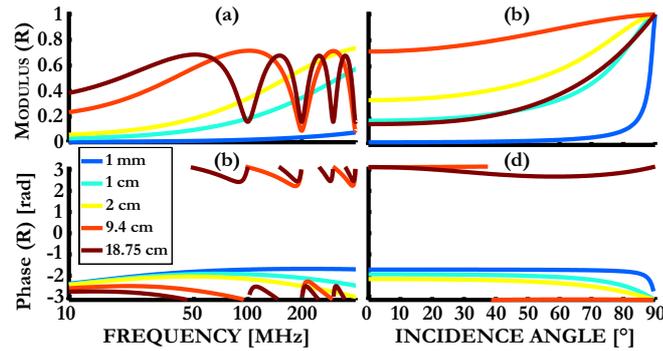


Figure 4.22: Sensitivity of the reflection coefficient between limestone and a clayey filled thin-layer as a function of frequency and incidence angle. The modulus and phase sensitivity curves were computed for different apertures of the thin-layer (from 1 mm to 18.75 cm) at zero offset for (a) and (c) and at 100 MHz for (b) and (d).

Preliminary numerical studies were already performed successfully with monochromatic waves (Deparis et Garambois, 2006) and also as a function of frequency (not shown here). In this paper, we will try to apply this methodology to a real case, i.e. *CMP* data acquired on a cliff wall, where fractures cut the rock mass. It includes i) presentation of reflectivity data before and after a careful deconvolution process; ii) inversion of raw data using a neighbourhood algorithm and iii) a comparison of results with best theoretical curves found by the algorithm.

### *CMP* DATA

Inverted *CMP* data were already presented in another study (Jeannin *et al.*, 2006). They were acquired using 200 MHz unshielded antennas in *TE* mode, directly on a 12 m high limestone cliff face. *GPR* profiles (vertical and horizontal) conducted also on the cliff face showed a succession of different fractures almost parallel to the cliff wall.

On figure 4.23, *CMP* data exhibit the direct air wave followed by reflected events. Signal to noise ratio can be considered satisfying, except for traces ranging between 3.6 and 4 m (bad rock/antenna coupling), which consequently have been muted in the following. In this paper, we only studied the highlighted wave ( $t_0 \simeq 60$  ns) and so, other events have also been muted.

Figures 4.24a and b respectively show the raw amplitude and phase properties of the studied event as function of frequency (between 100 and 200 MHz) and offset (from 1 to 10 m). It is noticeable that the dominant frequency (fig. 4.24a) is located near 140 MHz and that the amplitude dramatically decreases after an offset of 5 m, for all frequencies. This last observation can not be explained by reflectivity properties, as no theoretical model does present such pattern. Figures 4.24c show the amplitude of raw data in frequency domain (dashed lines) as a function of offset for the dominant frequency (140 MHz).

Processed data (plain line on figure 4.24c) correspond to the amplitude of the reflected wave after corrections of propagation effects (geometrical spreading and intrinsic attenuation). The model used for these corrections was based on the previous study presented in

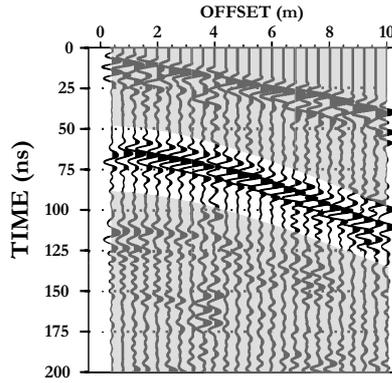


Figure 4.23: CMP data obtained using a 200 MHz antenna on the wall of a limestone cliff. The studied reflected event is highlighted.

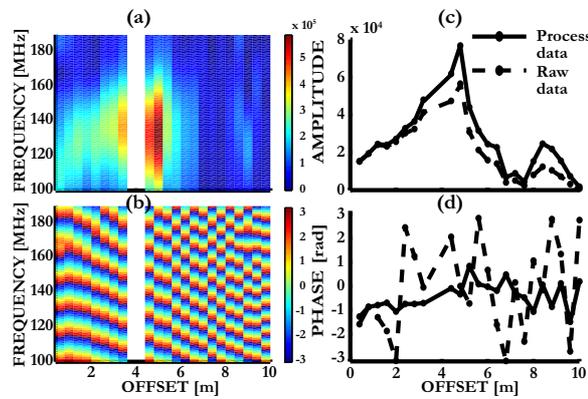


Figure 4.24: Amplitude (a) and Phase (b) variations of the reflectivity of the studied event as a function of offset and frequency. Amplitude (c) and Phase (d) variations of the reflectivity compare to the offset of studied event at 140 MHz. Dashed lines represent raw data and plain lines represent data corrected from propagation effects.

(Jeannin *et al.*, 2006). It includes a 3 m depth fracture embedded in a 12 cm/ns velocity limestone formation characterized by an electrical resistivity of 800 Ω.m, a value deduced by EM31 acquisition performed on the plateau. Both curves were normalized considering amplitude of trace acquired at 0.8 m offset.

It appears that propagation effects are not able to explain the amplitude decreasing observed on figure 4.24c for an offsets larger than 5 m. As studied by some authors (Lampe et Holliger, 2003), radiation pattern sensitivity as a function of offset is relatively smooth and decrease after an incidence angle of 50° (offset of 7 m in our case) on H plane. Consequently, radiation pattern does not explain this sudden decrease. In fact, at this stage, we can only suspect interferences with other waves for large-offset data (air-waves reflections, scattering at the edges of the cliff) or 2D effects (presence of a weathered zone at the edge of the cliff). For this reasons, only low-offset data (lower than 5 m) will be used here after for inversion process.

Finally, figure 4.24d presents the phase of raw (dashed line) and processed data (plain line) at 140 MHz. Due to the propagation effect, raw data exhibit a chaotic phase, contrary to processed data which exhibit a low sensitivity compare to the offset after

deconvolution. This may confirm that propagation corrections were adequate.

## INVERSION

### Inversion scheme

This inversion scheme is based on the direct search of an ensemble of models that preferentially samples around the better data area within the given parameter space. The search in this space is performed using the nearest neighbour regions Sambridge (1999a) defined under a suitable distance norm. This is firstly initialised by a random number for space sampling and requires the solving of a large number of forward problems.

The advantage of the Neighbourhood Algorithm (*NA*) compared to classical random inversion methods (Monte Carlo) is the fast investigation of space parameters especially when the number of unknown is greater than three.

The inversion algorithm compare directly the Fourier transform of selected data (here the reflected studied wave) with the formula (4.16).

$$E(\omega, \theta_i, \varepsilon_{em}, \varepsilon_{ef}) = \frac{R(f, \theta_i, \varepsilon_{em}, \varepsilon_{ef}, d) \cdot e^{-i \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot \sqrt{\mu_0 \cdot \varepsilon_0 \cdot (\varepsilon_{em})} \cdot x}}{x} \quad (4.17)$$

With

- $\varepsilon_{em}$  = effective permittivity of matrix,
- $\varepsilon_{ef}$  = effective permittivity of fracture,
- $R$  = thin layer reflection coefficient.

Dispersive properties of effective permittivities were described using Jonscher formulation (4.15), there are 8 unknowns for the inversion procedure: 6 are the Jonscher parameters (fracture filling and limestone), and the two others are depth ( $z$ ) and aperture ( $d$ ) of the fracture.

Deconvolution for propagation corrections is made for each parameter investigated during the inversion process. As the *GPR* source is complex and depends on several parameters, including soil-antenna coupling, the proposed methodology requires a reference signal, difficult to obtain in real conditions. We decided to normalize all curves using the 0.8 *m* offset trace. During the inversion, the amplitude of the radiation pattern was taken into account for each different incidence angle, by correcting already deconvoluted amplitude using a numerical radiation pattern (Lampe *et al.*, 2003).

### Inversion results

With using information contained within *CMP* data ( $t_0$ , velocity), we reduced the investigation ranges for the matrix properties as well as for the fracture depth. Investigation ranges for all investigated parameters are shown in the following table.

Fourier transform of the muted reflection correspond to the input of the inversion software. To inverse the signal, one process was launched, generating 10200 models, which are plotted on figure 4.25 with a colour code ranging from red for the best models explaining input data to blue for worse models. For matrix and filling electromagnetic

Parameters	Investigated range
$\varepsilon_{\infty,f}$	1-81
$\chi_{r,f}$	0-25
$n_f$	0-1
$\varepsilon_{\infty,m}$	5.5-7
$\chi_{r,m}$	0-1
$n_m$	0.5-1
$d$ (normalized)	$0.01-\lambda/2$
$z$ (meters)	2.5-3.5

Table 4.7: Investigation range for each unknown.

properties, we have plotted the obtained complex permittivity parameters at a frequency of 140 MHz.

Figure 4.25 shows a very satisfying convergence of the solution, as red dots are all located in the same regions of the spaces parameters and are relatively well focalized. Inversion shows that i) complex filling permittivity (fig. 4.25a) ranges between 5 and 7 for the real part, and between 0.5 and 1.5 for the imaginary part; ii) depth of the fracture ranges between 2.8 and 3 m with a fracture aperture ranging between 0.35 at 0.45 m (fig. 4.25b); iii) complex matrix permittivity (fig. 4.25c), which exhibits more dispersive results, ranges between 5.5 and 6.6 for the real part and between 0 and 0.1 for the imaginary part. The best model (lower *RMS*) founded by the inversion process is the following:

- Filling :  $n_f = 0.86$ ;  $\chi_{r,f} = 2.29$ ;  $\varepsilon_{\infty,f} = 3.1$ ,
- Aperture : 0.4 m,
- Matrix :  $n_m = 0.94$ ;  $\chi_{r,m} = 0.5$ ;  $\varepsilon_{\infty,m} = 5.5$ ,
- Depth : 2.84 m.

Such a model indicates a velocity of the filling around 13 cm/ns, and an electrical resistivity around 250  $\Omega.m$ . These values indicate that the filling appears to be sandy, certainly mostly dry. Using Topp equation Topp *et al.* (1980) one can estimate the water content of the filling around 12 %.

### Analysis of the inversion results

In this part, we will discuss results obtained from inversion.

Figure 4.26a shows reflected data obtained after deconvolution of raw data using the best model for the limestone matrix and the depth of the fracture presented before. Normal move-out hyperbola has been well corrected, especially for low-offset data.

Figures 4.26b and c show the comparison between real data after deconvolution and three different theoretical thin-layer reflections (normalized), presenting different apertures: (1) the plain line correspond to the best model found by the inversion; (2) dotted

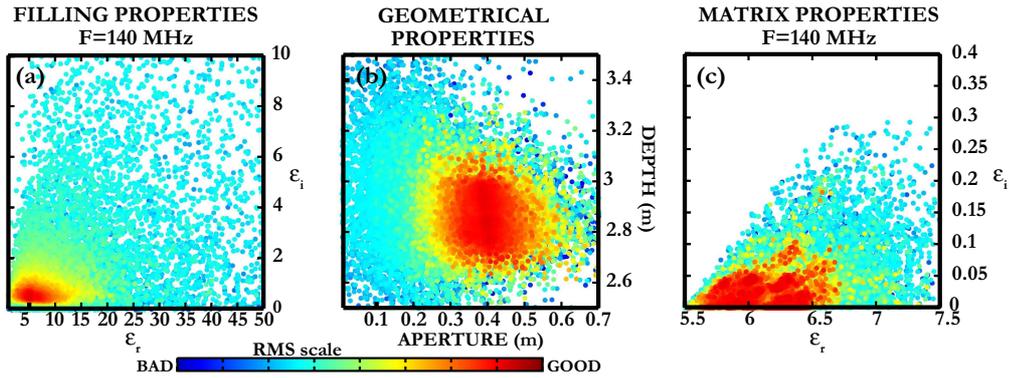


Figure 4.25: Results of the inversion: (a) thin-layer complex permittivity, (b) depth of the fracture as a function of its aperture and (c) limestone complex permittivity. Best models are in red.

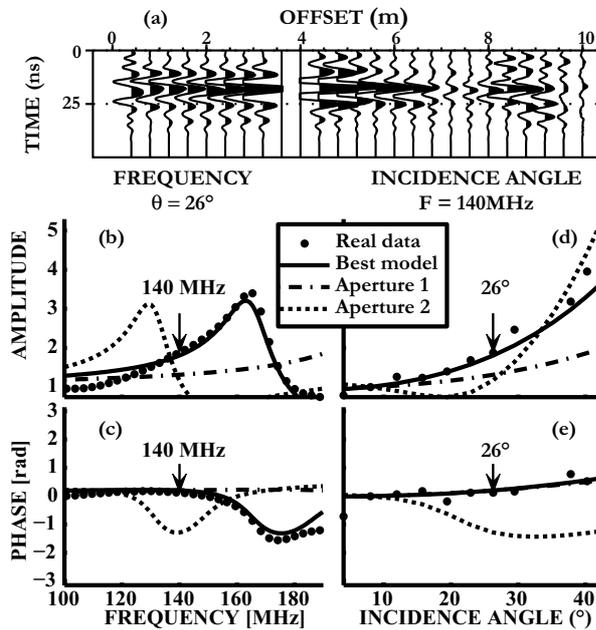


Figure 4.26: Best model in time domain (a) and frequency domain (b,c,d,e) compared to other thin-layer models presenting different apertures.

line presents an aperture of 30 cm (aperture 1); (3) dashed line presents an aperture of 50 cm (aperture 2). All curves, which were normalized for each frequency considering trace with incidence angle of  $9^\circ$ , are represented for an incidence angle equal to  $26^\circ$ . Best model and our data present a good correlation (amplitude and phase) in the [120-190 MHz] range. Two other models show total divergence from our data. Figure 4.26e and f compare the incidence angle sensitivity of real normalized data with the same three theoretical models at 140 MHz. Identical observations can be drawn: only the best model do explain well data. These comparisons show that frequency and APVO data are highly sensitive to thin-layer aperture, and that our inversion procedure appears to be robust.

Figure 4.27 generalized comparison between normalized (and deconvoluted) data and theoretical data obtained from the best found model for amplitude (a and c) and phase (b and d). Again, data were too noisy to be presented between  $32^\circ$  and  $38^\circ$ . This figure

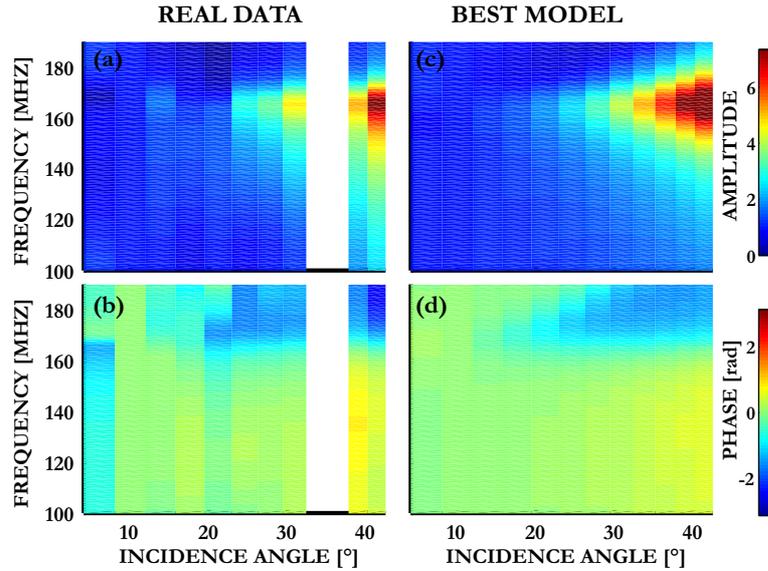


Figure 4.27: Comparison between Amplitude and Phase variations of the reflectivity for the studied event and the best theoretical model.

clearly shows that the correlation is very satisfying for all frequencies and incidence angles which were studied. Amplitude maximum do appear at far-offsets around  $165\text{ MHz}$ , both for data and model. This maximum corresponds to a minimum of reflectivity at low offset, i.e. when aperture equals  $\lambda_f/2$  using a filling velocity deduced from inversion ( $13\text{ cm/ns}$ ), one can find  $d=39.7\text{ cm}$ , a value which exactly matches the one deduced from the inversion.

## Conclusion

In this study, we evaluated the potential of combining spectral information and Amplitude and Phase variation versus Offset reflection data to get more quantitative information. Our approach, which was dedicated to fracture characterization, used thin-layer approximation. We notably present a real *CMP* data set obtained on a cliff wall face, and its associated reflectivity obtained after deconvolution of propagation effects. Then, inversion of the first main reflected wave shows a satisfying focalization of solutions. It enables us to derive properties of the limestone formation and of the thin-layer, as well as its aperture and depth. The process can be considered as quasi-automatic, as propagation corrections and antenna radiation are conducted during the inversion, for every parameter investigated. Best solution permitted to derive very precisely aperture of the fracture. This solution was quantitatively compared with other solution presenting a poor agreement with the data.

In future, this methodology has to be tested on other fillings, i.e. clays and water, as well as other apertures (thinner).

## 4.5.2 Inversion des données du Rocher du Midi

### Présentation des données

Les données étudiées, déjà présentées au chapitre 2.4, correspondent au site du Rocher du Midi. Le *CMP* a été acquis à l'aide d'antennes 200 *MHz* non blindées directement sur la paroi de la fracture en mode *TE*. La réflexion étudiée ( $t_0 \simeq 60$  *ns*) est mise en évidence sur la figure 4.28, les autres événements étant supprimés lors de l'analyse. L'état de surface sur laquelle les antennes étaient plaquées est rugueux, induisant un couplage entre le sol et la paroi pouvant varier d'une trace à l'autre.

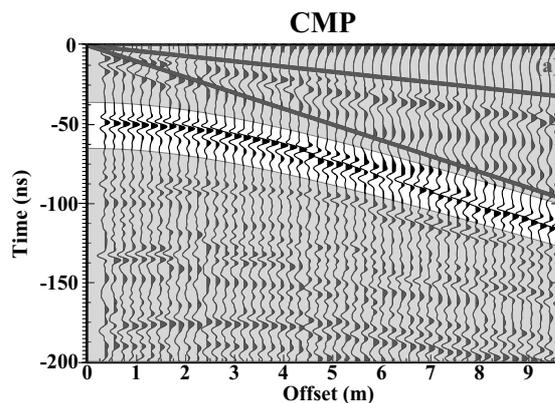


FIG. 4.28: Acquisition *CMP* obtenue à l'aide d'antennes 200 *MHz* sur la paroi de la fracture F1.

La figure 4.28 montre que les ondes directes à l'intérieur du calcaire interfèrent avec l'onde réfléchie à partir de cinq mètres d'offset. Pour cette raison, seuls les offsets entre 0 et 4,5 *m* sont pris en compte lors de l'analyse de cette réflexion.

L'amplitude (a) et la phase (b) de l'onde réfléchie entre 50 et 250 *MHz* et en fonction de l'offset sont montrés sur la figure 4.29. La bande passante fréquentielle efficace de l'onde réfléchie se situe entre 100 et 170 *MHz*, pour une fréquence dominante de l'ordre de 130 *MHz*. Les figures 4.29 c et d montrent respectivement l'amplitude et la phase de la réflexion en fonction de l'offset pour la fréquence dominante (130 *MHz*). Contrairement au cas précédent (paragraphe 4.5.1), l'amplitude (fig. 4.29 c) du signal réfléchi avant correction des effets de propagation diminue en fonction de l'angle d'incidence, indiquant une faible variation du coefficient de réflexion en fonction de l'offset. Finalement, la phase (fig. 4.29 d) présente un aspect chaotique dû à la propagation.

### Inversion

La figure 4.30 montre l'amplitude de la transformée de Fourier entre 50 et 250 *MHz* pour une distance entre l'émetteur et le récepteur égale à 3,2 *m*. La courbe en pointillé représente la bande de fréquences pour laquelle les valeurs d'amplitude sont supérieures à la moitié de la valeur maximale. Elles sont comprises entre 97 et 166 *MHz*. Le processus d'inversion est le même que celui décrit au paragraphe 4.4, et il est réalisé pour l'ensemble des fréquences compris entre 100 et 170 *MHz* ainsi que pour les offsets compris entre 0 et

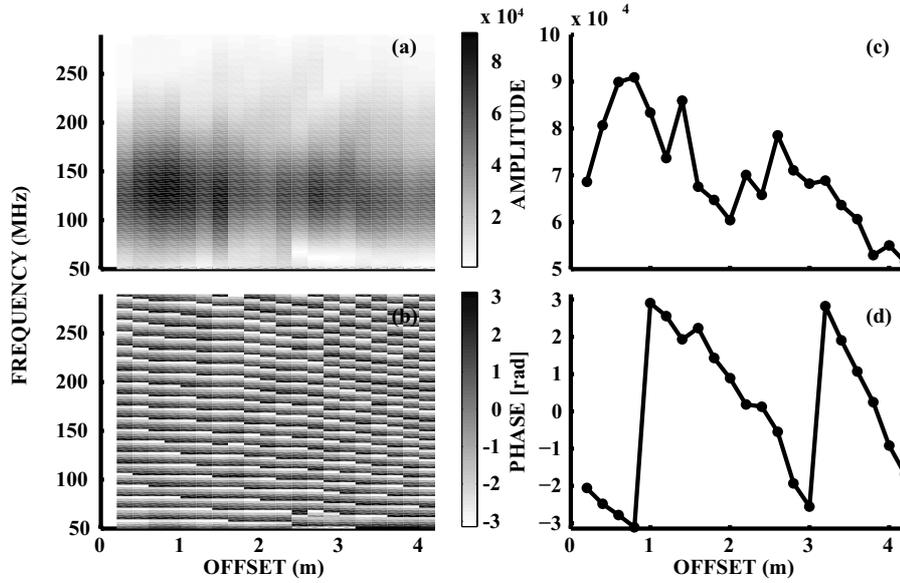


FIG. 4.29: Variation de l'amplitude (a) et de la phase (b) de l'onde réfléchie étudiée en fonction de l'offset et de la fréquence. Variation de l'amplitude (c) et de la phase (d) de l'onde réfléchie en fonction de l'offset pour la fréquence dominante (127 MHz).

4,4 m. L'inversion sur l'onde réfléchie est réalisée entre 100 et 170 MHz. Le diagramme de radiation utilisé est celui présenté pour l'étude effectuée au chapitre 3.

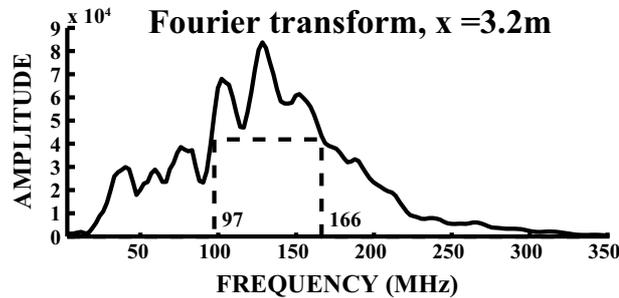


FIG. 4.30: Amplitude de la transformée de Fourier pour un offset égal à 3,2 m. Le trait en pointillé correspond à la moitié de l'amplitude maximale.

La gamme d'investigation des paramètres inversés est récapitulée dans le tableau 4.8.

L'espace des paramètres contrôlant le matériau de remplissage est large, afin d'explorer l'ensemble des solutions possibles. Comme le calcaire étudié présente une résistivité basse de l'ordre de  $600 \Omega.m$  (paragraphe 2.2), ses paramètres de Jonscher le modélisant permettent une plus grande dépendance fréquentielle de la permittivité complexe que le cas présenté au paragraphe 4.5.1.

La figure 4.31 récapitule les résultats pour l'ensemble des modèles obtenus lors du processus d'inversion. Les résultats montrent une certaine dispersion pour la permittivité complexe du matériau de remplissage. En effet,  $\varepsilon_{r,f}$  varie de 17 à 60 alors que  $\varepsilon_{i,f}$  varie entre 10 et 30, ce qui donne une valeur de résistivité minimale de  $15 \Omega.m$ . Ces valeurs de permittivité désignent un matériau très dispersif dont les variations de permittivité n'influencent que très faiblement sur la réflectivité de la discontinuité. L'ensemble des meilleurs

Paramètres	Gamme d'investigation
$\varepsilon_{\infty,f}$	1-81
$\chi_{r,f}$	0-25
$n_f$	0-1
$\varepsilon_{\infty,m}$	6-12
$\chi_{r,m}$	0-5
$n_m$	0.5-1
$d$ (normalisé)	$0.01-\lambda/2$
$z$ (m)	1.5-3

TAB. 4.8: Limites de l'espace des paramètres investigués pour l'inversion.

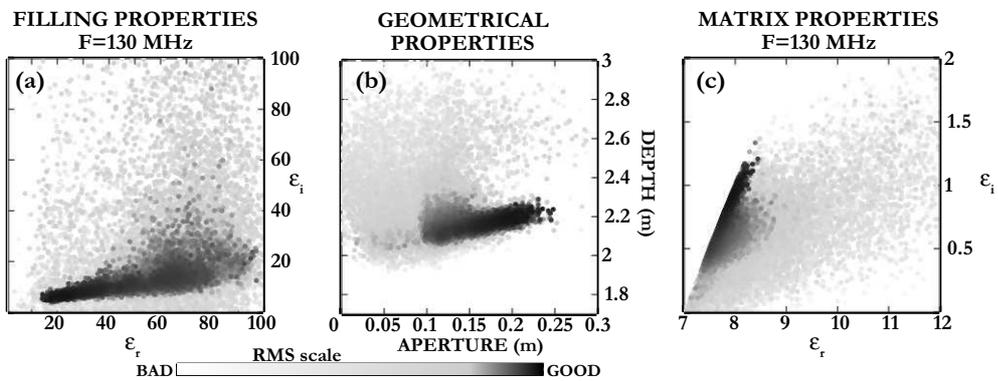


FIG. 4.31: Résultats de l'inversion : (a) permittivité complexe de la fracture, (b) profondeur de la fracture en fonction de l'épaisseur et (c) permittivité complexe du massif. Les meilleurs modèles sont en noir (RMS faible).

modèles est caractéristiques d'un matériel de remplissage de type argileux dont la dispersion observée est due une variation de la teneur en eau. Les caractéristiques géométriques obtenues montrent que la profondeur de la fracture est bien contrainte (2,2 m), avec une certaine dispersion sur l'épaisseur de la fracture (entre 12 et 22 cm), très proche de  $\lambda/2$  pour la plus grande fréquence inversée (170 MHz). L'inversion sur la matrice montre que, conformément à ce qui a été décrit dans le chapitre 2.2, le calcaire présente un certain degré d'altération. En effet,  $\varepsilon_{i,m}$  est proche de 1, ce qui donne des valeurs de résistivité minimales proches de 100  $\Omega.m$ . Le meilleur modèle obtenu lors du processus d'inversion est le suivant :

- remplissage :  $n_f = 0,3$ ;  $\chi_{r,f} = 3,5$ ;  $\varepsilon_{\infty,f} = 15,2$ ,
- ouverture : 21 cm,
- matrice :  $n_m = 0,5$ ;  $\chi_{r,m} = 1,2$ ;  $\varepsilon_{\infty,m} = 7,1$ ,
- profondeur : 2,2 m.

La figure 4.32 montre les ondelettes obtenues pour chaque trace après correction des effets de propagation par le meilleur modèle obtenu après inversion pour le massif après l'application d'un filtre passe bande [50-200 MHz]. Une bonne estimation de la profondeur ainsi que de la permittivité complexe de la matrice a été obtenue, car les  $t_0$  des ondelettes pour l'ensemble des offsets est proche de 0. Une deuxième ondelette de faible amplitude

apparaît après la première (15 à 25 ns), ce qui suggère que le matériau de remplissage présente une faible valeur de résistivité (atténuation des ondes *EM* plus importante) et que l'ouverture de la fracture est proche de  $\lambda/2$  (les ondelettes provenant des bords de la fracture commencent à être dissociées).

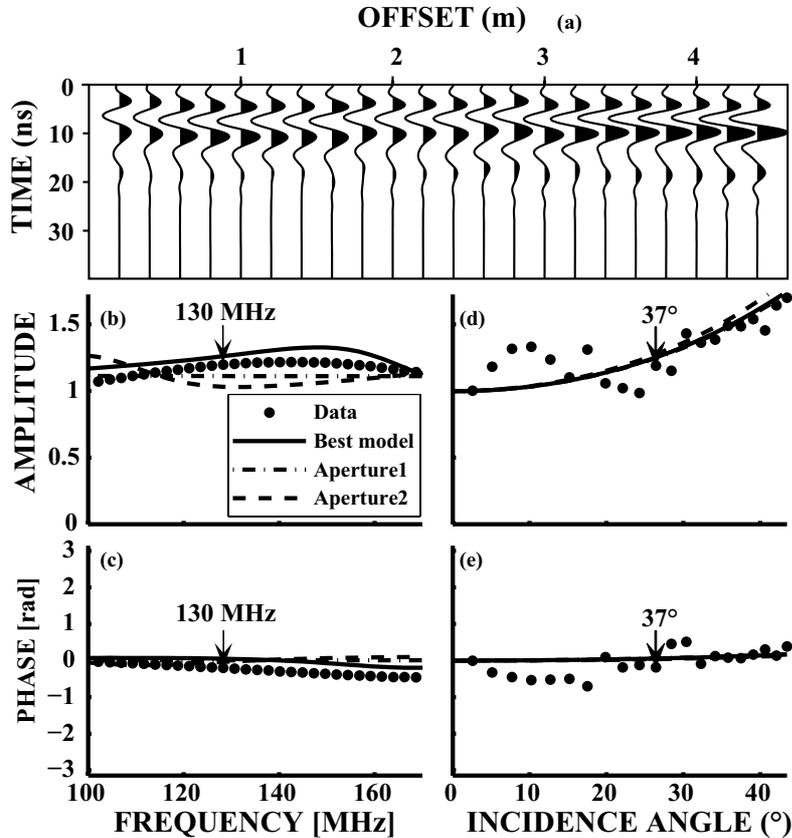


FIG. 4.32: (a) Ondelette obtenue après correction des effets de propagation pour le meilleur modèle donné par l'inversion. (b) Amplitude et (c) phase normalisées pour un angle d'incidence de  $37^\circ$  après correction des effets de propagation pour les données (points noirs), et meilleur modèle théorique de réflectivité calculé (trait plein), et pour une épaisseur de fracture de 2 cm (trait discontinu) et de 30 cm (trait discontinu avec pointillé). (d), (e) Idem (b) et (c) mais montrant la sensibilité angulaire pour une fréquence de 130 MHz.

Les figures 4.32 b, c comparent l'amplitude et la phase des données acquise sur la falaise à trois modèles théoriques de couche mince, présentant les mêmes caractéristiques pour les matériaux mais des épaisseurs différentes : (1) La meilleure épaisseur après inversion (21 cm, ligne continue) ; (2) une ouverture de 2 cm (trait discontinu) et (3) une ouverture de 30 cm (trait discontinu avec pointillé). Les courbes sont normalisées pour l'ensemble des fréquences en considérant un angle d'incidence de  $6^\circ$ . Seul le meilleur modèle se rapproche des données dans la gamme de fréquence considérée. Les figures 4.32 d, e comparent la sensibilité angulaire de ces données avec les trois modèles théoriques pour une fréquence de 130 MHz. Dans ce cas, les trois modèles sont confondus et ne présentent pas de sensibilité angulaire. La corrélation entre les données et les modèles est bonne pour des angles d'incidence supérieurs à  $15^\circ$ . En deçà, l'amplitude des données est supérieure au modèle, certainement dû à un mauvais couplage entre le sol et les antennes. L'influence

de celui-ci est visible sur 4 traces consécutives, ce qui représente le passage d'une ou des deux antennes sur une anomalie de rugosité. Cette figure montre l'importance de la prise en compte de la sensibilité fréquentielle de la réflectivité. En effet, c'est cette dernière qui permet de contraindre l'épaisseur de la fracture en ajustant l'évolution fréquentielle.

La figure 4.33 généralise ces résultats pour la bande fréquentielle étudiée, en comparant les données après deconvolution avec le coefficient de réflexion synthétique du meilleur modèle. La mauvaise correspondance des données constatée sur la figure 4.32 entre 6 et 20 ° se généralise sur l'ensemble des fréquences étudiées (fig. 4.33a), renforçant l'hypothèse d'un mauvais couplage antenne/massif. Après 20 °, la correspondance entre les données déconvoluées et le coefficient de réflexion synthétique (fig. 4.32 a, c) est relativement bonne. Les maxima sont observés aux mêmes endroits. Par contre, l'amplitude maximale (à 145 MHz pour  $\theta=43^\circ$ ) pour les données est plus faible que pour les synthétiques, certainement dû à une mauvaise estimation de la réflectivité du milieu. La comparaison des phases (fig. 4.33 b, d) montre une bonne corrélation.

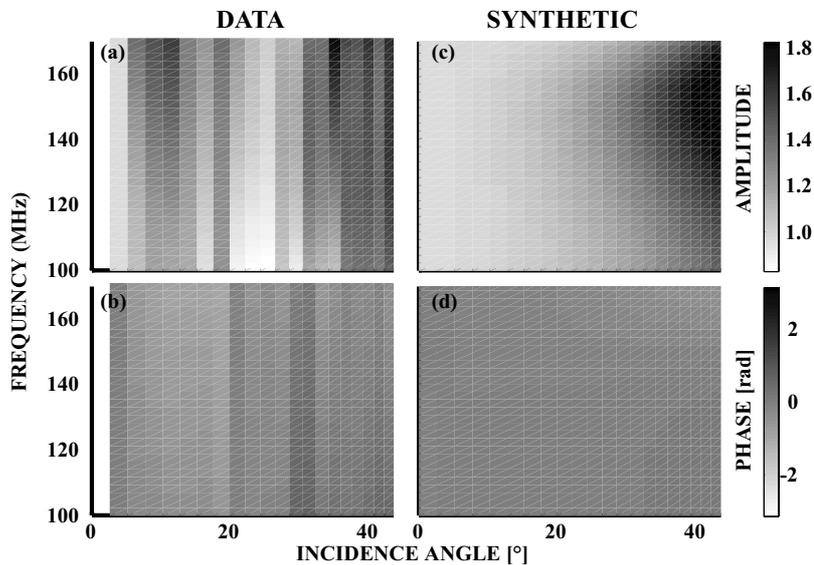


FIG. 4.33: Comparaison de l'amplitude (a, c) et de la phase (c, d) de l'événement étudié après correction des effets de propagation avec le meilleur modèle théorique retrouvé après inversion pour un angle de normalisation égale à 6 °.

### 4.5.3 Conclusions

Dans ce chapitre, le processus d'inversion global des données géoradar acquises en *CMP* a été testé sur deux sites différents. Le premier est le site du Rocher du Mollard (Jeannin, 2005; Jeannin *et al.*, 2006), le deuxième étant le site du Rocher du Midi, dont l'étude a été présentée au cours de cette thèse au paragraphe 2.3.

Les deux sites étudiés présentent des caractéristiques différentes. Au niveau géométrique, la première fracture du site du Rocher du Mollard est située à 2,8 m de profondeur environ, pour une épaisseur estimée après inversion de 40 cm. La valeur de permittivité retrouvée par inversion pour le matériau de remplissage met en évidence un sable humide, dont la teneur en eau a pu être estimée autour de 12% grâce à la formule de Topp (Topp

*et al.*, 1980). Le site du Rocher du Midi montre des résultats plus dispersés. La profondeur de la fracture est située à 2,2 m, pour une épaisseur variant entre 10 et 20 *cm*. La valeur de la permittivité du matériau de remplissage indique une composante argileuse.

Ce travail a pu mettre en évidence les limites d'application de cette méthode. L'inversion n'a pas présenté de problème particulier sur le premier site, car les signaux enregistrés montrent de fortes dépendances angulaire et fréquentielle. De plus, la falaise étudiée présente une faible rugosité, ce qui diminue le problème des variations du couplage antenne/massif.

Une seconde limitation apparaît lorsque le matériau de remplissage de la fracture possède une permittivité élevée. Le coefficient de réflexion montre une variation moindre à la variation angulaire, rendant plus difficile la détermination de la permittivité effective. Par contre, la nature du matériel de remplissage, grâce aux valeurs de permittivité retrouvées, peut être déterminée. Enfin, ces cas d'études ont montré l'importance de prendre en compte la dépendance fréquentielle de la réflectivité. En effet, la dépendance angulaire permet, dans ce cas, de bien estimer les caractéristiques de la permittivité de la matrice et des matériaux de remplissage, mais elle est très peu sensible à l'épaisseur de la fracture. A l'opposé, la dépendance fréquentielle de la permittivité se montre plus sensible à l'épaisseur de la fracture.

## Deuxième partie

# Etude du phénomène d'éboulement par mesures géophysique



# Chapitre 5

## Données sur les éboulements de terrains

### 5.1 Introduction

Les éboulements rocheux sont des phénomènes souvent violents et difficilement prévisibles, pouvant s'étendre sur une surface importante. Croisée à une augmentation de l'urbanisation la vulnérabilité des infrastructures humaines face à cette aléa a tendance à s'accroître. Pour les risques d'éboulements rocheux, les services opérationnels responsables des plans de prévention des risques précisent que les zones situées au pied des falaises de grande hauteur sont quasiment sans distinction classées rouge (Aléa Fort), mais encouragent le développement de méthodes d'estimation qui puissent mieux discriminer les risques réels (Dussauge-Peisser, 2002).

Actuellement, les méthodes d'évaluation liées aux éboulements tiennent davantage compte de la vulnérabilité que de la probabilité d'occurrence des phénomènes (Dussauge-Peisser, 2002) car les mécanismes engendrant l'aléa sont complexes et mal connus. De ce fait, la première étape de l'évaluation passe souvent par la création de bases de données (RTM, 1996, Interrege IIIc), dont le but est de recenser l'ensemble des éboulements survenus sur une région donnée, et pouvant être utilisés dans de nombreuses études : analyses en retour (Frayssines, 2005), études historiques et probabilistes (Vengeon *et al.*, 2002; Dussauge-Peisser, 2002), fréquences d'éboulements (Hungry *et al.*, 1999) et taux d'érosion des falaises (Jeannin, 2001; Hantz *et al.*, 2002). Ces éboulements peuvent être caractérisés selon leurs volumes, la surface et la hauteur des dépôts. Il est aussi possible de différencier les événements récents des événements plus anciens où l'établissement d'un modèle numérique de terrain peut être réalisé dans le but de cartographier précisément la hauteur et la surface du dépôt. Dans le cas contraire, ces informations peuvent être obtenues localement grâce à des sondages géotechniques ou de façon plus globale à l'aide de reconnaissances géophysiques.

Afin de connaître l'étendue potentielle d'un événement, il est important de travailler sur les mécanismes engendrant cet aléa ainsi que sur sa dynamique. Ainsi, suivant les enjeux socio-économiques, certains mouvements de terrain, tels que la Clapière et Séchilienne peuvent faire l'objet d'un suivi temporel qui consiste en la prise de mesures géodésiques (Follacci, 1999; Rochet *et al.*, 1994; Duranthon, 2000) permettant de caractériser et de contrôler l'évolution des déplacements, la dynamique du phénomène pour déceler toute anomalie sur les vitesses de déplacements pouvant engendrer la rupture.

Des auteurs (Dussauge-Peisser *et al.*, 2003b; Jeannin *et al.*, 2006; Roch *et al.*, 2006; Deparis et Garambois, 2006; Deparis *et al.*, 2007) ont montré qu'il était aussi possible de caractériser la fracturation de la falaise à l'aide du géoradar sur des aléas de dimensions modérées. Sur des sites particulièrement sensibles, un suivie temporel à l'aide de cette méthode est envisageable pour étudier l'évolution du réseau de fracture de la falaise.

Au niveau de la rupture, des essais en laboratoire ont montré que l'accroissement de la fracturation peut être mesuré par le biais de l'émission acoustique engendrée par ce phénomène (Lockner, 1993). Elle constitue ainsi un moyen d'observer l'évolution de la fracturation au sein de la matrice rocheuse pouvant aboutir à la rupture (Amitano, 2003). Ces observables peuvent à terme être utilisés en tant que précurseur aux éboulements de terrain. Une étude réalisée par Amitrano *et al.* (2005) a montré la faisabilité de ce type de méthode. Des capteurs ont été disposés sur une falaise de craie avec un espacement de 50 mètres afin d'étudier l'évolution statistique de la sismicité avant un éboulement. Due à la forte atténuation des ondes dans ce type de matériau, seul un capteur a réussi à enregistrer les précurseurs de l'événement majeur. Malgré tout, les auteurs ont montré qu'il existe une augmentation de la taille moyenne des événements deux heures avant l'effondrement, sur cet unique capteur.

La dynamique de la propagation de la masse rocheuse, quand à elle, est actuellement mal connue. La communauté scientifique s'accordent à dire que la mobilité de l'événement est accrue avec l'augmentation du volume intéressé. Goguel (1978) montre que la vaporisation de l'eau à la base de l'éboulement peut produire des pressions supérieures à la pression lithostatique et diminuer le coefficient de friction apparent. Legros (2002) explique cette mobilité par la présence de fluides interstitiels à l'intérieur de la masse pouvant soutenir en partie la charge de la masse rocheuse et diminuer ainsi le frottement à l'interface. Il suggère que l'eau est responsable de la grande distance de propagation de la masse éboulée. D'autres auteurs ont essayé d'expliquer la mobilité des éboulements ayant une teneur en eau nulle avec des modèles d'auto-lubrification de la masse (Campbell, 1989; Cleary et Campbell, 1993; Straub, 1996); de propagation de la masse granuleuse dans un régime de transition entre la friction et la collision (Campbell *et al.*, 1995); d'une fluidification acoustique (Melosh, 1979) où d'une propagation rapide de l'écoulement granulaire (Davies, 1982; Straub, 1997) sans qu'aucun de ces mécanismes n'ait été identifié comme explication universelle (Legros, 2002).

Actuellement, des modélisations tentent de reproduire la phase de propagation des éboulements (Pirulli, 2005). Malgré une bonne correspondance des résultats avec la cartographie des dépôts, le manque d'information quantitative pendant la phase de propagation ou sur la hauteur des dépôts limite leurs pertinences.

Afin de palier à ce manque de données, des enregistrements au sein de la masse instable devraient être réalisés, par analogie aux études pour les avalanches neigeuses (Biescas *et al.*, 2003). Contrairement à ces objets, l'occurrence des éboulements est faible et la localisation non connue. De plus, la quantité d'énergie mise en jeu est importante, rendant délicate voir impossible toute instrumentation directe de la propagation. Ainsi, les seules données a priori quantitatives actuellement disponibles sont les enregistrements sismologiques réalisés par les réseaux permanents au moment de l'éboulement.

Cette partie, décomposé en plusieurs chapitres, propose d'étudier l'apport des mé-

thodes géophysiques pendant les phases de rupture, de propagation et de stabilisation des événements. Une première phase consiste à l'établissement d'une base de données commune entre les événements identifiés et les signaux enregistrés par le réseau Sismalp. La représentativité des données obtenues est ensuite étudiée à l'aide de lois statistiques.

Ensuite, le second chapitre présente une étude détaillée de 10 événements bien identifiés et enregistrés par les stations sismologiques du réseau Sismalp. Dans un premier temps, une loi d'atténuation empirique appliquée au contexte des Alpes Françaises pour des sources superficielles est établie en vue de calculer la magnitude des événements. Puis différentes caractéristiques sismologiques sont corrélées avec les paramètres géométriques des éboulements. Une analyse détaillée de trois événements ayant la particularité de posséder des enregistrements trois composantes est réalisée dans le but de comprendre les différentes phases enregistrées. Enfin, les signaux seront comparés avec des modélisations numériques préliminaires visant à reproduire les différentes phases de l'éboulement observées sur les enregistrements. Ce travail est finalement complété dans le paragraphe suivant par une étude théorique de la source à l'aide d'une méthode aux éléments finis, afin de mieux comprendre la première phase de l'enregistrement observée sur les signaux.

## 5.2 Perspective d'imagerie des dépôts d'éboulements

Une étude est exposée en annexe A pour présenter la potentialité des méthodes géophysiques afin d'imager les dépôts d'éboulements pour trois sites différents. Les roches affectées par ces événements sont de nature différente, à savoir des roches cristalline (granite du mont Blanc pour le dépôt du triolet et cagneuliques pour le dépôt de la Becca France) et sédimentaire (Calcaire et Marnes pour le dépôt du Margériaz). Il apparaît, dans cette étude préliminaire, que la tomographie électrique est la méthode la mieux adaptée, dans les cas rencontrés, pour imager l'épaisseur des dépôts d'éboulement.

## 5.3 Etablissement d'une base de donnée

Contrairement aux tremblements de terre pour lesquels il existe des bases de données mondiales (USGS) ou spécifiques à certaines parties du monde (ReNaSS pour la France), peu de bases de données exhaustives sur les éboulements de terrains ont fait l'objet de publication ou peuvent être consultées librement. Généralement, divers organismes territoriaux recensent ces événements (RTM en France), mais l'inventaire réalisé se limite dans la majorité des cas aux régions habitées, excluant les zones ayant une faible densité de population.

En vue de palier à ce manque d'information, des projets visant à recenser ces événements sont réalisés (Interreg IIIc). Ce travail est réalisé en collaboration étroite avec les organismes territoriaux, mais aussi recoupe la bibliographie existante, souvent spécifique à un cas étudié.

Lors de cette étude, les bases de données constituées par le RTM, le BRGM mais aussi différents rapports de sociétés géotechniques (Sage, Alp'Géorisque) complétés par les travaux de Frayssines (2005) ont été utilisés et comparés à celle des événements sis-

DATE	LOCATION		Evénement	VOLUME (m <sup>3</sup> )	Hauteur de chute <i>H<sub>f</sub></i> (m)	Distance de propagation <i>D<sub>p</sub></i> (m)	Dénivelé totale <i>H<sub>t</sub></i> (m)
	Long. (E)	Lat. (N)					
20/04/1992 07:07:14	5°58	45°24	La Palette	20000	170	450	450
28/03/1995 14:24:18	5°96	45°12	Livet-gavet	50000	100	250	270
03/03/1996 18:30:59	8°65	46°46	Sandalp	1750000	150	1300	800
16/01/1997 11:56:40	6°88	45°83	Brenva-1	300000	110	400	305
18/01/1997 13:55:14	6°88	45°83	Brenva-2	1600000	115	5750	2325
17/09/1997 23:23:20	6°95	45°93	Les Drus	14000	450	450	-
22/01/1998 14:58:09	6°01	45°05	Bourg d'Oisans-1	100000	90	995	780
22/01/1998 15:07:00	6°01	45°05	Bourg d'Oisans-2	100000	100	880	780
29/06/1998 13/06/35	6°01	45°05	Bourg d'Oisans-3	65000	190	940	820
30/06/1998 20:42:56	6°01	45°05	Bourg d'Oisans-4	35000	190	940	820
08/06/1999 22:33:39	6°01	45°05	Bourg d'Oisans-5	30000	190	190	820
04/01/2001 23:37:47	5°62	45°22	La dent du loup	2000	130	300	270

TAB. 5.1: Evénements communs entre les bases de données éboulements de terrain et Sismalp.

miques enregistrés par le réseau Sismalp. Cette démarche possède l'inconvénient d'avoir une période de retour limitée. En effet, le réseau Sismalp, installé à partir de 1987, est devenu opérationnel dans le début des années 1990. Le recoupement des bases de données des éboulements de terrain avec celle des enregistrements sismiques a permis de retrouver 12 événements pour une période allant de 1991 à 2005.

Le tableau 5.1 récapitule l'ensemble de ces 12 événements communs bien identifiés. La date, la localisation ainsi que les caractéristiques géométriques principales des éboulements sont données, à savoir le volume ( $V$ ), la hauteur de chute libre ( $H_f$ ), la distance de propagation ( $D_p$ ), et le dénivelé total ( $H_t$ ) effectué lors de la propagation.

Afin d'étudier la représentativité de la base de données, une comparaison entre le nombre d'événements enregistrés et des lois statistiques de prévision des éboulements à l'échelle Grenobloise d'une part (Hantz *et al.*, 2002) et à l'échelle des Alpes Française d'autre part (Hantz, communication personnelle) va être effectuée.

### 5.3.1 Représentativité de la base de données à l'échelle Grenobloise

Dussauge-Peisser *et al.* (2002) ont montré que la fréquence des éboulements est d'autant plus élevée que les volumes considérés sont petits. Ils décrivent la relation entre le nombre d'événements et le volume pour une période de retour de 100 ans par la relation suivante :

$$n(V) = a.V^{-b}$$

où  $n(V)$  est le nombre d'éboulements par siècle, de volume supérieur ou égal à  $V$ . Le paramètre  $a$  représente le nombre d'éboulements supérieurs à  $1\text{ m}^3$  si le domaine de validité de la loi d'éboulement s'étend jusqu'à cette valeur. Il dépend de la surface de versant couverte par l'inventaire et de l'activité des processus de déstabilisation conduisant au phénomène étudié. Le paramètre  $b$  est généralement compris entre 0,4 et 0,7. Il englobe de nombreux facteurs tels que la tectonique locale de la région étudiée et la consistance des roches.

Cette loi a été appliquée sur des falaises bordants les massifs de la Chartreuse et du Vercors (Dussauge-Peisser *et al.*, 2002; Hantz *et al.*, 2002), dont la longueur cumulée est de 120 km environ. Les auteurs ont trouvé comme ajustement les valeurs suivantes :  $a = 1122$ ;  $b = 0,55$ , et elle est valable pour des événements ayant un volume supérieur à  $100\text{ m}^3$ .

La figure 5.1 retranscrit la loi précédente. L'axe des abscisses représente le volume pris en compte et l'axe des ordonnées le nombre d'éboulements par siècle (supérieur au volume  $V$ ). L'analyse du tableau 1 montre que le volume le plus faible enregistré est de  $2000\text{ m}^3$ . Afin d'être détecté par le réseau Sismalp, l'éboulement de terrain doit posséder une énergie suffisamment importante. Cette dernière, difficile à estimer, est fonction du rendement local du site (conversion de l'énergie potentielle en énergie radiative) ainsi que de la distance par rapport au capteur le plus proche. Pour simplifier l'analyse, le seuil de détection sera considéré égal à  $2000\text{ m}^3$ , ce qui correspond au plus faible volume d'éboulement enregistré. En prenant cette limite, la loi statistique établie par Hantz *et al.* (2002)

donne un nombre théorique d'éboulement égal à 17,1 pour une période de retour de 100 ans. Ramené à la période d'analyse, qui est de 15 ans environ, le nombre d'enregistrements devrait être égal à 2,5. Le tableau montre la présence de deux enregistrements (R1 et R11) pour cette région, ce qui est en accord avec les prévisions de l'auteur.

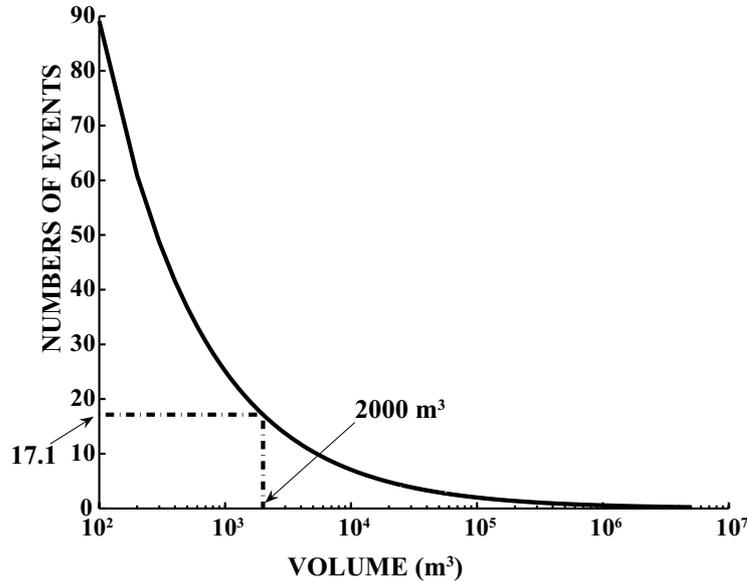


FIG. 5.1: Représentation de la loi puissance de prévision statistique des éboulements de terrain pour une période de retour de 100 ans établie par Hantz *et al.* (2002) pour la région Grenobleise.

### 5.3.2 Représentativité de la base de donnée à l'échelle des Alpes Française

L'approche précédente peut être généralisée sur l'ensemble des Alpes avec certaines limitations dues à l'absence de catalogue exhaustif. Afin de pallier la lacune des bases de données sur les éboulements de terrain dans les régions présentant une faible densité de population, une alternative (Hantz, Communication personnelle) est de ne prendre en compte que les phénomènes de dimension importante permettant ainsi d'obtenir un catalogue complet, car ces événements laissent des traces géomorphologiques importantes dans le paysage (Couture, 1998).

Afin de valider cette approche, plusieurs hypothèses doivent être vérifiées. La première est l'extrapolation de la loi pour l'ensemble des volumes. En effet, il faut supposer que la loi établie pour une gamme de volume comprise entre  $V_1$  et  $V_2$  (de un à plusieurs milliers de mètres cubes dans notre cas) est représentative des événements de dimension inférieure et supérieure. Une seconde hypothèse est basée sur la représentativité de l'échantillon. Ce dernier doit être exhaustif à l'échelle des Alpes françaises. Le volume étudié doit être suffisamment important pour que l'éboulement en question soit visible dans le paysage alpin, et la période de retour prise en compte doit être assez longue pour que le nombre d'éboulements soit représentatif de la classe de volume étudié et assez courte pour que l'érosion n'ait pas effacé ses traces.

Une troisième hypothèse importante est qu'il y ait une homogénéisation des processus

déclenchants sur l'ensemble des Alpes. La diversité géologique (nature des roches, subdivisions alpines) ainsi que géomorphologique (hauteur des falaises, largeur des vallées, altitude . . .) est importante, menant à des processus érosifs différents. Les sites d'éboulements ne possèdent pas nécessairement les mêmes caractéristiques. En supposant vérifiées toutes ces conditions, la loi de distribution statistique établie pour l'ensemble des Alpes françaises et basée sur les éboulements de terrain historiques en utilisant les travaux de Coutures (1998) est la suivante (Hantz, 2006) :

$$n(V) = 111378.V^{-0,7112}$$

où  $V$  est exprimé en  $m^3$ .

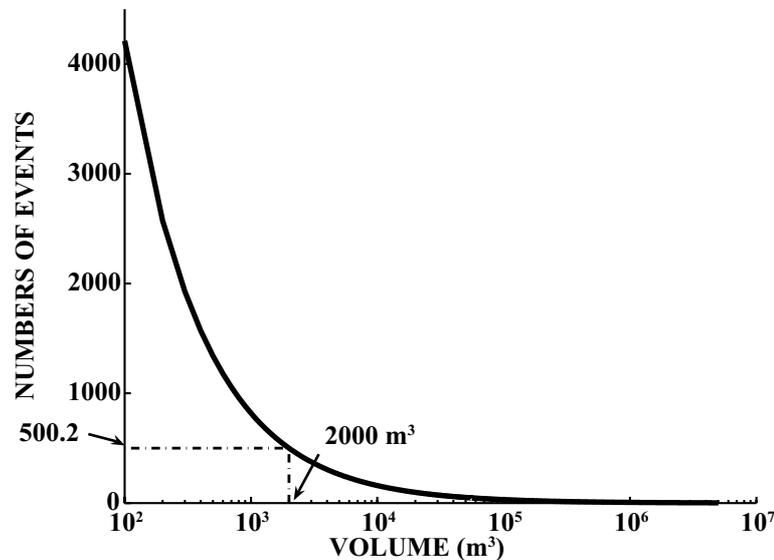


FIG. 5.2: Représentation de la loi puissance de prévision statistique des éboulements de terrain pour une période de retour de 100 ans établie par Hantz (2006) pour les Alpes Française.

La figure 5.2 montre cette loi. Le nombre d'éboulement (axe des ordonnées) pour une période de retour de 100 ans est donné en fonction du volume (axe des abscisses). En prenant comme limite un volume égal à  $2000 m^3$  et une période de retour de 15 ans, le réseau Sismalp aurait dû enregistrer 75 événements, or, il n'y a que 11 événements localisés dans les Alpes Françaises. La faible concordance entre ces deux chiffres montre qu'il existe certainement des lacunes dans la base de donnée commune venant d'être établie. Cette différence résulte probablement d'un faible référencement des éboulements de terrain dans les zones où la densité de population est faible.

Malgré ce faible nombre de données, une étude va être réalisée sur les signaux sismologiques engendrés par les éboulements de terrains visant à analyser les informations disponibles au sein de ces mouvements sismiques afin de mieux comprendre le phénomène éboulement.



# Chapitre 6

## Analysis of rock-fall and rock-fall avalanche seismograms in the French Alps

Jacques Deparis<sup>1</sup>, Denis Jongmans<sup>1</sup>, Fabrice Cotton<sup>1</sup>, Laurent Baillet<sup>1</sup>, Francois  
Thouvenot<sup>1</sup>

<sup>1</sup>LIRIGM-LGIT, Maison des Géosciences, Université Joseph Fourier,  
BP 53, 38041 Grenoble Cedex 29, France.

Corresponding author :

Jacques Deparis

Maison des Géosciences

LIRIGM - UJF

BP 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France

Tel : +33 476 82 80 68

e-mail : denis.jongman@ujf-grenoble.fr

### Abstract

This study reviews seismograms from 10 rock-fall events recorded between 1992 and 2001 by the permanent seismological network Sismalp in the French Alps. A new seismic magnitude scale was defined, which allowed us to compare and classify ground-motion vibrations generated by these Alpine rock-falls. Each rock-fall has also been characterized by its ground-motion duration  $t_{30}$  at an epicentral distance of 30 *km*. No relation was found between rock-fall parameters (fall height, runout distance, volume, potential energy) and rock-fall seismic magnitudes derived from seismogram amplitudes. On the other hand, the signal duration  $t_{30}$  shows a rough correlation with the potential energy and the runout distance, highlighting the control of the propagation phase on the signal length. The signal analysis suggests the existence of at least two distinct seismic sources : one corresponding to the initial rupture associated with an elastic rebound during the detachment and the other one generated by the rock impact on the slope. Although the fall phenomenon includes other complex processes (fragmentation of the block, interaction with topography,

plastic deformation during and after impact) 2D finite-element simulations of these two seismic sources are able to retrieve the main seismogram characteristics.

## 6.1 Introduction

Rock-fall is the detachment of blocks from a steep slope along a surface on which little or no shear displacement takes place (Cruden et Varnes, 1996). The mass descends by falling, bouncing and/or rolling, with a very rapid to extremely rapid movement. After a free fall with a vertical drop  $H_f$  from the source rock slope (Figure 6.1), the falling mass strikes the talus slope and breaks up and/or bounces with a rebound depending on material properties (Giani, 1992; Okura *et al.*, 2000b). Lower down, the talus angle diminishes and rock fragments tend to roll. Rock-fall volumes may range from a few  $m^3$  to  $10^9 m^3$  in terrestrial settings (Nicoletti et Sorriso-Valvo, 1991; Corominas, 1996). Small rock-falls are characterized by a more or less independent movement of individual particles (fragmental rock-fall; Evans et Hungr, 1993), as opposed to large rock-falls which generate extremely rapid flows of dry debris and usually called rock avalanches (Hsü, 1975; Evans et Hungr, 1993; Cruden et Varnes, 1996). There is no well-defined volume limit and various volume thresholds were proposed for defining rock-falls, from  $10^4 m^3$  (Hungr *et al.*, 2001) to  $10^5 m^3$  (Evans et Hungr, 1993). Rock-fall characterization is generally based on a geomorphologic study which gives the main geometrical parameters of the fall : total drop height ( $H_t$ ), deposit thickness ( $T$ ) and runout distance ( $D_p$ ) (Figure 6.1). These parameters are commonly evaluated from aerial photo or satellite image analysis and/or from field observations. The volume  $V$  is generally assessed by multiplying the deposit area ( $A$ ) by an estimation of average thickness ( $T$ ). Other sources of information for characterizing rock-falls are the seismograms provided by permanent seismological networks, which are often the only measurements available during the event. Surprisingly, rock-falls - and more generally landslide records - have been little used so far for characterization purposes. We give here a quick (and non exhaustive) review of the studies of seismic waves generated by landslides in general, with a focus on rock-falls.

Berrocal *et al.* (1978) studied the seismic phases generated by the large  $1.3 \cdot 10^9 m^3$  Mantaro landslide (April 25, 1974), which was widely recorded by seismic observatories, at local and teleseismic distances. They showed that the seismic energy for this  $M_S = 4.0$  event is about 0.01% of the kinetic energy, which in turn is about 1% of the potential gravitational energy. To our knowledge, the first detailed study on landslide characterization from seismograms was made by Kanamori et Given (1982) and Kanamori *et al.* (1984) who analyzed seismic signals recorded during the eruption of Mount St. Helens (May 18, 1980). They concluded that the long-period seismic source can be represented by a nearly horizontal single force with a characteristic time constant of 150 s and that this single force is due to the massive  $2.5 \cdot 10^9 m^3$  landslide affecting the north slope of Mount St. Helens. Other studies performed by Kanamori and co-authors on massive landslides (Eissler et H. Kanamori, 1987; Hasegawa et Kanamori, 1987; Brodsky *et al.*, 2003) confirmed that the long period seismic radiation is better simulated using a nearly horizontal single force rather than a double couple. Dahlen (1993) interpreted landslides as shallow horizontal

reverse faults and showed that the seismic source can, in the long-wavelength limit, be represented by a moment tensor which reduces to a horizontal surface point force if the shear-wave velocity within the sliding block is significantly lower than the one of the slope. Weichert *et al.* (1994) examined the seismic signatures of the 1990 Brenda Mine collapse ( $V = 2 \cdot 10^6 \text{ m}^3$ ) and of the 1965 Hope rockslides ( $V = 47 \cdot 10^6 \text{ m}^3$ ), with a focus on the differentiation between seismic signals from landslides and real earthquakes. They suggested a long-period/short-period discriminant ( $M_S$  versus  $m_b$  seismic magnitudes) and they observed a correlation between the efficiency of potential to seismic energy conversion with the slope of the slide detachment. Very low efficiency (about  $10^{-6}$ ) was obtained when using Richter's (1958) energy equation. For the Hope events, they observed two phases on the long-period records, that they interpreted as the initial down hill thrust, followed one-half minute later by the impact on the opposite valley side. La Rocca *et al.* (2004) analyzed the seismic signals produced by two landslides that occurred with a delay of 8 minutes at the Stromboli volcano on 30 December 2002, with volumes of about  $13 \cdot 10^6 \text{ m}^3$  and  $7 \cdot 10^6 \text{ m}^3$ . Both landslides generated complex seismic signals with an irregular envelope, a frequency range between 0.1 and 5 Hz and duration of a few minutes. Comparing the observed low-frequency seismograms with synthetic signals, La Rocca *et al.* (2004) estimated the magnitude of the force exerted by the sliding mass, from which they inferred the landslide volumes. Compared to the works on massive rockslides, studies of rock-fall seismic signals have been very few. Norris (1994) reviewed seismograms from 14 rock-falls and avalanches of moderate to large volumes ( $10^4$  to  $10^7 \text{ m}^3$ ) at Mount St. Helens, Mount Adams and Mount Rainier in the Cascade Range. At Mount St Helens, the analysis of 5 rock-falls ( $10^4$  to  $10^6 \text{ m}^3$ ) suggested a consistent increase in seismogram amplitude with the volume of rock-falls having the same source area and descent paths. On the contrary, rock-fall sequences or smaller rock-falls, such as those studied earlier at Mount St. Helens (Mills, 1991) and Makaopuhi Crater (Tilling *et al.*, 1975), show a poor correlation between signal amplitude/duration and volume. In the conclusions, the authors stressed the importance of seismic networks for detecting large mass movements. In Yosemite Valley, the records of the July, 10, 1996 Happy Isles rock-fall were studied by Uhrhammer (1996) and Wieczorek *et al.* (2000). They found that the prominent seismic phases ( $P$ ,  $S$  and Rayleigh waves) are consistent with two rock impacts 13.6 seconds apart and they calculated a seismic  $M_L$  magnitude of 1.55 and 2.15 for these two events. In order to test the feasibility of monitoring rock-falls with seismic methods in Yosemite Valley, Myers *et al.* (2000) deployed a network of five stations in the late summer and fall of 1999. They concluded that monitoring using seismic records was theoretically feasible and that an event with equivalent earthquake magnitude of 2.6 would be located. However, the detection of rock-fall-related events was not verified. In a recent paper reviewing rock-falls and rock avalanches that occurred in 1991 and 1996 in Mount Cook National Park (New Zealand), McSaveney (2002) displayed several seismograms recorded during these events at distances between 31 km and 190 km. He used these signals for providing an estimate of rock-fall duration but no attempt was made to link the seismic parameters to the rock-fall geometric properties or to give a quantitative distribution of mass collapse over time.

This introduction illustrates the attempts and the difficulty of extracting relevant

information on landslide characteristics from seismic signals. Compared to previous works, our study is focused on rock-falls and rock-fall avalanches, and particularly on those that occurred in the Alps between 1992 and 2001 and were recorded by the French permanent seismological network Sismalp (Thouvenot *et al.*, 1990; Thouvenot et Fréchet, 2006).

The aims of this paper are fourfold : (i) to evaluate the ability of this network to detect rock-falls in the western Alps, (ii) to identify the seismic parameter(s) which could characterize rock-falls and help in classifying them, (iii) to establish the relation (if any) between the seismic parameters and the geometric characteristics of rock-falls and (iv) to identify the seismic sources appearing in the signals and to study the potential link between them and the different phases of a rock-fall (detachment, impact, rolling and/or sliding). In a first step, we try to obtain simple relations between seismic and rock-fall parameters, in order to determine the potentiality of seismic parameters for rock-fall characterization. In the second part of the study, we use signal-processing techniques and 2-dimensional numerical modeling for interpreting the different seismic phases appearing within the seismograms.

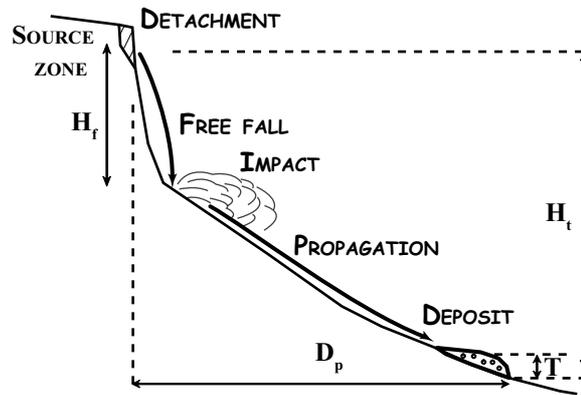


FIG. 6.1: Schematic cross-section of a rock-fall path profile.  $H_f$  is the vertical free-fall height of the center of gravity,  $H_t$  is the total drop height,  $D_p$  is the runout distance and  $T$  is the average thickness of the deposit.

## 6.2 Rock-fall location and characteristics

Rock-falls with a volume larger than  $10^3 \text{ m}^3$ , which occurred in the western Alps during the 1992-2001 period, were extracted from different inventories (BRGM database, [www.bdmvt.net](http://www.bdmvt.net); Frayssines et Hantz, 2006) and cross-checked with data from the Alpine permanent seismological network (Sismalp). The Sismalp project, launched in 1987, aimed at deploying a network of several tens of automatic seismic stations in south-eastern France, from Lake Geneva to Corsica (Thouvenot *et al.*, 1990). In its present state, the network consists of 44 stations which monitor the seismic activity over an area covering around  $70,000 \text{ km}^2$  with distances between stations of about  $30 \text{ km}$  (Thouvenot et Fréchet, 2006). All the stations of the network are equipped with 1-Hz Mark-Product L4C velocimeters, ten of which are three-component instruments. At each station, a microprocessor scans the digital signal, and, whenever a detection criterion is met, the corresponding si-

gnal is stored in memory. The equipment used at the turn of the 1980s allowed the storage of six 40-sec signals only. Upgraded at the end of the 1990s, it can now store hundreds of triggered signals, each up to 4-min long. Stations are connected to the switched telephone network and are dialed every night from a central station at the Grenoble Observatory. Any earthquake with an  $M_L$ -magnitude larger than about 1.3 can be detected and located (two events per day on average); the location precision on the hypocenter is high, with horizontal uncertainties smaller than 1 km for  $M_L > 2$  events.

Only events recorded by at least three seismic stations were considered in this study. Figure 6.3 shows the location of the 10 selected rock-falls and rock-fall avalanches ( $R1$  to  $R10$ ) and of the 39 Sismalp seismological stations (out of a total of 44) installed north of the  $44^\circ$  N parallel. Two events ( $R1$ , La Palette, and  $R10$ , La Dent du Loup) are located 15 km north-west of Grenoble, six ( $R2$ , Versaire, and  $R5$  to  $R9$ , Saint-Antoine valley) are clustered 30 to 40 km east of Grenoble, and the remaining two occurred near the Swiss and Italian borders ( $R6$ , Les Drus) or in Switzerland ( $R3$ , Sandalp). Eight rock-falls ( $R1$ ,  $R3$  and  $R5$  to  $R10$ ) occurred in limestone, one in amphibolite ( $R2$ ) and one in granite ( $R4$ ). All sites exhibit near vertical slopes (over  $70^\circ$ ) in or under the source zone, which implies a free-fall phase during the movement (Cruden et Varnes, 1996).

The main characteristics of the 10 rock-fall events are listed in Table 6.1. They were obtained from international publications ( $R1$ ,  $R3$ ,  $R10$ ) and unpublished geotechnical reports ( $R2$ ,  $R4$ ,  $R5$  to  $R9$ ). Fall volumes vary over a wide range from  $2 \cdot 10^3 \text{ m}^3$  to  $1.75 \cdot 10^6 \text{ m}^3$ , for total drop heights between 270 and 820 m and run out distances between 190 and 1300 m.

The La Palette rock-fall (event  $R1$ ) occurred in the upper part of a 250 m high,  $70^\circ$  dipping cliff composed of thick limestone beds dipping  $10^\circ$  to  $30^\circ$  transversely to the slope (Frayssines et Hantz, 2006). The initial failure mechanism is a slide along a  $45^\circ$  dipping joint; the sliding mass ( $2 \cdot 10^4 \text{ m}^3$ ) fell 170 m down to the underlying  $50^\circ$  to  $30^\circ$  dipping marly slope, where it propagated up to 450 m from the failure scarp. The Versaire rock-fall ( $R2$ ) occurred in the upper part of a 150 m high,  $70^\circ$  dipping cliff, made of massive amphibolite. The initial failure mechanism is a slide; the sliding mass ( $5 \cdot 10^4 \text{ m}^3$ ) fell 100 m down to the underlying  $50^\circ$  dipping amphibolite slope, where it propagated up to 250 m from the failure scarp. The Sandalp rockfall ( $R3$ ) took place in the middle part of a 700 m high rock wall, which consists in thick near-horizontal limestone beds (Keusen, 1998). The rock mass ( $1.75 \cdot 10^6 \text{ m}^3$ ) initially slid on  $45^\circ$  dipping schistosity planes, jumped over a 100 m high,  $80^\circ$  dipping cliff, moved on a  $35^\circ$  dipping limestone slope and stopped in the valley with a runout distance of 1300 m. Due to the intense schistosity of the rock mass, an important part of the avalanche deposit consists in fine particles. The Drus rockfall ( $R4$ ; Ravanel et Deline, 2006) took place in the middle part a 700 m high,  $75^\circ$  dipping granite wall, in the Mont Blanc Massif. The failure mechanism might have been topple or slide and the drop height reached 450 m. Between January 1998 and June 1999, five rockfalls ( $R5$  to  $R9$ ) affected a 500 m high cliff made of thin folded limestone beds, in the Saint-Antoine valley. Volumes ranged from  $3 \cdot 10^4$  to  $1 \cdot 10^5 \text{ m}^3$ . They occurred at different heights in the middle part of the cliff which dips  $70^\circ$ . The first two rockfalls ( $R5$  and  $R6$ ) involved tall columns with beds dipping opposite to the slope. The failure mechanisms might have been topple or slide, with a fall height of 90 m to 100

*m*. The three following ones (*R7* to *R9*) were located higher in the cliff (fall height of 190 *m*) and were slides along bedding planes, steeply dipping towards the slope. The fallen masses then propagated on a slope made of marl and limestone thin layers, whose slope angle decreases from 65° to 25°. Finally, the Dent du Loup rockfall (*R10*) occurred in a 200 *m* high, 70° dipping cliff, made of thick limestone beds dipping 10° to 30° opposite to the slope (Frayssines et Hantz, 2006). The initial failure mechanism is a stepped slide on 75° dipping joints. The sliding mass ( $2 \cdot 10^3 \text{ m}^3$ ) then fell down to the underlying 35° dipping scree slope, where it propagated up to 300 *m* from the failure scarp.

All these rock failures took place in a steep cliff (with a slope of at least 70°) and were followed by a free-fall phase. Considering the volume threshold ( $10^4 \text{ m}^3$ ) proposed by Hungr *et al.* (2001), all these events should be classified as rock avalanches, except the Dent du Loup rock-fall (*R10*) whose size ( $2 \cdot 10^3 \text{ m}^3$ ) is too small. However, 8 of the events have a volume between  $10^4 \text{ m}^3$  and  $10^5 \text{ m}^3$  which is the other threshold proposed by (Evans et Hungr, 1993). Thus, the limits between a rock-fall and a rock avalanche cannot be defined precisely, as the interactions between the blocks progressively increase with the number of blocks and the volume. Only the Sandalp event (*R3*) can be unambiguously classified as rock avalanche. For simplicity's sake, we will use the general term rock-fall in the following, except when specifically discussing the mechanisms (fragmental rock-fall or rock-fall avalanche).

DATE (GMT)	LOCATION		$N_s$	EVENT	V ( $\text{m}^3$ )	$H_f$ (m)	$D_p$ (m)	$H_t$ (m)	$E_p$ (GJ)	$M_L$	$M_{r,f}$	$E_s$ (MJ)	$E_s/E_p$
	Longitude (E)	Latitude (N)											
20/04/1992 07:07:14	5°58	45°24	4	<i>R1</i>	20000	170	450	450	85	1.2	1.5	10.8	1.27E-04
28/03/1995 14:24:18	5°96	45°12	15	<i>R2</i>	50000	100	250	270	125	1.6	1.8	26.2	2.09E-04
03/03/1996 18:30:59	8°65	46°46	7	<i>R3</i>	1750000	150	1300	800	6560	2.8	2.1	84.4	1.29E-05
17/09/1997 23:23:20	6°95	45°93	12	<i>R4</i>	14000	450	450	-	158	1.7	1.8	27.4	1.74E-04
22/01/1998 14:58:09	6°01	45°05	9	<i>R5</i>	100000	90	995	780	225	0.9	1.2	4.4	1.93E-05
22/01/1998 15:07:00	6°01	45°05	11	<i>R6</i>	100000	100	880	780	250	1.2	1.5	9.9	3.98E-05
29/06/1998 13/06/35	6°01	45°05	21	<i>R7</i>	65000	190	940	820	309	1.6	1.6	17.8	5.76E-05
30/06/1998 20:42:56	6°01	45°05	10	<i>R8</i>	35000	190	940	820	166	1.3	1.5	9.3	5.60E-05
08/06/1999 22:33:39	6°01	45°05	11	<i>R9</i>	30000	190	190	820	143	1.1	1.4	8.1	5.71E-05
04/01/2001 23:37:47	5°62	45°22	3	<i>R10</i>	2000	130	300	270	6.5	1.2	1.5	11.3	1.74E-03

TAB. 6.1: Characteristics of the ten selected rock-fall events.  $N_s$  is the number of stations having recorded signals.  $V$  is the volume,  $H_f$  is the vertical free-fall height of the center of gravity,  $D_p$  is the runout distance,  $H_t$  is the total drop height,  $E_p$  is the initial potential energy ( $\rho V g H_f$ ),  $M_L$  is the local seismic magnitude,  $M_{r,f}$  is the new rock-fall seismic magnitude and  $E_s$  is the seismic energy derived from equation (6.4)

These rock-falls were recorded by a number of stations varying between 3 and 21, with

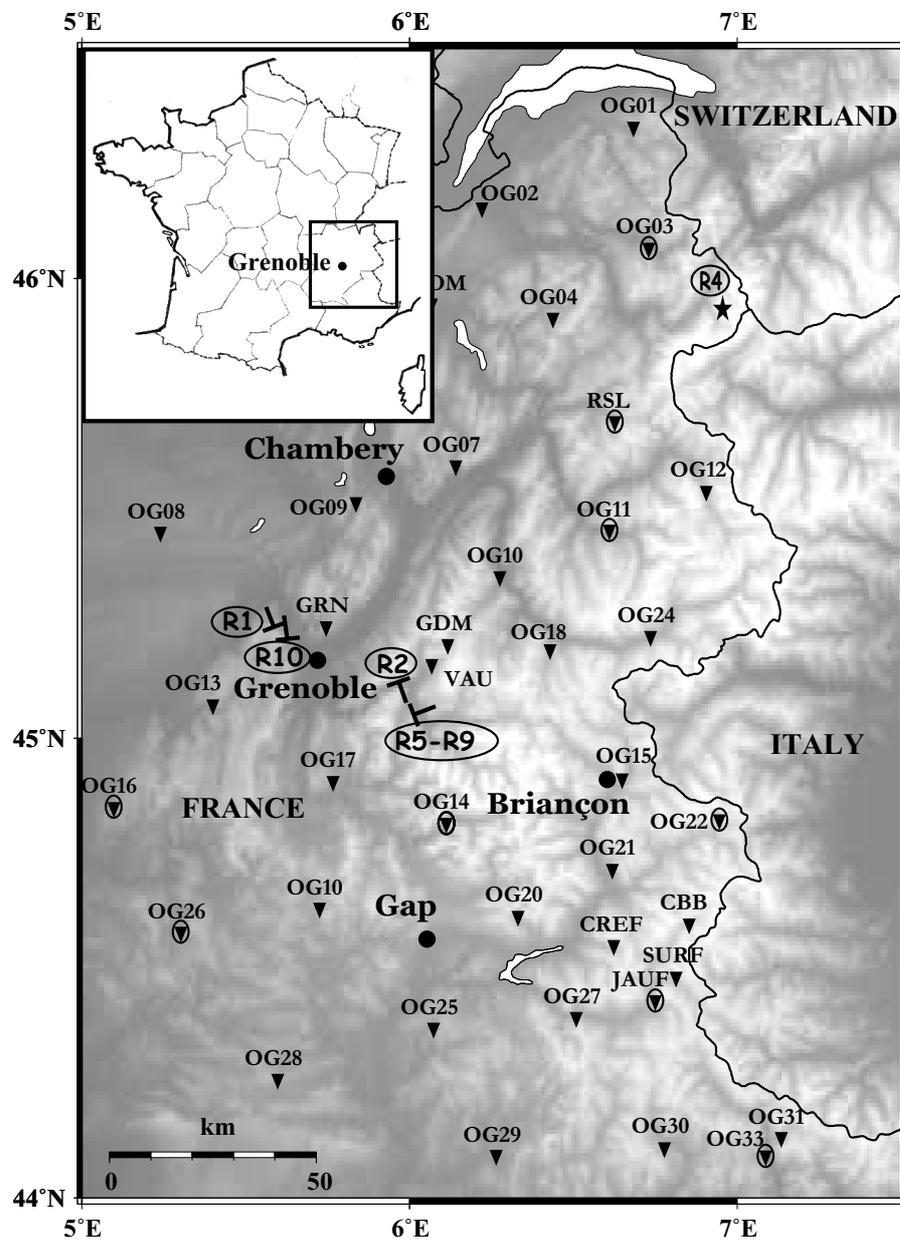


FIG. 6.2: Location of the selected rock-falls  $R1$  to  $R10$  (arrows and star), and of the Sismalp seismic stations (triangles for vertical component, triangles into circles for 3C stations). Arrows indicate rock-fall propagation directions when known.  $R3$  is located in Switzerland out of this map (see 6.1)

distances ranging from 10 *km* to a maximum of 250 *km*. Distances between the events and the closest station are usually between 10 and 25 *km*.

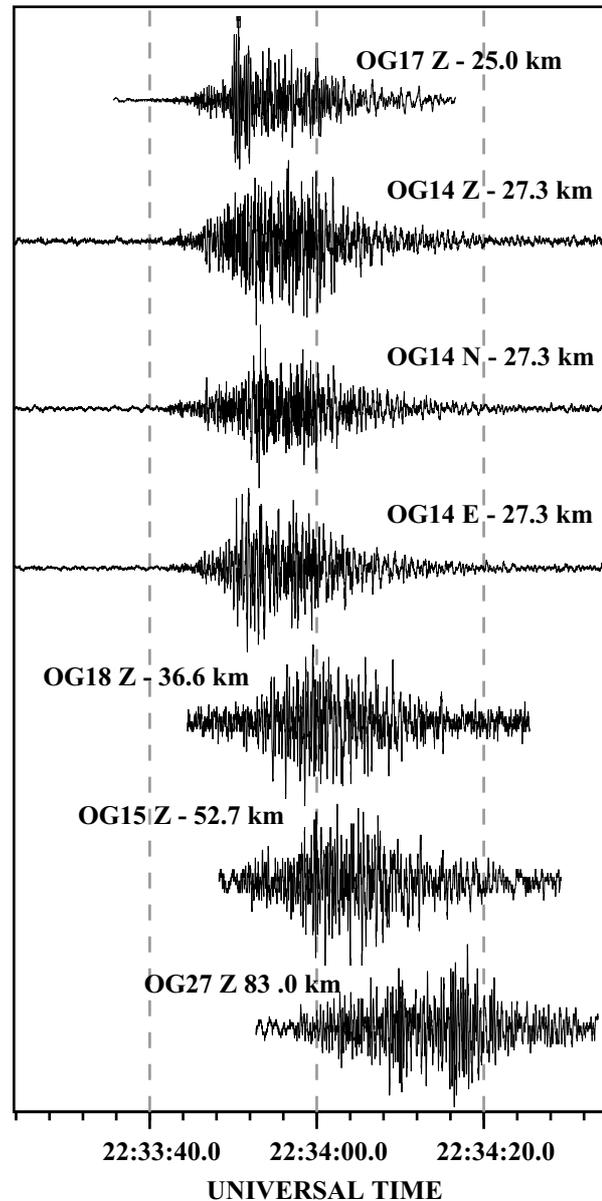


FIG. 6.3: Signals of the *R9* event displayed for the 5 closer stations of the Sismalp network at epicentral distances between 25 and 83 *km*. Amplitudes are normalized for each station. Stations shown here are equipped with vertical-component seismometers, except station *OG14* (three component seismometers)

Figure 6.3 shows seismograms recorded during event *R9* for five distances from 25 to 83 *km*. One can observe the quick degradation of the signal-to-noise ratio with the epicentral distance, resulting from the strong attenuation in shallow crustal layers. In Figure 6.4 are plotted the vertical seismograms and the displacement Fourier spectra of the 10 events for the nearest records. The seismograms exhibit various and complex waveform shapes from one event to the other, with emergent beginnings and several late energetic phases that we will attempt to interpret further in this paper. The corner frequency of the spectra, marked by an arrow in Figure 6.4, is always close to 1 *Hz*

whatever the event, showing that 1-Hz velocimeters only record the high-frequency part of ground motion. These results support the deployment of broad-band seismometers for analyzing the frequency content of rock-fall signals.

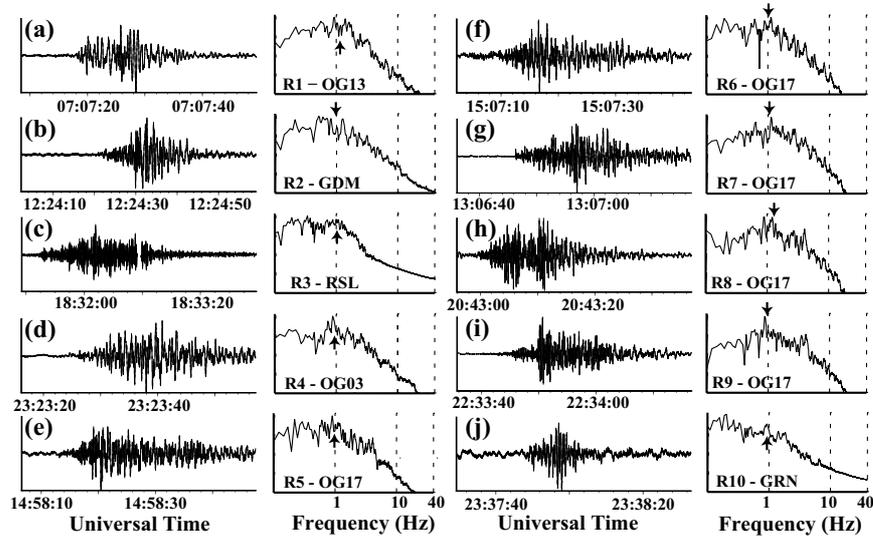


FIG. 6.4: Vertical seismograms and corresponding displacement Fourier spectra measured at the closest station for the 10 events  $R1$  to  $R10$ . The time scale is different for each record. Arrows indicate corner frequencies

Table 6.1 lists location and characteristics for the 10 events. The free-fall drop height ( $H_f$ ) varies from 90 to 450  $m$  and the potential energy values ( $E_p$ ) values are between 6.5 and 6560 GJ for volumes ranging from  $2 \cdot 10^3$  to  $1.75 \cdot 10^6$   $m^3$ . Table 6.1 also includes local seismic-magnitude values ( $M_L$ ) provided by the Sismalp network, using the Richter empirical model (1958). These values are between 0.9 and 2.8. Except for event  $R3$  ( $M_L = 2.8$ ), other rock-falls have low magnitudes (0.9-1.7), actually very close to -and sometimes beyond- the lowest magnitude detectable by the network, estimated to  $M_L = 1.3$  and twice lower than the one assessed for the network deployed in the Yosemite valley (Myers et al., 2000). Moreover, locating rock-falls with emergent P onsets and unclear S onsets is a challenge difficult to face by a seismic network, although other types of seismic arrays such as antennas might have better capabilities in this respect. The limited number of observed events (10) and of the corresponding records (103 in totals) partly results from the relative sparseness of the stations and from the wave attenuation in the upper crust. However, as pointed out by Weichert *et al.* (1994) and suggested by the low  $M_L$  values in Table 6.1, the poor efficiency of potential to seismic energy conversion is probably a significant limiting factor, the effect of which will be addressed further in this paper.

### 6.3 Seismic record analysis and rock-fall seismic magnitude scale

Our aim is to characterize rock-falls from the analysis of the recorded seismograms. In this part, the event is treated as an entity (we do not separate the detachment, impact and

propagation phases) in order to have a global characteristic. The first option is to compare rock-falls in terms of seismic magnitude, in a way similar to what was done for earthquakes. The  $M_L$  magnitude scale was defined from the maximum recorded displacement (Richter, 1935, 1958), for segregating large, moderate and small shocks. The relation between the maximum seismographic amplitudes for a given shock at various epicentral distances was empirically built and it was assumed that the ratio of the maximum amplitudes registered by similar instruments at equal epicentral distances for two given shocks is a constant. Richter then defined the  $M_L$  magnitude as the logarithm of the ratio of the amplitude of the given shock to that of a standard shock at the same epicentral distance. The standard shock (seismic magnitude equal to 0) was arbitrary defined as an earthquake for which the maximum displacement (in millimeter) recorded on a standard Wood-Anderson seismometer is equal to one micrometer at 100 km. The so-called Richter attenuation law for distances between 25 and 600 km was published in 1935 by Richter. Kradolfer et Mayer-Rosa (1988) showed that this law satisfactorily fitted the observed amplitude decay for earthquakes in the Alps, and it is currently used by Sismalp to compute  $M_L$  magnitudes Thouvenot *et al.* (2003).

For defining a seismic magnitude scale for rock-falls, it is first necessary to determine the relation between the maximum seismographic amplitudes of a given rock-fall at various distances. Due to the small number of available events and records (67 vertical-component records), the following simple attenuation relationship was used (Ambraseys *et al.*, 1996; Gasperini, 2002; Berge-Thierry *et al.*, 2003) :

$$\log_{10}(PGD) = b + b_m M_L + b_r \log_{10}(r) \pm \sigma \quad (6.1)$$

where  $PGD$  is the peak ground displacement,  $M_L$  the local seismic magnitude,  $r$  the epicentral distance (km) and  $\sigma$  the standard deviation. Parameters  $b$ ,  $b_m$  and  $b_r$  are empirical coefficients determined from the linear regression on the values of peak displacements and epicentral distances. In this relation, we propose that the  $M_L$  magnitude is replaced with  $M_{r,f}$ , which will be called the rock-fall seismic magnitude. In order to both determine the attenuation model coefficients of equation (6.1) and the seismic magnitude, an iterative scheme was applied. In a first step, rock-fall seismic magnitudes  $M_{r,f}$  are approximated by  $M_L$  magnitudes and the coefficients  $b$ ,  $(b_m M_{r,f})$  and  $b_r$  are determined by fitting equation (6.1) to the data. Using Richter's original definition of an  $M_L = 0$  shock,  $M_{r,f}$  values have been computed from the  $(b_m M_{r,f})$  terms. Equation (6.1) is then updated with these new  $M_{r,f}$  values. The iterative process is stopped when the *RMS* difference between two iterations is stable. The attenuation relation obtained for rock-falls is given by :

$$\log_{10}(PGD) = -1.58 [\pm 0.39] + 1.00 [\pm 0.27] \times M_{r,f} - 0.94 [\pm 0.18] \times \log_{10}(r) \pm 0.21 \quad (6.2)$$

where the seismic magnitude  $M_{r,f}$  is defined as the logarithm of the ratio of the amplitude for the given rock-fall to that of the standard rock-fall at the same epicentral distance. The 95% prediction interval bands for each parameter are indicated between brackets. The peak ground displacements as a function of distance are shown in Figure 6.5a for the 10 rock-falls. In the same graphs are superimposed to the Richter attenuation law derived for the  $M_L$  scale. In Figure 6.5b, the new attenuation relation is compared to corrected

displacement data and to the corresponding Richter attenuation law. The amplitude decay for some rock-falls ( $R5$ ,  $R6$ ,  $R8$ ,  $R9$  and  $R10$ ) significantly differs from the Richter attenuation curve used for earthquake characterization. This highlights the expected predominance of surface waves generated by rock-falls.  $M_{rf}$  and  $M_L$  values are given for the 10 rock-falls in Table 6.1.  $M_{rf}$  values exhibit a narrower range (1.2 to 2.1) compared to  $M_L$  values (0.9 to 2.8), due to the smaller slope of the attenuation model.

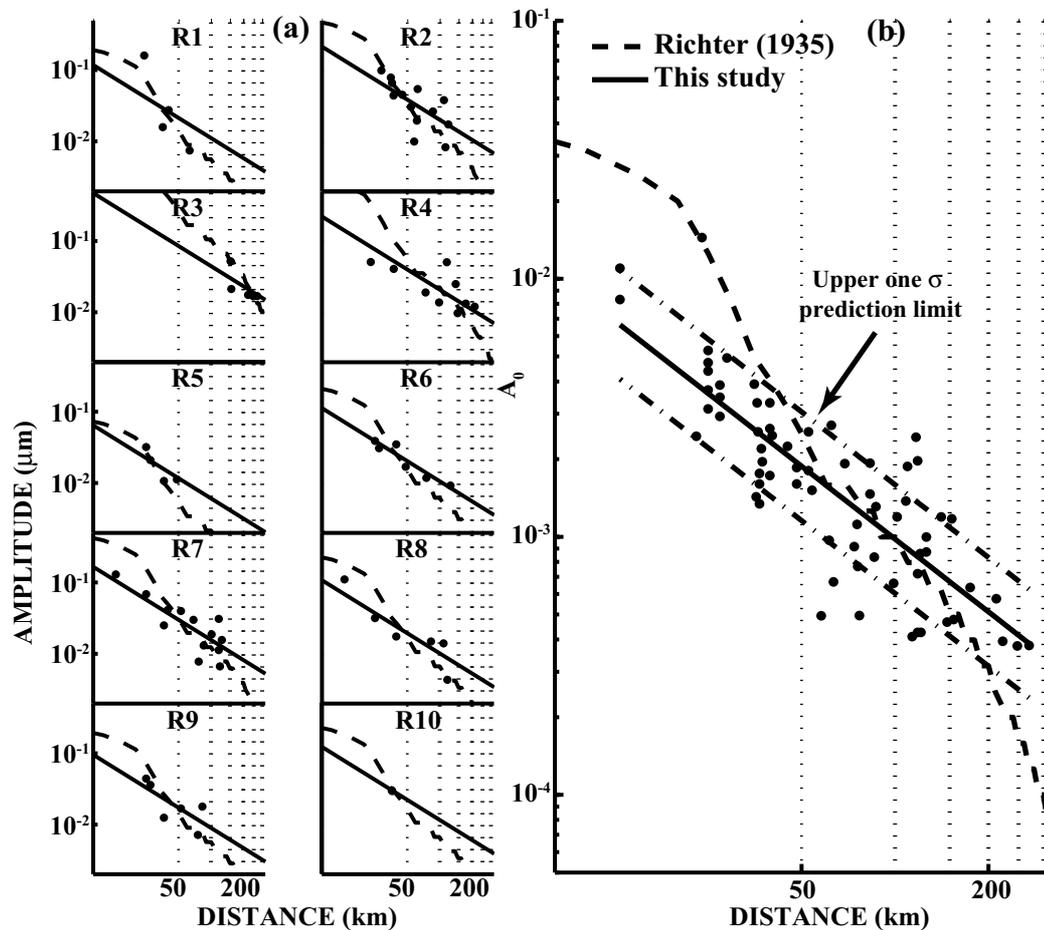


FIG. 6.5: (a) Comparison between vertical displacement amplitude-distance graphs for the ten rock-falls, the Richter attenuation model (dashed line) and the new attenuation relation proposed for rock-falls (solid line) (b) Vertical displacement values as a function of epicentral distances, for the 10 rock-falls. Displacement values are corrected by the seismic magnitude using equation (6.2) and compared to the Richter attenuation model (dashed line) and to the new median model (solid line) plotted with one standard deviation bounds (dot-dashed lines).

As the corner frequency of the displacement spectra has been shown to be an unreliable source parameter (Figure 6.4), due to the frequency cut-off of the short-period seismometers, we investigate the possibility of using the signal duration for characterizing and discriminating the rock-falls. The ground-motion duration was computed for all rock-fall seismograms, following the definition (Trifunac et Brady, 1975) which is the time interval between the points at which 5% and 95% of the total energy has been recorded. Figure 6.6 shows the duration-distance graphs for the 10 events in a bi-logarithmic diagram, for distances shorter than 100 km. The 40-sec record length on most Sismalp stations was too

small to measure the signal duration for the high-volume event (*R3*). For events *R10*, only three stations exhibit a good signal-to-noise ratio. Data for the remaining 8 events show a regular increase of the duration with the epicentral distance, resulting from the propagation of waves at different velocities and from diffusion in the crust. A theoretical relation (equation (6.3)) was fitted to each data set and the regression parameters  $a_1$  and  $a_2$  are given in Table 6.2, with their 95% prediction interval bands.

$$\log_{10}(t(r)) = a_1 + a_2 \log_{10}(r) \quad (6.3)$$

EVENT	$a_1$	95% P.I.	$a_2$	95% P.I.	$t_{30}$ (s)
<b>R1</b>	<b>-0.09</b>	<b>±3.1</b>	<b>0.85</b>	<b>±1.01</b>	<b>16.6</b>
<b>R2</b>	<b>1.60</b>	<b>±0.68</b>	<b>0.37</b>	<b>±0.18</b>	<b>17.7</b>
<b>R4</b>	<b>2.09</b>	<b>±1.71</b>	<b>0.29</b>	<b>±0.5</b>	<b>21.3</b>
<b>R5</b>	<b>2.07</b>	<b>±3.13</b>	<b>0.35</b>	<b>±1.08</b>	<b>26.2</b>
<b>R6</b>	<b>1.55</b>	<b>±3.13</b>	<b>0.42</b>	<b>±0.12</b>	<b>19.6</b>
<b>R7</b>	<b>2.74</b>	<b>±0.46</b>	<b>0.1</b>	<b>±0.32</b>	<b>22.1</b>
<b>R8</b>	<b>1.7</b>	<b>±1.12</b>	<b>0.35</b>	<b>±0.34</b>	<b>18.0</b>
<b>R9</b>	<b>1.41</b>	<b>±1.00</b>	<b>0.41</b>	<b>±0.26</b>	<b>16.7</b>
<b>All events</b>	<b>1.82</b>	<b>±0.35</b>	<b>0.33</b>	<b>±0.09</b>	<b>19.4</b>

TAB. 6.2: Regression parameters  $a_1$  and  $a_2$  of equation (6.3), with their corresponding 95% prediction interval, computed for the 8 valuable rock-falls (see text for details), and corresponding  $t_{30}$  values

The slope parameter  $a_2$  varies between 0.1 and 0.85. The  $a_2$  values with reasonable prediction interval bands are between 0.35 and 0.42. A value of 0.33 was found considering all events. As most signals were recorded in the 20- to 40-*km* distance range, each rock-fall was characterized by the ground-motion duration  $t_{30}$  computed at an epicentral distance of 30 *km* using equation (6.3). This value, which is calculated with the global total energy recorded on seismogram, includes all the phases of rock-falls : detachment, impact and propagation of the mass. Values of  $t_{30}$  given in Table 6.2 will be discussed in the next section.

## 6.4 Comparison between seismic and rock-fall characteristics

Despite the few recorded rock-falls, we attempt to link the measured ground motion characteristics (rock-fall seismic magnitude, seismic energy and duration) to the rock-fall parameters (fall height  $H_f$ , runout  $D_p$ , volume  $V$ , and potential energy  $E_p$ ).

Seismic energy for landslides is hard to assess from seismic records, as it depends on the radiation pattern which is generally unknown. This difficulty and the scarcity of

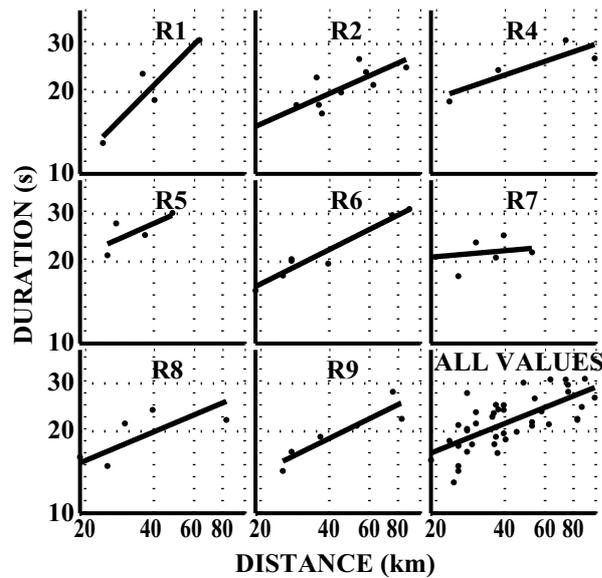


FIG. 6.6: Record duration as a function of the epicentral distance  $r$  for rock-falls recorded by at least 4 stations

records explain why previous works on energy calculation used the formulas established for earthquakes. Weichert *et al.* (1994) considered Richter's formulas for deriving the seismic energy released by several landslides from  $M_S$  and  $M_L$ . In this study, we applied Kanamori's (1977) equation.

$$\log_{10} E_s = 1.5M_s + 4.8 \quad (6.4)$$

where  $E_s$  is in joules and  $M_s$  is the surface wave magnitude.  $M_s$  was replaced by  $M_{rf}$  for computing  $E_s$  values for the 10 rock-falls given in Table 6.1. This relation is very close to the one proposed by Richter (1958) from surface waves.

Figure 6.7 compares in a systematic way the 3 ground-motion and the 4 rock-fall characteristics. As  $E_s$  and  $M_{rf}$  are linked, they are plotted in the same graphs with different ordinate values. The comparison of the seismic energy  $E_s$  with the potential energy  $E_p$  (Figure 6.7a) shows that only a very small amount of the fall energy is transmitted as seismic waves. The  $E_s/E_p$  ratio varies between  $10^{-6}$  and  $10^{-3}$  (see Table 6.1). These results agree with the energy conversion values (also between  $10^{-6}$  and  $10^{-3}$ ) found by Weichert *et al.* (1994) from  $M_S$  values for rockslides. They highlight the strong influence of nonlinear effects during the impact. In particular, the highly variable geotechnical site conditions of the impact zone (from soil to rock) probably explain the large variation of  $E_s/E_p$  ratios and the poor correlation between  $M_{rf}$  (or  $E_s$ ) and the rock-fall characteristics  $H_f$ ,  $V$  and  $D_p$  (correlation coefficient  $R$  lower than 0.5, Figure 6.7b, c, d). All the events where the rocks fell on a marly slope ( $R1$ ,  $R5$  to  $R9$ ) exhibit  $M_{rf}$  values below the regression line, resulting from the low coefficient of restitution of the slope surface. Two data points ( $R3$  and  $R5$ ) are systematically far from the best regression line.  $R5$  is the first rock-fall in a sequence of 5 events that occurred in the same place and shows an unexpected low magnitude value, compared to the other events. It occurred in winter and the mass failed on a snow layer which could have absorbed a part of the energy, particularly on such a steep slope ( $65^\circ$ ). Event  $R3$  exhibits a relatively high magnitude for the values

of fall height and runout (Fig. 7b and 7c). In Figure 6.7b, the vertical distance to the line could result from the initial sliding phase which contributed to the seismic energy and was not considered in the height-fall estimation. No explanation was found for the magnitude-runout graph which shows a very poor correlation. On the contrary, the signal duration  $t_{30}$  exhibits a better correlation with the potential energy ( $R=0.69$ , Figure 6.7e), with the runout ( $R=0.61$ , Figure 6.7h) and to a lesser extent with the volume ( $R=0.47$ , Figure 6.7g). No correlation was found between the fall height  $H_f$  and the ground-motion duration  $t_{30}$  (Figure 6.7f). Although limited in number, these results show that, contrary to earthquakes, the seismic energy derived from records can not characterize rock-falls. Alternatively, the signal duration  $t_{30}$  is more promising. The good correlation between  $t_{30}$  and  $D_p$  indicates that the signal duration, which conveys information on the different phases of the failure process, is controlled by the propagation phase of the rock-fall. As the runout distance increases with the rock-fall volume  $V$  (Legros, 2002), correlations are also found between  $t_{30}$  and the rock-fall characteristics  $E_p$  and  $V$ . However, the limited number of events considered in this study does not allow us to propose quantitative relationships between these parameters, and these preliminary results should be validated in the future for a larger number of events. Due to the limited success of global seismic parameters for characterizing rock-falls, we attempt to understand the different phases within the seismograms, using signal processing and 2D numerical modeling.

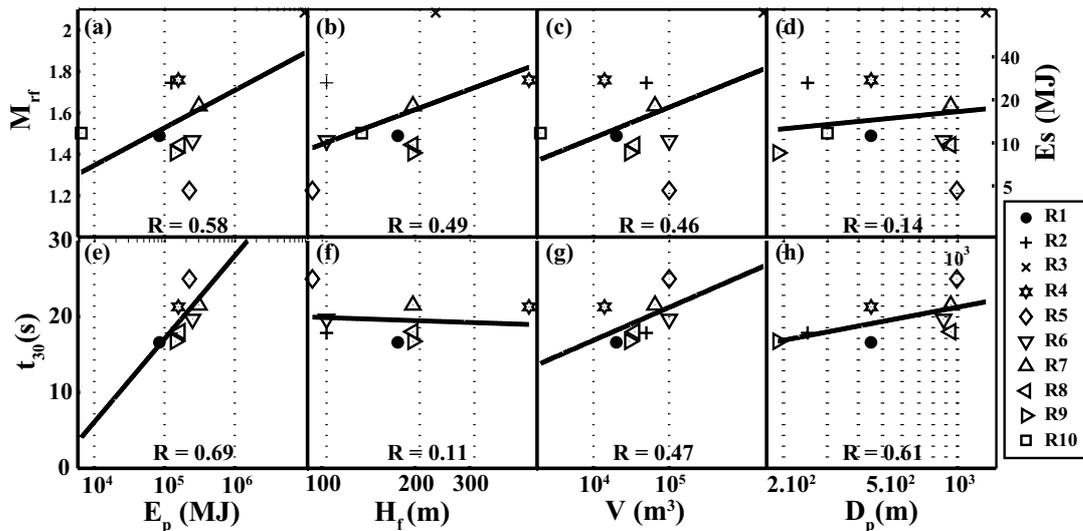


FIG. 6.7: Comparison between ground-motion characteristics (rock-fall seismic magnitude  $M_{rf}$ , seismic energy  $E_s$  and duration  $t_{30}$ ) and rock-fall parameters (potential energy  $E_p$ , fall height  $H_f$ , volume  $V$ , runout  $D_p$ ).  $R$  is the correlation coefficient of the linear regression analysis (solid black lines).

## 6.5 Spectrogram and polarization analysis

Rock-falls seismograms (Figure 6.4) exhibit complex shapes with an irregular envelope and several energy pulses, probably resulting from the existence of multiple sources and from the propagation of different waves. During an event (Figure 6.1), seismic waves are

likely to be generated during the initial slide and/or detachment of the block (elastic rebound), the impact on the ground and the mass propagation. As these seismic sources are all superficial, the energy is radiated as both body and surface waves. In the following we attempt to identify distinct seismic phases in the seismograms. Figure 6.8 shows the signals and the corresponding spectrograms for three events (*R1*, *R5* and *R9*) recorded at two close stations. The spectrograms are calculated with a sliding window of 2 s and an overlap of 80 %.

For the smallest event *R1* ( $V=2 \cdot 10^4 \text{ m}^3$ ), the seismogram recorded at station OG13 (Figure 6.8a), along with the spectrogram (Figure 6.8b), clearly shows four distinct seismic phases : the first P-wave at 3 seconds, a lower-frequency wave (around 2 Hz) arriving about 3 seconds later, a high-frequency wave (from 3 to 10 Hz) at 9 s and a second low-frequency energetic wave (2 Hz) 3 seconds later, just before the signal slowly begins to decrease. The time difference (6 seconds) between the first onset and the second high-frequency wave is compared to the theoretical fall duration  $D_f$  given by the equation :

$$D_f = t_i - t_d = \sqrt{\frac{2 \times H_f}{g}} \quad (6.5)$$

where  $t_i$  is the impact time,  $t_d$  is the time of the mass detachment,  $H_f$  is the fall height (170 m for *R1*) and  $g$  is the gravity constant ( $9.81 \text{ m/s}^2$ ). The computed fall duration (6.2 s for *R1*, see Table 6.5 and solid line in 6.8) is consistent with the observed time difference, supporting the existence of at least two seismic sources : one corresponding to the initial rupture associated with an elastic rebound during the detachment, and the other generated at the rock impact on the slope. In Figure 6.8a are drawn two solid vertical lines showing the first onset time  $t_d$  and the impact time  $t_i$ . The signal associated with the impact has higher amplitude and higher frequency, compared to the one observed during the elastic rebound phase (Figure 6.8b). In the same figure are also shown with vertical dashed lines the theoretical times  $t_{dS}$  and  $t_{iS}$  of the surface waves generated during the mass detachment and impact, estimated from the seismic model used for earthquake location (Paul *et al.*, 2001).

Event	Drop Height (m)	Station	Fall duration $D_f$ (s)	Distance (km)	$t_d$ (s)	$t_i$ (s)	$t_{dS}$ (s)	$t_{iS}$ (s)
R1	190	OG13	6.2	23.9	3.3	9.5	6.2	12.4
		OG17		40.2	6.9	13.1	11.8	18.0
R5	90	OG17	4.3	25.0	3.6	7.8	6.6	10.9
		OG14		27.3	4.2	8.4	7.5	11.8
R9	190	OG17	6.2	25.0	3.9	10.1	6.9	13.1
		OG14		27.3	4.3	10.5	7.6	13.9

TAB. 6.3: Arrival times of P and surface waves for the three rock-falls *R1*, *R5* and *R9*.  $t_d$  : arrival time of the P-wave due to the block detachment, as measured on the seismograms ;  $t_i$  : theoretical impact time obtained by adding the fall duration to  $t_d$ . ;  $t_{dS}$  and  $t_{iS}$  are the computed surface wave arrival times for the detachment and the impact, respectively

Computed times are given in Table 6.5, along with fall-height values and epicentral distances. The fit between these theoretical times and the two observed low-frequency wave arrivals is excellent, supporting the interpretation that the four main seismic phases observed in the seismogram are due to the generation of  $P$  and surface waves during the detachment and the impact of the mass.

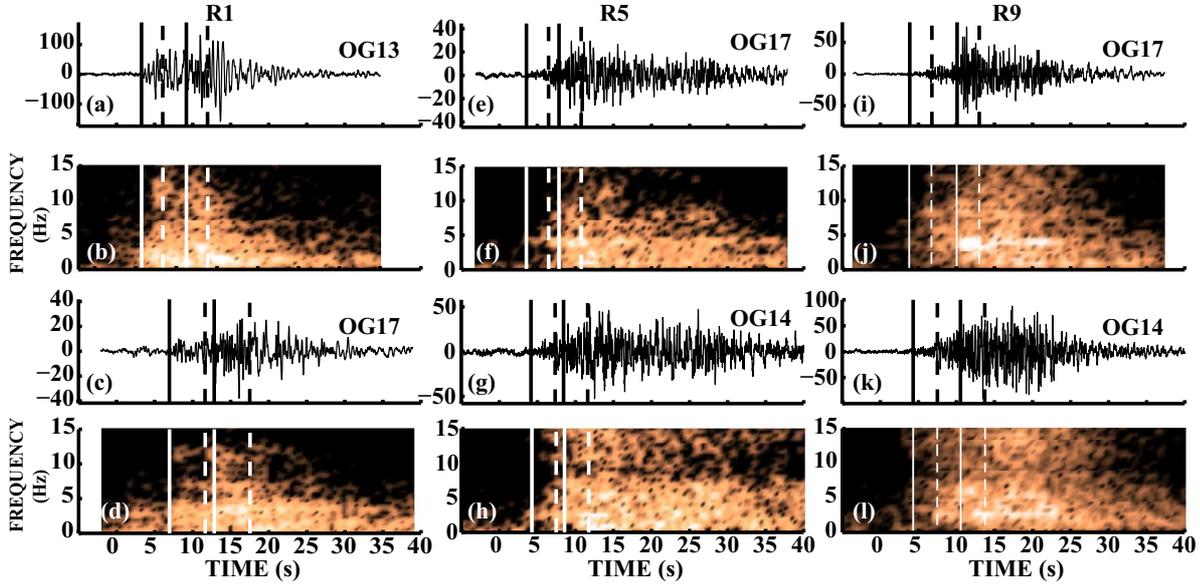


FIG. 6.8: Vertical- component signals (top) and corresponding spectrograms (bottom) for the  $R1$  (a to d),  $R5$  (e to h) and  $R9$  (i to l) events recorded at two different stations. The first solid line shows the  $P$ -wave generated during the initial rupture ( $t_d$ ) while the second indicates the theoretical impact time after the fall ( $t_i$ ) computed with formula 7. Dashed lines show the surface-wave arrival times for the two sources ( $t_{dS}$  and  $t_{iS}$  for the first and second source, respectively)

A similar analysis was made on the other 5 couples of seismograms and spectrograms and the four theoretical times are indicated in the same way in Figures 6.8c to 6.8l. These times are usually associated with energy pulses exhibiting frequency variations consistent with the impact (high frequency) or with the arrival of surface waves (low frequency). However, the seismograms are globally more complex. On the one hand, some features can be obscured by the superposition of two seismic phases, depending on the relation between the fall duration and the difference between the propagation times of  $P$  and surface waves. This is observed for the second record (station OG17, Figure 6.8c) of event  $R1$ , where  $P$ -waves generated by the impact interfere with surface waves radiated during the detachment. On the other hand, the source mechanism for the two other greater rock-falls  $R5$  and  $R9$  is clearly more complex than the one proposed for  $R1$ , as shown by the presence of energy pulses later in the signal (Figures 6.8e, 6.8g, 6.8i, 6.8k). In particular, the seismograms and spectrograms for rock-fall  $R5$  ( $V = 1 \cdot 10^5 \text{ m}^3$ ) suggest a multi-fall sequence and/or the generation of waves during the mass propagation. However, the time shift between the source detachment and the impact is consistent with the theoretical free-fall duration. As stated before, the late slowly decreasing-amplitude part of the signal is controlled by the propagation phase, as shown by the relation between the signal duration and the runout distance.

In order to validate the interpretation of  $P$ -waves and surface waves, wave polarization analyses were carried out on the available 3-component stations. Figures 6.9 and 6.10 show the seismograms recorded at station OG14 and the particle motions for the rock-falls  $R5$  and  $R9$ , respectively. The polarization analysis was performed on short time windows (0.5 to 1.5 seconds, according to the wave period) at the arrival times ( $t_d$ ,  $t_i$ ,  $t_{dS}$  and  $t_{iS}$ ) of the four identified waves. At  $t_d$  and  $t_i$  times (Figures 6.9b, 6.9d, 6.10b and 6.10d), the particle motions have the characteristics of a  $P$ -wave, mainly vibrating along a particular direction in the radial vertical plane, with an incidence angle between  $45^\circ$  and  $60^\circ$ . At  $t_{dS}$  and  $t_{iS}$  times (Figures 6.9c, 6.9e, 6.10c and 6.10e), the particle motions clearly exhibit an elliptical polarization typical of surface waves, with however a difference in the polarization direction. For both rock-falls, surface waves generated during the detachment (Figures 6.9c and 6.10c) are Rayleigh-type waves polarized in the propagation plane, consistently with the approximation of the elastic rebound by a vertical force. On the contrary, the surface waves radiated at the time of the impact also include Love-type waves with a significant tangential component (Figures 6.9e and 6.10e), particularly for event  $R9$ . Both rock-falls moved in a direction perpendicular to the line linking the events to the station OG14 (Figure 6.2). As the slope at the impact area is greater than  $50^\circ$  for the two events, a near vertical impact then induces a strong parallel-to-the-surface shear force, which generates Love-type surface waves at station OG14. Additional Love-type waves are also observed in the later part of the signals (not shown) and could result from the shearing due to the sliding mass if the movement evolves to a rock avalanche. Unfortunately, no three-component station was located in the propagation plane to show the generation of Rayleigh waves in this plane during the impact.

In conclusion, polarization analysis on 3-component stations confirms the types of waves detected in the seismogram and spectrogram study, showing the existence of at least two seismic sources in the rock-fall records. The first, which is probably due to the rupture and detachment phases, generates non-impulsive  $P$ -waves, while the second, which is interpreted as resulting from the impact, generates higher frequency and more energetic waves. The seismic characteristics of these two phenomena are studied using 2D numerical simulations.

## 6.6 Numerical Modeling

We simulate the fall of a rectangular block detaching from a cliff along a vertical plane (Figure 6.11a). The size of the block is 40x80m and the fall height is 170 m. The explicit 2D dynamic finite-element code Plast2 (Baillet *et al.*, 2005; Baillet et Sassi, 2006) is used to simulate detachment, frictional contact, fall and impact. The motion equation is both spatially and temporally discretized by using the finite-element method and the  $\beta_2$  explicit time integration scheme (Carpenter *et al.*, 1991), respectively. In order to ensure stability, the explicit scheme satisfies the usual Courant-Friedrichs-Levy ( $CFL$ ) condition ( $\Delta t \leq \xi(h/c)_{\min}$ ) where  $\Delta t$  is the time step,  $h$  is the element size,  $c$  is the wave speed, and  $\xi$  is a positive constant ( $\xi < 1$ ,  $\xi \approx 0.5$  in most practical purposes). Correct wave propagation is obtained by using 10 finite elements per wavelength (Mullen et T., 1982)

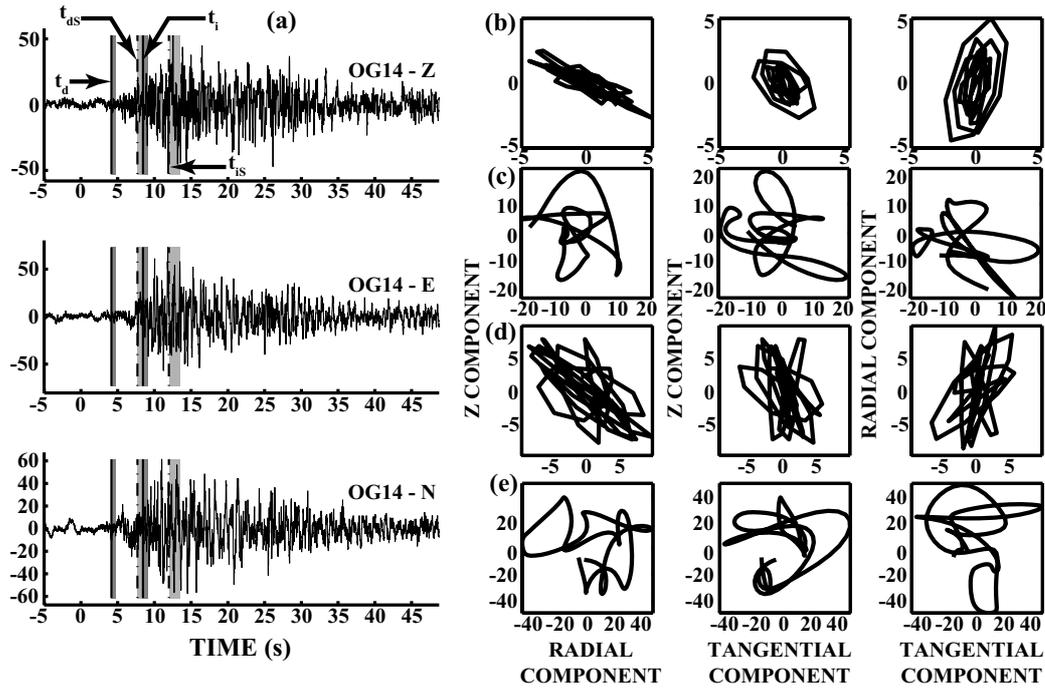


FIG. 6.9: Polarization analysis of signals recorded at station OG14 for the *R5* event. (a) 3-component seismograms with the four arrival times  $t_d$ ,  $t_i$ ,  $t_{ds}$  and  $t_{is}$  (vertical solid and dot-dashed lines). (b) and (c) Particle motions of the P-waves (during 0.5 sec) and surface waves (during 1.5 sec) at times  $t_d$  and  $t_{ds}$  (detachment phase) in the three polarization planes. (d) and (e) Idem for times  $t_i$  and  $t_{is}$  (impact phase)

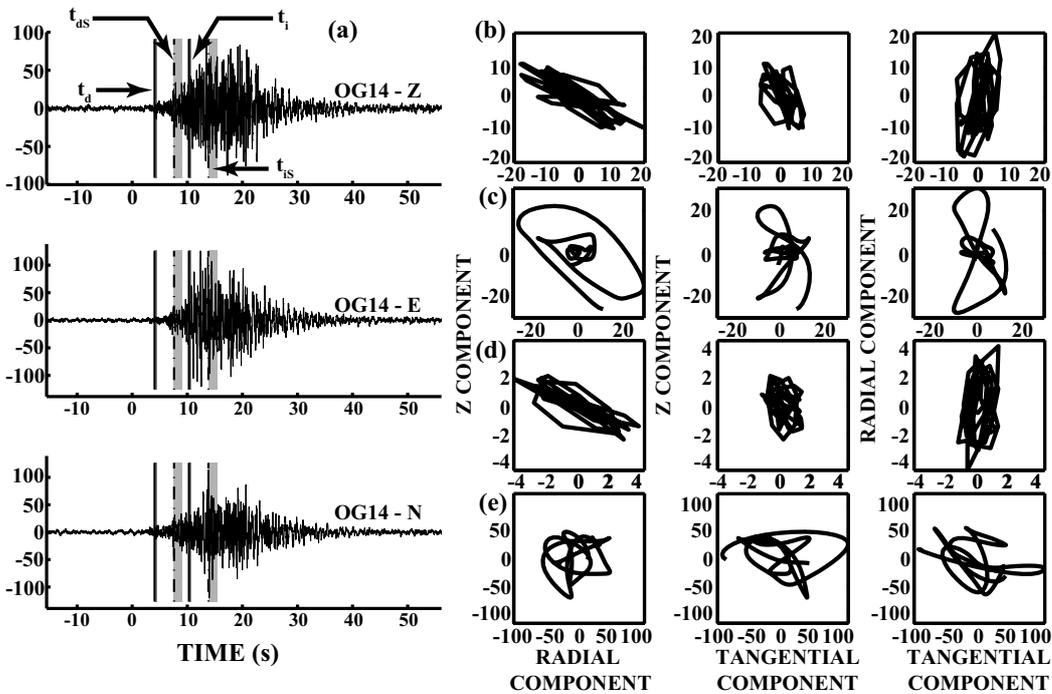


FIG. 6.10: Polarization analysis of the signals recorded at station OG14 for the *R9* event. Same caption as in Figure 6.9

with the absorbing boundary conditions proposed by Stacey (1988). Computations were made with 89,000 quadrilateral finite elements with an element size of 5  $m$ .

The code Plast2 considers large strains, large displacements and large rotations, as well as non linear material behavior. Contact non-linearity (block/cliff interface) is taken into account by using the forward increment Lagrange multiplier method (Carpenter *et al.*, 1991) which enables the evaluation of the normal and tangential contact stresses, as well as the determination of whether the contact surfaces locally stick, slip, or separate. The contact algorithm uses slave nodes on the block and target surfaces on the cliff. An elementary target surface defined by two nodes is broken down into Ferguson patch with a  $C^1$  continuity across the adjacent boundary (Faux et Pratt, 1979). A model coupling unilateral contact condition, Coulomb friction (constant coefficient) and adhesion (Raous *et al.*, 1999) is used for computing the contact stresses and displacements at each iteration. The intensity of adhesion is characterized by an internal variable  $\beta$  with  $\beta = 1$  for total adhesive interface, and  $\beta = 0$  for contact without adhesion.

First, the seismic signals generated during the block detachment are computed at two points  $A$  and  $B$  located at about 375  $m$  from the cliff (Figure 6.11a), on the lower and upper surfaces. The block and the cliff are supposed to be elastic ( $P$ -wave velocity  $V_p = 5820$   $m/s$ ;  $S$ -wave velocity  $V_s = 3112$   $m/s$ ; density  $\rho = 2.7$ ). Thus, the impact of the detached stiff elastic block is simulated for three rheological conditions of the ground, which are given in Table 6.4. In the first case, the ground is elastic with the same characteristics as the block. In the second case, the ground is still elastic but softer ( $V_p = 1700$   $m/s$ ,  $V_s = 909$   $m/s$ ,  $\rho = 1.5$ ) in order to simulate the impact conditions of a limestone block on a marl layer or on scree deposits. In the third case, we use an elasto-plastic law for simulating the non linear behavior of the ground. For the marl characteristics, the values given by Eberhardt *et al.* (2005) have been taken ( $c = 65$  KPa and  $\Phi = 35^\circ$ ). Here, we chose to use Von Mises criterion, with a corresponding elastic limit in compression of 288 KPa.

Case #	Block and cliff characteristics	Ground properties	
	Elastic	Elastic	Plastic
1	$V_p = 5820$ $m/s$ $V_s = 3112$ $m/s$ $\rho = 2.7$	$V_p = 5820$ $m/s$ $V_s = 3112$ $m/s$ $\rho = 2.7$	-
2	$V_p = 5820$ $m/s$ $V_s = 3112$ $m/s$ $\rho = 2.7$	$V_p = 1700$ $m/s$ $V_s = 909$ $m/s$ $\rho = 1.5$	-
3	$V_p = 5820$ $m/s$ $V_s = 3112$ $m/s$ $\rho = 2.7$	$V_p = 1700$ $m/s$ $V_s = 909$ $m/s$ $\rho = 1.5$	$\sigma_y = 348.(2.10^{-3} + \varepsilon^p)^{0.03}$ $\sigma_{y(\varepsilon_p = 0)} = 289$ KPa

TAB. 6.4: Dynamic characteristics of the block and the ground in the three simulation cases.  $V_p$  and  $V_s$  are the  $P$ -wave and  $S$ -wave velocities,  $\rho$  is the density,  $\sigma_y$  is the yield strength (Von Mises criterion) and  $\varepsilon^p$  is the equivalent plastic strain.

The seismic signals generated during the detachment at the two points  $A$  and  $B$  in the

0-20 Hz frequency range are shown in Figures 6.11b and 6.11c, respectively. They both exhibit a sharp signal, with a greater amplitude at point *B* (upper surface) than at point *A* (lower surface). This difference, which results from the difference of distance due to the cliff height and from the scattering on the edges, should attenuate at large distance when the cliff height becomes negligible. In the following we will consider the signal on the lower surface (point *A*) for comparing it to the seismograms due to the impact. The signals generated by the detachment of two blocks with different sizes (20 x 40 *m* and 40 x 80 *m*) are shown in Figures 6.11d and 6.11e, respectively, as well as the corresponding spectrograms (Figures 6.11i and j). For the 40 x 80 *m* block, the signal and the spectrogram show a maximum energy at very low frequency (below 2 *Hz*) with a permanent displacement due to the elastic rebound of the cliff after the block detachment ( $t > 0.2$  seconds). For the 20 x 40 *m* block, this effect is less visible and the maximum energy is shifted to a higher frequency in relation with the size of the block. The signals generated by the impact at point *A* for the three rheological conditions of the ground (table 6.4) are plotted in Figures 6.11f, 6.11g and 6.11h, along with the corresponding spectrograms (Figures 6.11k, 6.11l and 6.11m). The difference of time between the detachment and the impact events corresponds to the fall duration (about 5.8s).

In the two elastic cases (Figure 6.11f and g), the waves generated during the impact are 200 to 350 times greater than those radiated during the detachment (these figures have to be divided by two if we consider point *B* for the detachment). *P*-wave is better distinguished from Rayleigh wave for the soft elastic medium (case 2) due to the lower propagation velocities. In the spectrograms, the signal on the elastic stiff ground (Figure 6.11f) exhibits Dirac-like characteristics with energy spread over the whole frequency range (Figure 6.11k), while in the soft elastic case, the energy is more concentrated between 1 and 10 *Hz* (Figure 6.11l). Although the synthetic signals are simulated at small distance from the source, these results agree with the observations made on the real seismograms, that the signal associated to the impact has higher amplitude and a higher frequency, compared to the one observed during the detachment phase. However, the real amplitude difference is not as high as the one simulated and a ground plastic behavior is tested in order to evaluate the nonlinear effect on the wave characteristics (Figures 6.11h and m).

The introduction of plasticity in the ground with soft elastic characteristics dramatically decreases the impact amplitude by a factor 100 and strongly affects the spectral energy which concentrates below 5 *Hz*. The signal generated during the impact still exhibits greater amplitude (2 to 3.5) than the one due to the detachment, with a lower ratio range. This ratio is comparable to the one observed on measured seismograms (compare Figures 6.8 and 6.11). Even with a simple plastic law, these numerical results explain some of the main characteristics of observed seismograms and highlight the strong influence of ground non-linear behavior on the waves generated during the impact. The consequence is that frequency content and amplitude of the impact-related part of the signal cannot be used for extracting information on the fallen block or on the rupture mechanism. That analysis has to be focused on the early part of the seismograms, linked to the detachment phase, which shows spectral variations with the block size at low frequency.

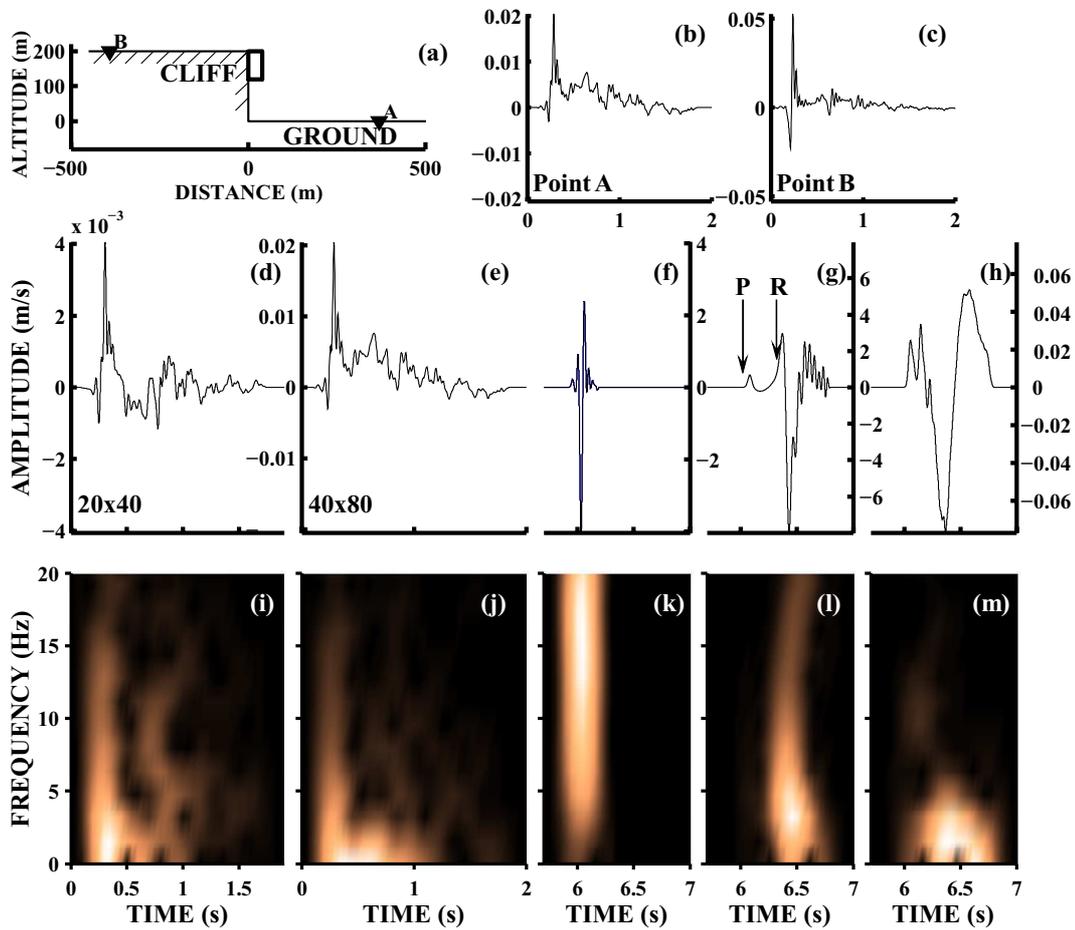


FIG. 6.11: Numerical simulations of the detachment and impact of a block. (a) Geometry of the model with the overhang block. (b) and (c) synthetic seismograms computed at points A and B, respectively, during the detachment of the 40 x 80 m block. (d) and (i) seismogram and spectrogram computed during the detachment of the 20 x 40 m block at point A. (e) and (j), seismogram and spectrogram computed during the detachment of the 40 x 80 m block at point A. (f) to (h) seismograms simulated for the impact of the 40 x 80 m block on an elastic rigid ground, on an elastic soft ground and on an elasto-plastic ground (cases 1 to 3 of table 6.4),  $P$  :  $P$ -waves,  $R$  : Rayleigh waves. (k) to (m) corresponding spectrograms

## 6.7 Conclusions

We analyzed seismograms recorded during rock-falls in the western Alps by the French permanent seismological network Sismalp with the aim of getting new information on the rock-fall mechanism. We used records of ten known events which occurred between 1992 and 2001. The study of the peak ground motions showed that the regional attenuation relation used for earthquakes is inappropriate for rock-falls. A new empirical attenuation relation for rock-fall-induced motions was derived from the data set, allowing a rock-fall seismic magnitude to be attributed to each event. In agreement with previous works, the comparison between the seismic energy and the potential energy released during rock-falls showed that only a very small amount (between  $10^{-6}$  and  $10^{-3}$ ) of the fall energy is transmitted as seismic waves. It highlights the effect of nonlinear processes (friction, cracking, plastic deformation) which probably explain the very poor correlation found between the seismic magnitude  $M_{r,f}$  (or  $Es$ ) and the rock-fall characteristics  $H_f$ ,  $V$  and  $D_p$ . These results imply that, contrary to earthquakes, the peak ground amplitude, dominated by the impact source, is not a good parameter for characterizing rock-falls. On the other hand, we showed that the signal duration was correlated to the runout distance, thus confirming the role played by the propagation phase on this characteristic of the seismogram. As the Sismalp network is equipped with short-period seismometers, it can only be concluded that the corner frequency  $f_0$  is close to or below 1 Hz for the investigated rock-falls. Another step forward for a more detailed study of the rock-fall dynamic mechanism would be to remove the propagation effects from the seismic records, using blind deconvolution methods (Liao et Huang, 2005; Sèbe *et al.*, 2005).

Signal and particle-motion analyses pointed out the complexity of the seismograms, with the arrival of at least two  $P$ -wave trains and two surface-wave trains. We linked these seismic phases to two distinct sources : the rupture and detachment of the block from the cliff generating an elastic rebound on the one hand, and the waves radiated during the impact following the fall on the other hand. The fall phenomenon might include other complex processes (fragmentation of the falling mass, interaction with the topography during the fall). However, preliminary 2D elastic and plastic numerical results retrieved the major spectral and amplitude characteristics of the rock-fall records. In particular, they highlighted the major effect of the plastic deformation on waves generated during the impact. Our numerical results also showed an influence of the block volume on the low-frequency content of the waves, suggesting that the first  $P$ -wave train could be used for characterizing rock-falls if high-quality broad-band seismometer records were available.

# Chapitre 7

## Modélisations des phénomènes de sources

Le paragraphe 6 a montré qu'il existe une information de l'initiation de la rupture au sein des signaux sismologiques enregistrés pendant un éboulement de terrain, et ce malgré une distance d'enregistrement supérieure à 10 *km*. Il est donc ainsi possible d'envisager une écoute sismique à proximité de sites sensibles pour déceler toutes anomalies dans la réponse sismique de l'écaïlle étudiée pouvant mener à la rupture.

L'objectif de cette partie est de réaliser une étude préliminaire à l'aide de modélisations par éléments finis sur la possibilité d'utiliser la partie du signal contenant l'information sur la rupture. Différentes formes d'instabilités rocheuses sont modélisées, permettant d'expliquer les formes de ruptures observées (Frayssines et Hantz, 2006), afin d'identifier les différences de réponse des phénomènes sismiques lors de la rupture. Comme dans le chapitre précédent, les modélisations géomécaniques sont réalisées à l'aide du code de calcul 2D par éléments finis *Plast2d* qui est en formulation dynamique explicite (Baillet *et al.*, 2005; Baillet et Sassi, 2006). Pour le calcul, l'hypothèse de déformation plane est utilisée impliquant que les principales forces agissant sur les blocs instables sont situées dans un plan vertical contenant le plan de déplacement.

### 7.1 Présentation des modèles.

Lors de ce travail, deux types de géométries ont été modélisés, basés sur des configurations typiques d'instabilités (Groupe falaise, 2001; Frayssines, 2005; Frayssines et Hantz, 2006). La première configuration correspond à un bloc rectangulaire en surplomb (fig. 7.1 a et b). Frayssines (2005) a identifié ce type de rupture pour l'éboulement du Ranc, s'étant déroulé dans les gorges de la Bourne le 30 janvier 2004 ainsi que pour l'éboulement R10, analysé dans la partie précédente. Les résultats de la modélisation ont été analysés préalablement dans la partie 6.

La deuxième configuration (fig. 7.1 c et d) modélisée par un bloc trapézoïdal correspond à un mécanisme de rupture en pied de versant rencontré par exemple pour l'éboulement de la Palette (R1), analysé dans le paragraphe précédent. Les caractéristiques des matériaux utilisés pour ces modélisations sont présentées dans le tableau 6.4 à la page

193 du paragraphe 6.6.

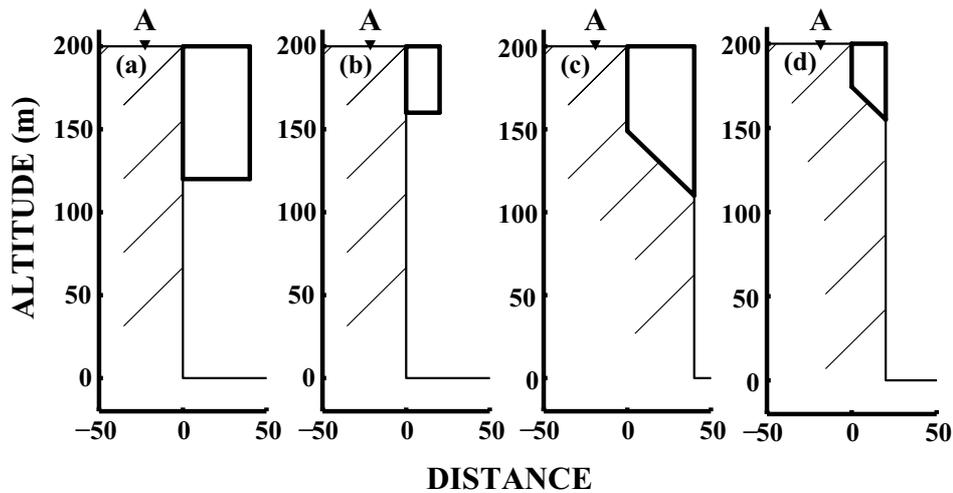


FIG. 7.1: Profils génériques modélisés : (a) et (b), cas de la rupture en surplomb, (c) et (d), cas de la rupture en pied de colonne.

Pour chacune des deux configurations, deux tailles de bloc ont été étudiées avec des volumes considérés de 3200 et 800  $m^3$  par mètre linéaire (/ml), respectivement fig. 7.1 a, c et 7.1 b, d. Le but de la modélisation est de tester l'influence du mécanisme de rupture et de la taille des blocs sur les caractéristiques du mouvement sismique résultant. La rupture est simulée en diminuant progressivement les caractéristiques mécaniques des interfaces correspondant aux ponts rocheux (surface de contact entre le bloc et le massif). Lors de la modélisation une variable d'endommagement est définie à chaque noeud du maillage de l'interface, et permet de diminuer la surface des ponts rocheux par rapport à la surface totale de contact du bloc avec le massif. Lorsque celle-ci est égale à 1, l'ensemble des liaisons agissent comme des ponts rocheux. Lorsqu'elle est égale à 0, il n'y a plus de ponts rocheux.

## 7.2 Analyse des simulations numériques – rupture en pied

### 7.2.1 Bloc de volume de 3200 $m^3$ /ml

La figure 7.2 montre l'évolution de la variable globale d'endommagement des ponts rocheux (a), l'enregistrement des signaux sismiques du massif au point A (vitesse verticale) (b), et le spectrogramme (c) correspondant généré pendant le détachement du bloc (fig. 7.1 c). Ce dernier a été calculé avec une fenêtre glissante de 2 s et un recouvrement de 80%. Les signaux sismiques sont générés lorsque la variable globale d'endommagement des ponts rocheux est égale à 0. Le bloc commence alors à glisser sur le socle incliné. L'analyse des instantanés réalisés à différents pas de temps de la modélisation (non présentée ici) montre un mouvement présentant des alternances de phase d'adhésion et de glissement. Ce mouvement est permis dans ce cas car la pente du socle ( $45^\circ$ ) est supérieure à l'angle de

frottement du matériau ( $30^\circ$ ). L'amplitude du signal sismique augmente entre 7 et 12 s, en présentant un aspect mono-fréquentiel. Le spectrogramme indique que cette fréquence est égale à 9 Hz environ (fig.7.2c). Au-delà de 12 s, d'autres fréquences présentant de l'énergie apparaissent clairement sur le spectrogramme, avec des valeurs égales à 2 et 3 fois la première fréquence caractéristique. De tels signaux harmoniques sont caractéristiques des instabilités générées lors du frottement de deux corps (Linck *et al.*, 2003). De plus, l'aspect cyclique montre qu'elles correspondent à des harmoniques de la fréquence fondamentale. Entre 12 à 15 s, l'amplitude du signal diminue, et l'ensemble des fréquences présentant de l'énergie diminue, certainement en relation avec la diminution de surface de contact entre le bloc et le massif.

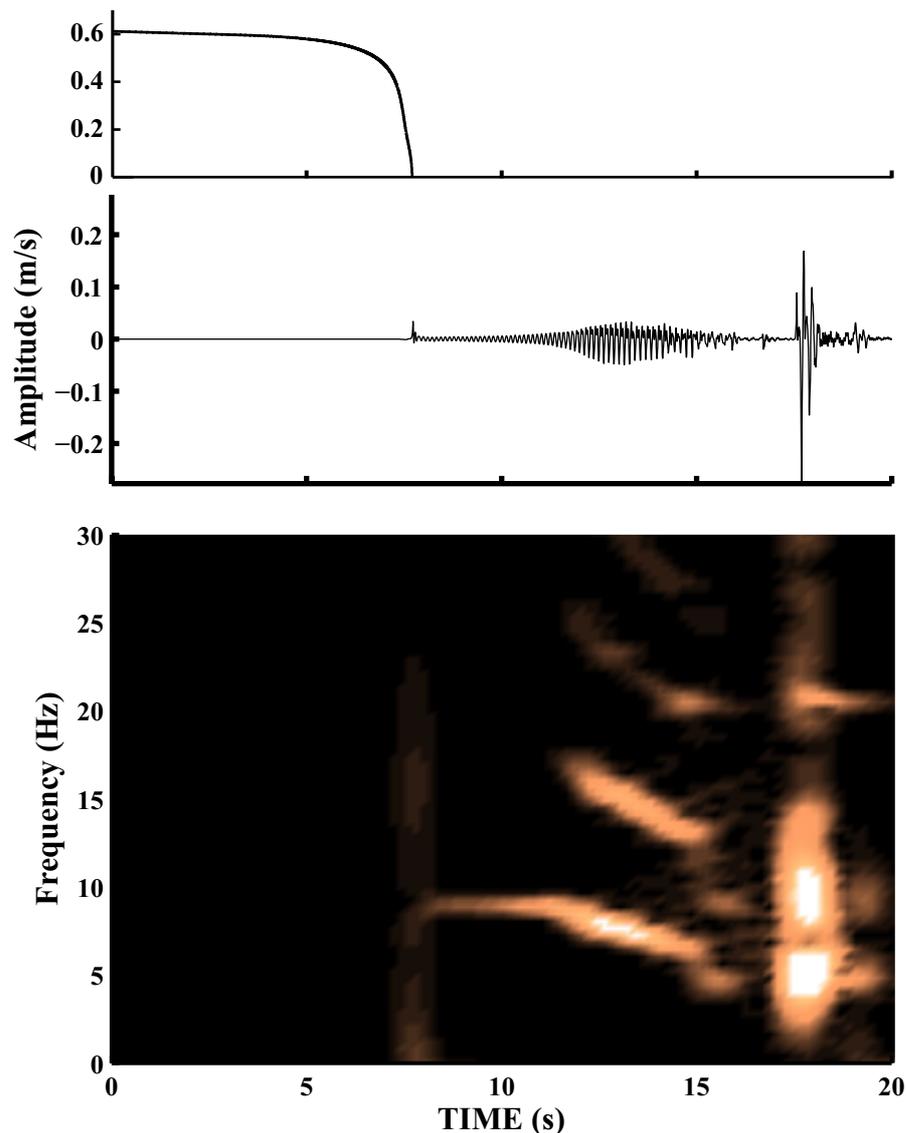


FIG. 7.2: Modélisation numérique du détachement pour la configuration géométrique présentée sur la figure 7.1c. (a) Critère d'endommagement des ponts rocheux, (b) sismogramme synthétique et (c) spectrogramme correspondant.

Après 15 s, aucune fréquence particulière ne ressort du spectrogramme. Le signal est composé d'impulsions, certainement dues aux chocs du bloc sur le massif pendant la phase

de basculement.

Afin d'analyser plus en détail ce contenu fréquentiel, une analyse modale du bloc a été réalisée à l'aide du logiciel RDM6 développé par Yves Debard ([www.iut.univ-lemans.fr/ydlogi](http://www.iut.univ-lemans.fr/ydlogi)). Celui-ci utilise la méthode des éléments finis pour évaluer le comportement mécanique et/ou thermique d'un objet. L'intérêt est de calculer les modes propres de vibrations d'une structure quelconque dont les déplacements rigides sont annulés. Grâce à ce logiciel, il est possible de modéliser, en plus, l'évolution des fréquences des modes propres en fonction de la surface relative du bloc en contact avec le substratum (représentant le ratio entre la longueur du bloc sur le massif et la longueur du socle AB). Dans ce travail, les références aux modélisations effectuées à l'aide de ce logiciel sont nommées modélisations RDM6, et seul l'analyse modale du premier mode propre est réalisée.

La réponse du massif, considéré comme infiniment rigide lors des modélisations RDM6, est modélisée par des appuis simples. Une analyse modale préliminaire de ce dernier a montré qu'il est composé d'un nombre important de modes de vibration, ayant une faible variation fréquentielle. Le bloc, animé d'une fréquence particulière lors du glissement avec frottement, va donc pouvoir imposer sa fréquence de vibration à l'ensemble du massif.

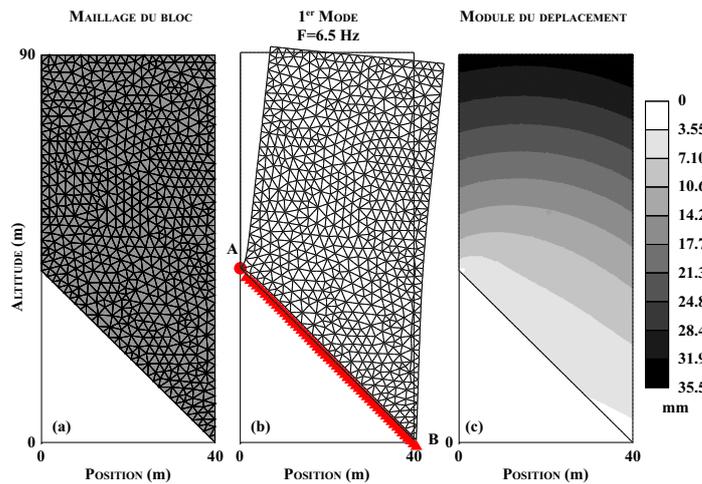


FIG. 7.3: (a) Maillage utilisé pour la modélisation (b), déformation maximale du bloc pour le 1<sup>er</sup> mode de vibration (c) et module de déplacement pour ce mode.

Le maillage du bloc modélisé par RDM6 est présenté sur la figure 7.3a. La figure propose une modélisation RDM6 lorsque la variable globale d'endommagement est égale à 0. A ce stade, le bloc n'a pas commencé à glisser, et il n'existe plus aucun pont rocheux entre le massif et ce dernier. La longueur de contact relative est égale à 100%. L'analyse modale ne peut être effectuée que si l'ensemble des déplacements rigides est supprimé. Ceci induit la présence d'une liaison de type rotule au point A (fig. 7.2b). La figure 7.3b présente la déformation maximale du bloc de l'analyse modale pour le 1<sup>er</sup> mode de vibration (égale à 6,5 Hz), ainsi que son module de déplacement (fig. 7.3c). La fréquence de résonance du bloc pour le deuxième mode est égale à 11,8 Hz. Aucune de ces deux fréquences (6,5 et 11 Hz) n'est égale à la fréquence de 9 Hz retrouvée par la modélisation Plast2d (fig. 7.2). Ceci s'explique par les liaisons de types appuis simples, qui modélisent un massif infiniment rigide et ne prennent pas en compte les forces de frottement tangentiel. En effet,

à ce stade, aucune rigidité tangentielle n'est prise en compte, ce qui n'est pas le cas pour la modélisation Plast2d à cause du coefficient de frottement sur le bloc.

Les résultats de la modélisation Plast2d (fig. 7.2) du détachement ont montré que la fréquence de résonance du bloc évolue en fonction du temps. En effet, la surface de contact entre le bloc et le massif rocheux diminue progressivement jusqu'à une valeur critique pour laquelle le bloc bascule et commence un mouvement de chute libre ( $t > 17s$ ).

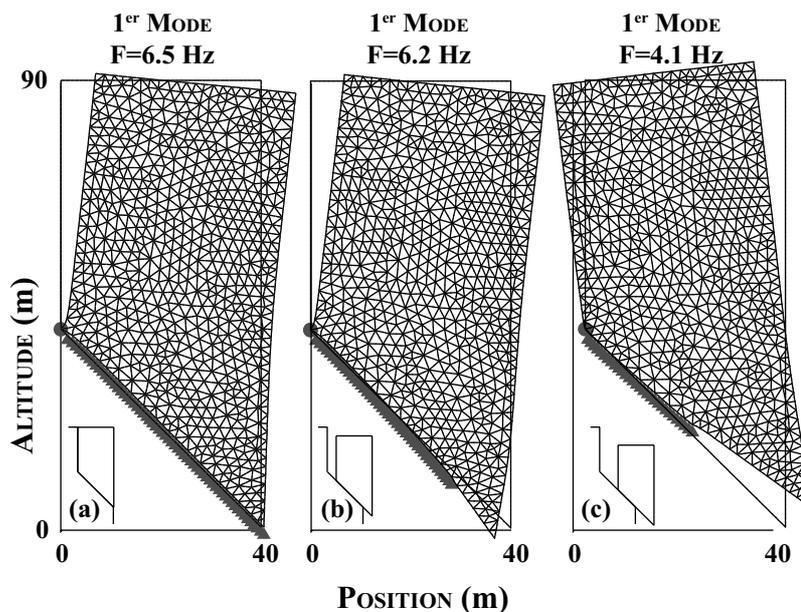


FIG. 7.4: Évolution de la déformation maximale du bloc pour le 1er mode de vibration en fonction de la surface relative de contact : (a) : 100%, (b) : 75%, (c) : 50%.

Afin de modéliser ce phénomène, le logiciel RDM6 a été utilisé, en diminuant le nombre d'appuis simples servant à recréer la réponse du massif, pour simuler une diminution de la surface relative en contact. La figure 7.4a montre, pour trois surfaces de contacts différentes (100%, 75% et 50%), l'évolution de la déformation maximale pour le premier mode de vibration ainsi que sa fréquence de résonance. La fréquence de résonance du 1<sup>er</sup> mode diminue de 6,5 à 4,1  $Hz$  lorsque la surface de contact relative diminue de 100 % à 50%. La figure 7.5 montre l'évolution de la fréquence propre des quatre premiers modes de vibration quand la surface relative en contact diminue de 100% à 4%. Le 1<sup>er</sup> mode présente une faible décroissance de 100 à 70% puis diminue d'une façon régulière pour atteindre une fréquence proche de 0  $Hz$  quand la surface relative est égale à 4%. Pour les modes supérieurs, la variation est plus complexe, montrant des phases de stabilisation et de décroissance de la fréquence caractéristique des modes correspondants. Entre 100 et 50% de surface relative en contact, l'évolution des fréquences caractéristiques des quatre premiers modes est similaire à celle observée lors de la modélisation Plast2d du détachement.

Un suivi temporel permettant de caractériser l'évolution des fréquences présentant de l'énergie pourrait ainsi être envisagé pour ce type d'instabilité dans le but de suivre l'évolution de la stabilité du bloc.

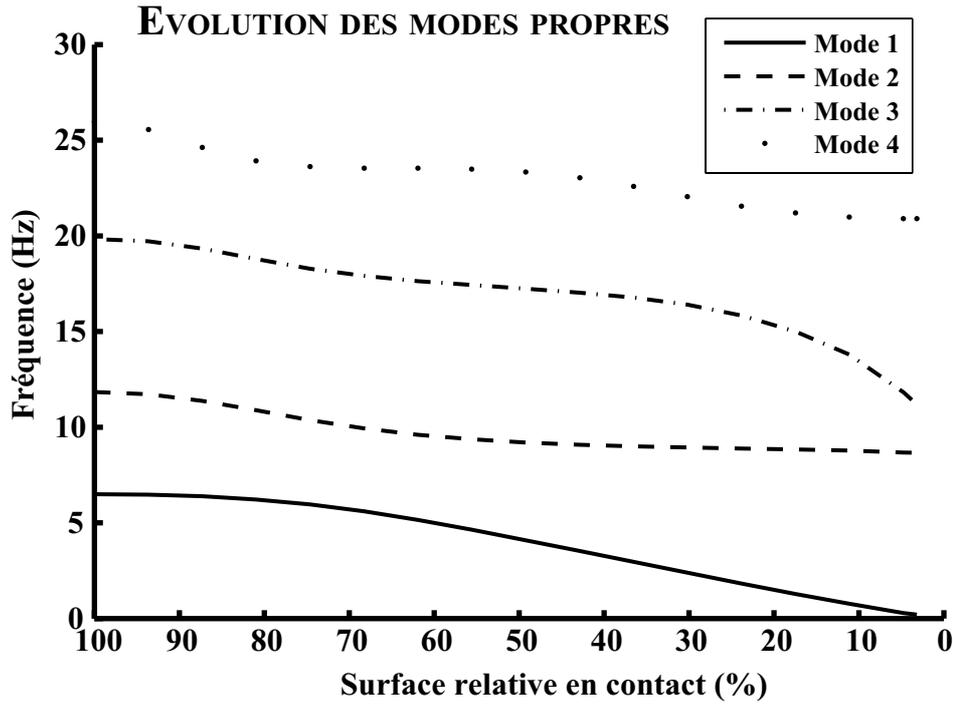


FIG. 7.5: Evolution de la fréquence de vibration pour les 4 premiers modes en fonction de la surface relative de contact.

### 7.2.2 Bloc de volume de $800 \text{ m}^3/\text{ml}$

La figure 7.6 présente les résultats de la modélisation Plast2d (fig. 7.2 d) pour l'enregistrement des signaux sismiques effectués au point A (vitesse verticale (a) ainsi que le spectrogramme correspondant (b) pour un bloc ayant un volume quatre fois moins important que le bloc précédemment. L'allure générale des signaux est comparable à celle du bloc précédent, qui a un volume 4 fois plus important. Les premiers instants du signal sont plus difficiles à analyser. Une première fréquence de résonance à 25 apparaît après 4 s, puis diminue brusquement à 18 Hz entre 4.5 et 5.5 s. Elle décroît alors de façon linéaire pour atteindre 11 Hz à 8 s. Comme précédemment, des chocs impulsifs sont présents à la fin du mouvement, dus aux rebonds du bloc sur la paroi pendant la phase de basculement.

L'analyse modale de l'écaïlle à l'aide de RDM6 (fig. 7.7) a montré un 1<sup>er</sup> mode propre de fréquence égale à 13 Hz, soit le double de celle trouvée pour un bloc de volume quatre fois plus important. Ainsi, lorsque le volume de l'écaïlle est multiplié par 4, la fréquence de résonance du bloc est divisée par deux. On peut remarquer que la fréquence de vibration pour un oscillateur simple est donnée par la formule suivante Newmark et Hall (1971) :

$$f = \sqrt{\frac{K}{2\pi M}} \quad (7.1)$$

où  $f$  représente la fréquence de vibration,  $K$  la rigidité et  $M$  la masse de l'oscillateur simple. D'après cette relation, pour une masse quatre fois moins importante, la fréquence de résonance est deux fois plus élevée. Les résultats de la modélisation Plast2d et RDM6 sont donc en accord avec cette théorie.

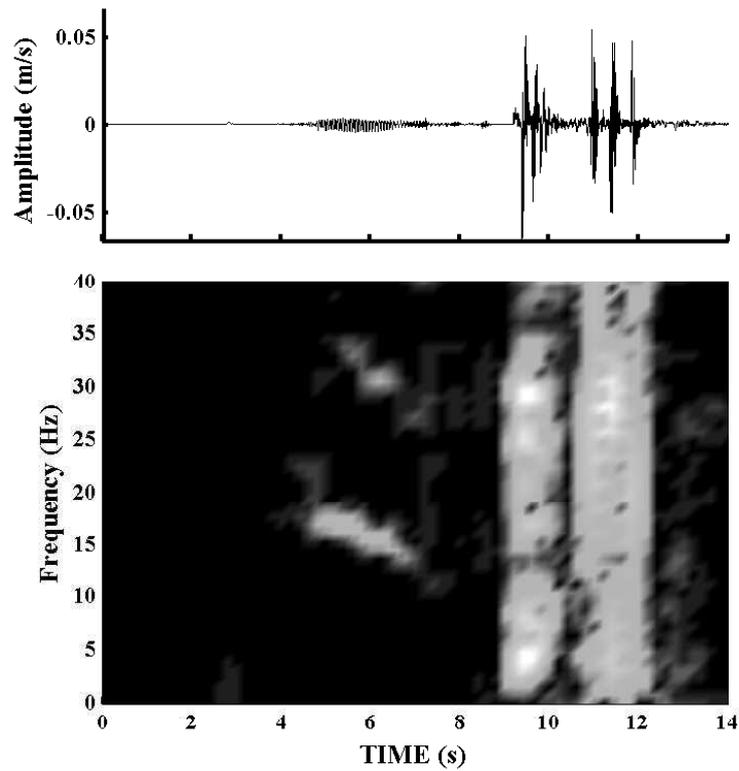


FIG. 7.6: Modélisation numérique du détachement du bloc pour la géométrie présentée sur la figure 7.1 d. (a) Sismogramme synthétique et (b) spectrogramme correspondant.

Le mécanisme par rupture en surplomb (fig. 7.1a et b) a déjà été discuté précédemment. Sur ces modélisations, aucun signe précurseur n'a permis d'évaluer la stabilité du bloc. Par contre, la réponse sismique de l'éboulement est différent dans ces deux cas, et ne présente aucun trait commun avec le mécanisme de rupture en pied de colonne.

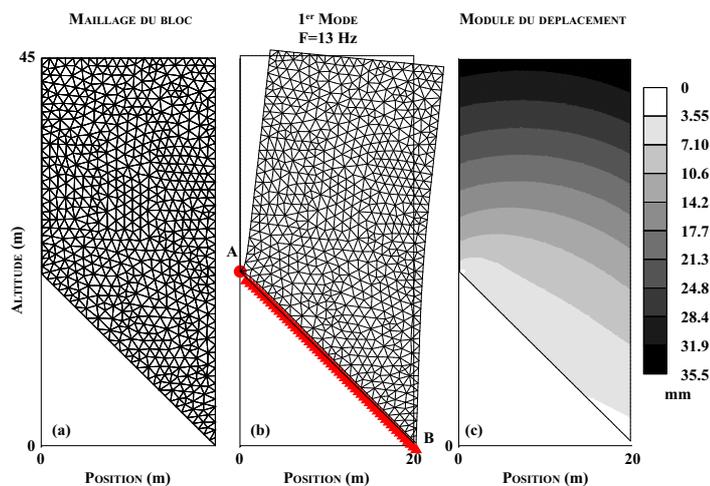


FIG. 7.7: (a) Maillage utilisé pour la modélisation du petit bloc, (b) 1er mode de vibration du bloc et (c) module de déplacement pour ce mode.

## 7.3 Conclusions

La réponse sismique théorique d'un massif présentant un compartiment instable ayant des configurations géométriques et des tailles différentes a été modélisée pour deux types de rupture fréquemment observés (ruptures en surplomb et en pied de colonne).

Les modélisations Plast2d ont montré que la réponse sismique modélisée dépend fortement du type d'instabilité ainsi que du volume de l'écaïlle modélisée. La rupture en surplomb, analysée au paragraphe 6.6 ne présente pas de signal sismique précurseur permettant de prévoir l'aléa, si le comportement de l'interface est homogène sur toute sa longueur. Par contre, il apparaît clairement que le contenu fréquentiel, lors du détachement de la masse rocheuse, dépend fortement du volume mis en jeu.

Dans le cas d'une instabilité en pied de colonne, la réponse sismique du massif pendant la rupture présente deux phases. La première, caractéristique du mouvement de l'écaïlle est composée d'une série de cycles d'adhérences et de glissements sur le socle et présente une fréquence caractéristique énergétique. Celle-ci est liée au mode de vibration propre de l'écaïlle qui dépend de ses caractéristiques géométriques et mécaniques. La modélisation Plast2d a aussi montré que cette fréquence diminue lorsque la surface relative en contact entre le bloc et le massif diminue. Il a aussi été constaté que les fréquences de résonance varient en fonction de la racine carrée du volume modélisé, comme le prévoit la relation d'un oscillateur simple.

L'analyse modale réalisée sur le premier mode propre à l'aide d'une modélisation RDM6 n'a pas permis de retrouver la fréquence caractéristique en partant de la géométrie du bloc modélisé. Ceci est certainement dû à la prise en compte de mauvaises conditions aux limites. Cependant, l'étude RDM6 réalisée a montré l'existence d'une relation entre la fréquence de résonance et la surface relative de contact, allant dans le même sens que celle obtenue à l'aide du logiciel Plast2d.

L'étude présentée, qui doit être généralisée pour d'autres types d'instabilités, est très prometteuse au niveau de la détection de l'aléa. Il est ainsi possible de réaliser des mesures sismiques afin d'analyser l'évolution du contenu fréquentiel provenant du mouvement de l'écaïlle rocheuse afin d'appréhender le degré de stabilisation pour une certaine configuration géométrique, comme la rupture en pied de colonne.

Pour les ruptures en surplomb, le suivi temporel à l'aide du géoradar pourrait être envisagé afin de suivre l'évolution de la fracturation. Une autre méthode peut être l'enregistrement du bruit sismique en supposant que la réponse de l'écaïlle face à des sollicitations sismiques dépend de son degré de fracturation.

# Conclusions et perspectives



# Chapitre 8

## Conclusions

L'objectif de ce travail de thèse était d'étudier l'apport des mesures géophysiques en vue d'améliorer la compréhension de l'aléa éboulement rocheux. L'effort s'est porté sur deux secteurs clés de l'aléa : la fracturation de la zone de départ avant la rupture d'une part, et la dynamique du phénomène d'autre part. Des développements ont été réalisés dans l'acquisition, le traitement et l'inversion de données géophysiques afin d'améliorer les connaissances sur ces deux aspects.

### 8.1 Apport du géoradar sur l'étude de la géométrie de la fracturation de la falaise

La première partie de ce mémoire s'inscrit directement dans la continuité des travaux initiés précédemment par Dussauge-Peisser (2002) et Jeannin (2005) sur les falaises calcaires. Elle vise à déterminer les possibilités de l'imagerie géophysique, et plus particulièrement du géoradar, pour détecter et caractériser la géométrie des discontinuités à l'intérieur du massif (orientation, pendage, continuité des fractures). Par rapport aux travaux précédents, cette étude s'insère dans une perspective multidisciplinaire visant à évaluer l'aléa. Deux sites reconnus comme potentiellement instables et de dimensions différentes ont été choisis dans le massif du Vercors (France) : le site des Gorges de la Bourne caractérisé par une écaille en surplomb de  $2000\text{ m}^3$ , et le site du Rocher du Midi constitué d'une colonne d'environ  $50000\text{ m}^3$ .

De par leurs tailles différentes, les deux sites ont fait l'objet de reconnaissance avec des antennes spécifiques déplacées sur la paroi. Dans le premier cas, l'utilisation d'antennes à hautes fréquences (500 et 800  $MHz$ ) a permis d'imager la fracturation du massif dans les cinq premiers mètres avec une très bonne résolution (respectivement de 5 et 3  $cm$ ). Sur le site du Rocher du Midi, la fracturation a été étudiée à l'aide d'antennes à plus basses fréquences (100 et 200  $MHz$ ) permettant une pénétration supérieure (25  $m$ ) mais avec une résolution moindre (respectivement de 25 et 12,5  $cm$ ). Sur ce site, deux profils horizontaux ont été réalisés afin d'orienter les fractures obliques par rapport à la paroi et d'obtenir une image 3D de la fracturation. Sur les deux sites, des profils *CMP* verticaux ont été réalisés en falaise afin de calculer le profil de vitesses des ondes radar, permettant de convertir les temps de propagation en profondeurs et de localiser précisément les fractures par rapport

au front de falaise.

Dans les deux cas, la géométrie de la fracturation déterminée par imagerie radar a été confirmée par des données géologiques. Sur le site des Gorges de la Bourne, la localisation des fractures en profondeur a été validée ponctuellement par deux sondages horizontaux. Sur la base de l'imagerie radar, l'aléa sur ce site (et le risque associé) a été classé comme élevé et l'écaille a été minée. L'observation du nouveau front de falaise, dont la topographie suit un plan de fracturation a permis de valider les données radar. Dans le cas du Rocher du Midi, les images radar ont mis en évidence deux principales familles de fracture correspondant à celles mesurées en affleurement, ainsi qu'une discontinuité majeure pentée à  $60-70^\circ$  vers l'intérieur du massif qui n'avait pas été détectée lors de la reconnaissance géologique initiale. Une investigation structurale plus poussée a confirmé l'existence de cette fracture majeure. L'ensemble des fractures détectées ne semble pas susceptible de provoquer une instabilité de grande masse. Si le pendage de la fracture ouverte avait été vers l'extérieur du massif, l'évaluation de l'aléa aurait été complètement différente.

Ces résultats montrent l'intérêt de l'imagerie radar comme outil pour la caractérisation de la fracturation interne de falaises et comme aide pour l'évaluation de la stabilité d'un objet potentiellement instable, en complément des techniques traditionnelles. Dans cette approche, les ondes réfléchies ne sont utilisées que pour délimiter la géométrie et la continuité des fractures. Or, la réflectivité des ondes sur une fracture dont l'ouverture est petite par rapport à la longueur d'onde dépend des caractéristiques géométriques et diélectriques de la zone de remplissage.

## 8.2 Caractérisation de la fracture par méthode inverse

Dans une seconde partie, l'ensemble des paramètres contrôlant l'amplitude et la phase d'une onde *EM* réfléchi a été étudié et différents schémas d'inversion des propriétés de la fracture ont été proposés.

La modélisation des antennes de  $100\text{ MHz}$  utilisées pour la prospection géoradar a montré une faible dépendance fréquentielle (entre  $50$  et  $150\text{ MHz}$ ) de l'amplitude et de la phase du diagramme de radiation dans le plan H pour des angles de rayonnement inférieurs à  $60^\circ$ . Cela permet de généraliser le diagramme de radiation obtenu pour une gamme élevée de fréquence.

Le coefficient de réflexion d'une couche mince présente une forte dépendance fréquentielle et angulaire due au contraste des propriétés *EM* des matériaux et de l'épaisseur de la discontinuité. Une étude numérique a validé l'expression analytique du coefficient de réflexion d'une couche mince pour des épaisseurs variant de  $0$  à  $\lambda/2$ . Sur cette base, une méthode a été développée pour corriger les phénomènes de propagation, d'atténuation et de radiation des ondes *EM*. Pour s'affranchir de la dépendance fréquentielle de la source (forme de l'ondelette générée), l'ensemble des traces mesurées est normalisé par une trace de référence, au détriment de la connaissance des valeurs absolues de l'amplitude et de la phase.

Deux méthodes d'inversion, basées sur un algorithme de voisinage et utilisant les variations angulaire et/ou fréquentielle de la réflectivité, ont été développées afin de déterminer

la nature et l'épaisseur du remplissage des fractures. La première utilise la dépendance angulaire du signal réfléchi corrigé de l'effet de la propagation et du diagramme de radiation. Les tests effectués sur des fractures comportant 5 matériaux de remplissage ont permis de retrouver, pour un signal normalisé à un offset de référence, la permittivité complexe du matériau de remplissage ainsi que son épaisseur, quand cette dernière est comprise entre  $\lambda/20$  et  $\lambda/2$ . La difficulté de la mise en œuvre de cette méthode provient des termes de corrections qui sont interdépendants. La deuxième méthode utilise à la fois les dépendances angulaire et fréquentielle de la réflectivité sur des signaux non corrigés des effets de la propagation. Les différents effets influençant l'amplitude et la phase des ondes *EM* sont directement intégrés dans l'algorithme d'inversion, qui détermine les caractéristiques *EM* du massif, la profondeur de la fracture, ainsi que son matériau de remplissage et son épaisseur. Sur des cas synthétiques, la méthode permet de parfaitement déterminer la permittivité complexe de la fracture et son épaisseur, quand cette dernière est comprise entre  $\lambda/20$  et  $\lambda/2$ , ainsi que la partie imaginaire de la permittivité du massif. La profondeur et la partie réelle de la permittivité du massif sont estimées avec une erreur inférieure à 10%. Cette méthode d'inversion a finalement été appliquée sur deux sites présentant des matériaux de remplissage et des ouvertures différents.

### 8.3 Etude dynamique des phénomènes de rupture et de propagation d'un éboulement

L'étude dynamique des éboulements de terrain se heurte au problème du manque de données expérimentales sur ce phénomène. Dans ce travail, une analyse a été réalisée sur les signaux sismiques engendrés par 10 éboulements dans les Alpes françaises en vue de quantifier ces événements dont les caractéristiques géométriques sont connues.

Une comparaison des paramètres des signaux sismiques (amplitude, énergie, durée, fréquence) et des éboulements (hauteur, distance de propagation, volume, énergie potentielle) a montré que, contrairement aux séismes, l'amplitude maximale du signal (et l'énergie sismique correspondante) ne peut pas être utilisée pour caractériser un éboulement. Ce résultat s'explique par la prédominance des effets non linéaires lors de l'impact, extrêmement dépendant des conditions géotechniques locales. Par contre, une bonne correspondance a été observée entre la durée des enregistrements sismiques et l'énergie potentielle et le volume mis en jeu. L'utilisation de ce paramètre sismique pourrait ainsi permettre de classifier les éboulements selon leur importance. Aucune conclusion n'a pu être tirée sur la fréquence de coin, généralement inférieure à la fréquence de résonance (1 Hz) des capteurs disponibles. Une analyse détaillée des spectres et de la polarisation des signaux pour trois événements a montré la complexité des sismogrammes, avec l'arrivée de au moins de deux trains d'ondes *P* et de deux trains d'ondes de surface. Ces phases sismiques ont été liées à deux sources sismiques distinctes : une première consécutive à la rupture (rebond élastique) et une seconde résultant de l'impact et de la propagation de la masse instable. Bien que d'autres phénomènes (fragmentation de la masse, interaction avec la topographie lors de la chute) lors d'un éboulement, une étude numérique préliminaire par éléments finis a permis de retrouver les principales caractéristiques spectrales

et d'amplitude des enregistrements. La modélisation numérique a aussi montré l'influence du volume du bloc instable sur la fréquence des signaux générés lors du détachement et de l'impact, ainsi que l'effet majeur de la déformation plastique sur les ondes générées lors de l'impact.

# Chapitre 9

## Perspectives

Ce travail de thèse laisse apparaître plusieurs perspectives de recherche future pour la caractérisation des fractures mais aussi pour l'étude des sources sismiques des éboulements de terrain.

Pour améliorer l'évaluation de l'aléa d'éboulement, deux stratégies peuvent être développées. La première vise à étudier l'évolution de la fracturation et/ou l'apparition de nouvelles fractures en réalisant un suivi temporel par prospection géoradar. La deuxième est l'instrumentation du bloc potentiellement instable à l'aide de capteurs sismologiques pour enregistrer les signaux résultant de la propagation de fractures (étude acoustique) ou des changements dans la réponse sismique du massif. Dans ce dernier cadre, la mesure du bruit de fond sismique pourrait permettre de quantifier l'évolution du degré de fracturation d'une écaïlle, par son effet sur la réponse du site (variation de l'amplitude et/ou de la fréquence de résonance).

L'évaluation de la stabilité peut être aussi contrainte plus précisément grâce à une meilleure connaissance du remplissage des fractures. La méthode d'inversion développée dans cette thèse à partir d'une acquisition *CMP*, permettant de retrouver ponctuellement tous les attributs d'une fracture, peut être utilisée pour contraindre la source. Disposant d'un signal de référence, l'inversion des signaux *EM* pourrait être généralisée sur toute la longueur de la fracture (Jeannin, 2005).

La connaissance du diagramme de radiation des antennes est importante pour étudier l'amplitude des signaux *EM*. Les sociétés qui commercialisent les systèmes radar opérationnels sont avares en documentation en ce qui concerne les caractéristiques des antennes. Ainsi, pour palier ce manque de connaissance, une étude expérimentale doit être menée pour connaître précisément le diagramme de radiation des antennes dans une configuration donnée. Ces données expérimentales peuvent ainsi valider les modélisations, afin d'étendre ces études pour différents matériaux composant le sol.

En ce qui concerne l'analyse des signaux sismiques, l'étude réalisée ne comporte qu'un nombre limité d'éboulements. Les conclusions obtenues lors de ce travail doivent être validées à partir d'un plus grand nombre d'événements, si possible enregistrés par des capteurs large bande afin de pouvoir réaliser une étude fréquentielle correcte. En particulier les ondes P du signal dans le signal générées lors de la phase de détachement (rebond élastique...) pourraient permettre de caractériser la géométrie de l'éboulement (Volume et/ou dimension de l'écaïlle) si le rapport signal sur bruit est suffisamment bon. La ca-

ractérisation des éboulements par les signaux sismiques est aussi rendue complexe par les effets de la propagation entre la source et la station sismologique. Des traitements de déconvolution aveugle pourraient être appliqués afin de déterminer le signal source lors d'un éboulement. Parmi les différentes techniques proposées, la déconvolution multicanaux, qui considère l'information de plusieurs capteurs différents et qui ne fait aucune hypothèse sur la phase des signaux semble être la plus prometteuse car aucune hypothèse n'est faite sur la phase de signaux (phase minimale, ...) et elle prend en compte l'information commune de plusieurs capteurs différents pour le même événement.

En conclusion, un effort important doit être réalisé sur la prise de mesure (déplacement, géophysique, météorologique, ...) pour quantifier l'évolution temporelle de ce type d'aléa pour mieux identifier le rôle des différents précurseurs induisant une évolution des caractéristiques du réseau de fracture. Ces mesures permettront d'appuyer les développements théorique et numériques, permettant notamment de prendre en compte l'anisotropie des matériaux sondés.

# Annexes



# Annexe A

## Apport de la prospection Géophysique pour l'imagerie des dépôts d'éboulements

### A.1 Introduction

Des rétro-analyses portant sur la propagation sur des éboulement en masse connus ont été effectuées afin de voir l'influence des paramètres d'entrées et la concordance entre le modèle et la réalité (Bottino *et al.*, 2002; Crosta *et al.*, 2003; Pirulli, 2005). Ces modélisations expliquent de manière satisfaisante les observations du terrain (extensions des dépôts), mais aucune conclusion ne peut être tirée sur l'accumulation de la quantité de matériaux car peu de cas existent avec des modèles numériques de terrain (MNT) avant et après l'évènement.

L'épaisseur du dépôt, qui peut varier de quelques mètres à une centaine de mètres, est difficile à évaluer pour des éboulements anciens. Cette information, capitale afin de contraindre les modélisations, n'est généralement pas disponible. Dans ce chapitre, des méthodes classiques d'imagerie géophysique sont testées afin d'estimer plus précisément l'épaisseur de ces dépôts. Afin de valider ces méthodes, trois sites présentant des caractéristiques géologiques différentes sont étudiés.

### A.2 Etude des sites d'éboulements

Deux sites étudiés se situent en Italie, dans la région d'Aoste, constitutif des éboulements du Triolet (1717, Deline, 2002) et de la Becca France (1564, Pagannone, 2003). Le dernier (éboulements du Margériez, Amelot *et al.*, 2004) est localisé en France dans le massif des Bauges.

L'utilisation des méthodes géophysiques peut permettre d'imager les dépôts d'éboulements, dont deux types principaux peuvent être distingués :

- les dépôts constitués principalement de roches marneuses,
- les dépôts constitués de roches plus compactes (calcaire, granite ...).

Dans le premier cas, l'évènement aura pour conséquence de remanier fortement le

matériau étudié, augmentant la porosité et facilitant ainsi les circulations de fluide à l'intérieur du dépôt d'éboulement. Au niveau des caractéristiques géophysique, la sensibilité de la vitesse des ondes  $P$  ne sera pas importante. Par contre, en raison de la désorganisation du matériau, la vitesse des ondes  $S$  a tendance à diminuer et l'altération de la roche dû à la présence d'eau, ainsi que son remaniement diminuent la résistivité électrique.

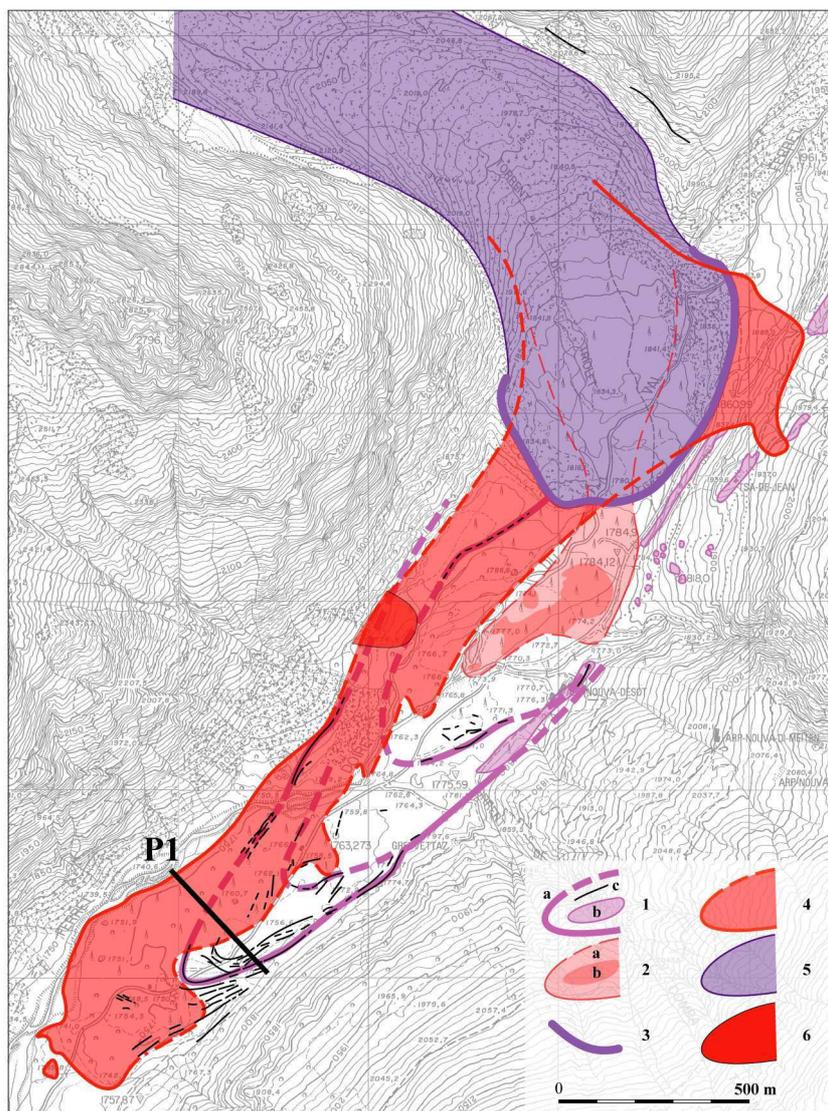
Dans le deuxième cas, après l'éboulement, les vides ont une dimension importante, induisant une forte perméabilité. L'eau n'a donc pas le temps de stagner dans le dépôt ce qui limite l'altération. Par rapport à la roche en place, les vitesses des ondes  $P$  ont tendance à diminuer fortement, ainsi que la vitesse des ondes  $S$ . La présence de vides de forte dimension a pour conséquence, contrairement aux dépôts de types marneux, d'augmenter la résistivité électrique.

### A.2.1 Eboulement du Triolet

**Présentation** L'aiguille du Triolet, qui culmine à 3870 m, se situe dans le massif du Mont-blanc, à l'Est de Chamonix, et surplombe le Val Ferret Italien. Le massif du Mont-blanc est constitué de roches cristallines, composées en grande partie par le granite du Mont-Blanc. Deux réseaux de fractures principales ont été mis en évidence (Antoine *et al.*, 1979). Le premier, de direction Nord-Sud, correspond à des déformations anciennes (Calédonien à Hercynien). Le deuxième, caractérisé par une structure d'orientation N 45-50 ° E, est d'origine Alpine. La bordure sub-orientale est délimitée par une faille chevauchante, qui sépare le massif du Mont-blanc et la zone helvétique et ultrahelvétique. Cette dernière est essentiellement constituée de roches sédimentaires et métamorphiques. Dans le secteur du Val Ferret, le substratum est essentiellement constitué de calcaire siliceux du Dogger ainsi que des schistes argileux noirs de l'Aalénien (Antoine *et al.*, 1979). Le terrain en place est de type alluvial limoneux dans lequel des blocs granitiques peuvent être présents.

La niche d'arrachement de l'éboulement du Triolet n'est pas connue de façon certaine. Le périmètre pouvant correspondre à la zone de départ est de l'ordre de 9 km (Deline, 2002). Le secteur était situé en haute montagne, l'action de l'érosion y est importante (gélifraction...).

Le volume du dépôt rocheux est estimé entre 16 et 18  $10^6 m^3$  (Porter et Orombelli, 1980). La morphologie de la zone de dépôt (figure A.1) ainsi que le parcours de cet éboulement, ont été étudiés récemment par Deline (2002). La structure du dépôt est de type "open-work". Les blocs sont enchevêtrés les uns dans les autres sans qu'il y ait nécessairement un remplissage d'argile ou de sable. Selon cette étude, le volume serait de l'ordre de  $8 \times 10^6 m^3$ . Ces estimations ne prennent pas en compte les volumes de glace, de neige et névé incorporés dans l'éboulement. Cette proportion, très variable, peut correspondre entre 15% et 90% du volume de roche mobilisé au cours de la propagation. Il en résulte une grande incertitude au niveau du volume de glace incorporé dans les événements anciens. La distance horizontale parcourue entre le front du dépôt et la niche d'arrachement est de l'ordre de 7 km pour un dénivelé approximatif de 1,8 km. Cette distance, relativement élevée pour les dimensions de l'éboulement, a été favorisée par la présence du glacier de Triolet.



Carte des dépôts du haut Val Ferret.

- 1 : complexe morainique tardiglaciaire  
(a : limite d'extension ; b : placage de till ; c : crête morainique)
- 2 : dépôt d'éroulement holocène [ $< 1000$  AD]  
(a : limite d'extension ; b : amas de blocs) ;
- 3 : moraine externe consécutive à l'éroulement holocène
- 4 : dépôt d'éroulement de 1717 ;
- 5 : complexe morainique récent du glacier de Triolet (XVIIIe-XXe siècle)
- 6 : dépôt d'éroulement local ( $> 1717$  AD)

FIG. A.1: Carte des dépôts du haut Val Ferret (d'après Deline, 2002).

**Mesures Géophysiques.** Une tomographie électrique (Profil P1-E) de 290 m de long et une tomographie sismique (profil P1-S) de 300 m de long ont été réalisées sur le dépôt d'éboulement dont l'implantation est reprise sur la figure A.1. La tomographie électrique, composée de 60 électrodes espacées de 5 m, a été effectuée avec une configuration d'électrodes de type Wenner car peu sensible au bruit (Nguyen, 2005). L'inversion a été effectuée à l'aide du logiciel Res2dInv (Loke et Barker, 1996). Après 5 itérations, le RMS est de

1,2% pour une profondeur de pénétration de 50~m environ. La tomographie sismique P1 a été acquise selon trois sous-profilés avec des géophones verticaux de 4,5Hz de fréquence propre. La distance entre les géophones est de 5 mètres pour 22 sources (chute de poids). Les premières arrivées des ondes sismiques sur les trois profils ont été inversées conjointement à l'aide du logiciel Sardine (Demagnet, 2000). Le profil de vitesse initial correspond à une vitesse homogène égale à 2500  $m/s$ . Au bout de 10 itérations, le RMS est égal à 2,1% pour une profondeur de pénétration maximale de 60 mètres environ.

Les profils géophysiques ont été réalisés perpendiculairement à la direction de propagation de l'éboulement et à cheval sur le dépôt de 240  $m$  de long qui présente une structure chaotique de type open work. Les limites latérales du dépôt se situent à 40 et 280  $m$ . Sur les quarante premiers et vingt derniers mètres du profil, le terrain en place est de type limoneux et aucun bloc n'apparaît en surface. La Doire, qui est le torrent local, se situe à une altitude de 1742  $m$ .

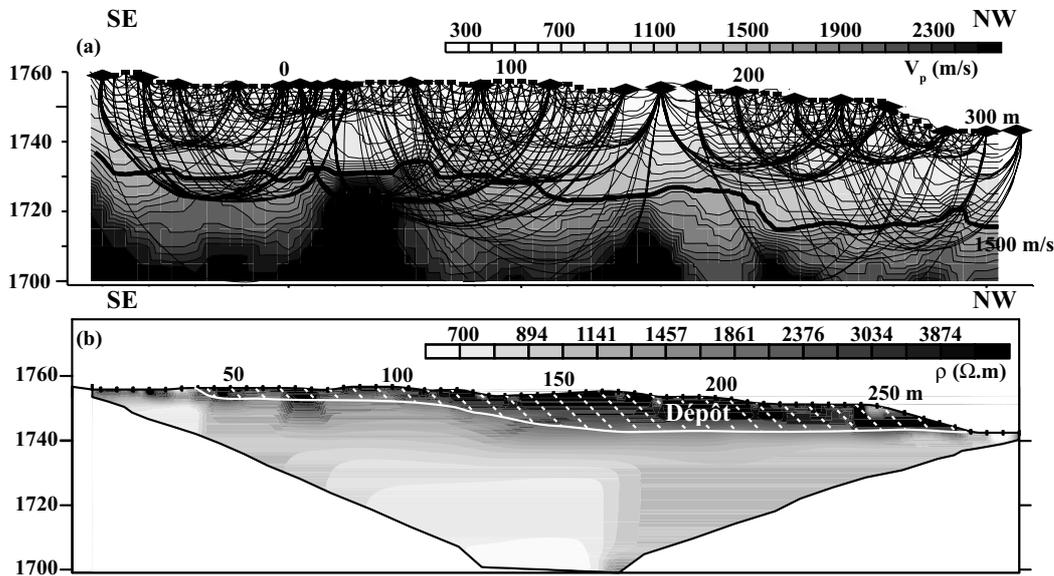


FIG. A.2: Profils de tomographies sismique (a) et électrique (b) réalisées sur le dépôt d'éboulement du Triolet. Les abscisses sont identiques sur les deux profils.

La tomographie sismique (figure A.2a) montre un gradient de vitesse continue de 400 à 1700  $m/s$  dans les 30 premiers mètres. A 30 mètres de profondeur, les vitesses sismiques augmentent brusquement pour atteindre des valeurs supérieures à 2000  $m/s$ . Aucune limite permettant de distinguer le dépôt du sol en place n'apparaît clairement au niveau de la tomographie sismique. De plus, la tomographie sismique n'a pas permis de mettre en évidence la nappe. En effet, la Doire se situe après 300 mètres d'abscisses à la même altitude que les derniers géophones. A ce niveau, les vitesses sismiques des ondes P sont largement inférieures à 1500  $m/s$ . Le torrent peut donc avoir un régime perché.

Sur la tomographie électrique, deux couches sont identifiables. Une première, superficielle, est résistive. Elle apparaît entre 40 et 280 mètres avec une épaisseur variant entre zéro et une quinzaine de mètres pour une résistivité électrique comprise entre 1200 et 6000  $\Omega.m$ . La deuxième couche, qui se situe sous la première, est plus conductrice (de 400 à 1000  $\Omega.m$ ).

La couche résistive correspond parfaitement avec les limites latérales géométriques du dépôt observé sur le terrain. Son épaisseur augmente progressivement du SE vers le NW, pour atteindre sa profondeur maximale à une abscisse égale à 175 mètres. L'indication de la limite du dépôt est indiquée sur la figure A.1. A noter qu'aucun indice permet de localiser la présence de la nappe sur la tomographie électrique.

## A.2.2 Eboulement de la Becca France

### Présentation

L'éboulement de la Becca France s'est produit à l'aube du 6 juillet 1564. Il a détruit le bourg de Thouraz qui comptait environ 600 habitants. Les roches qui composent l'éboulement sont essentiellement des schistes lustrés, des ophiolites, cargneules et des gypses appartenant à la zone Piémontaise (Bistacchin et Massironi, 2001). D'après des estimations (Gianotti *et al.*, 2006) récentes, le volume est évalué entre 15 et 20 millions de mètres cubes. La distance de parcours est de 2900 m, avec une largeur moyenne de 450 m. Le terrain en place est de type alluvionnaire, avec des passages locaux de dépôts gravitaires.

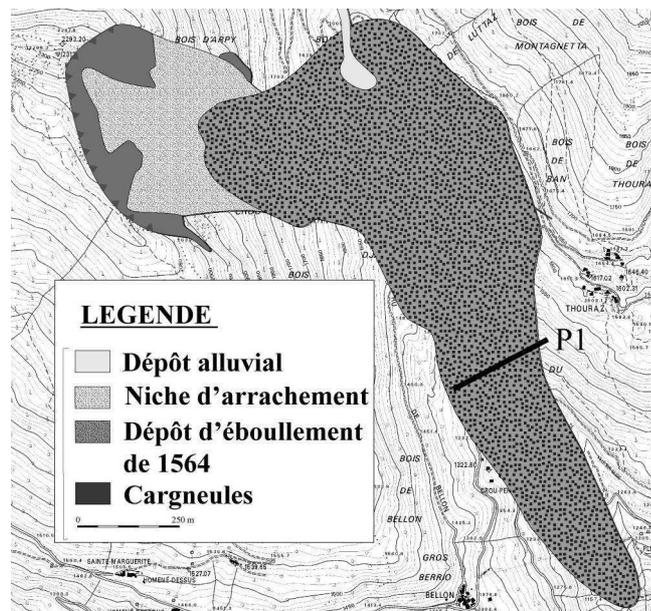


FIG. A.3: Localisations du Profils sur la carte de délimitation du dépôt (d'après Marco Paganotti, communication personnelle).

### Profils Géophysiques

Une tomographie électrique (Profil P1-E), ainsi qu'une tomographie sismique (profil P1-S) ont été réalisées sur le dépôt d'éboulement, dont la localisation est reprise sur la figure A.3. Comme pour la prospection réalisée sur le dépôt d'éboulement du Triolet, le dispositif d'électrodes utilisé est de type Wenner. Elle mesure 315 m de long, pour une distance entre les électrodes de 5 m. Après 5 itérations, l'inversion donne une profondeur de pénétration de 50 mètres environ, et un RMS après inversion égale à 3,5%. La tomographie sismique, quand à elle, mesure 230 mètres, pour une distance entre géophones de 5

mètres. Elle a été acquise en deux sous-profils, à l'aide de géophone verticaux de 4,5 Hz de fréquence propre pour 17 sources (une chute de poids). Le modèle initial avant inversion présente une vitesse homogène égale à 2800  $m/s$ . Après 10 itérations, le RMS obtenu est de 4,5%, pour une profondeur de pénétration égale à 30 mètres environ. Les profils ont été réalisés perpendiculairement au dépôt d'éboulement. Des études géomorphologiques (Pagannone, 2003) montrent que le dépôt occupe tout le fond de la vallée (de 0 à 260 mètres) dans le secteur où le profil P1 a été réalisé. Lors de la campagne de terrain, aucun écoulement n'a été constaté dans le torrent.

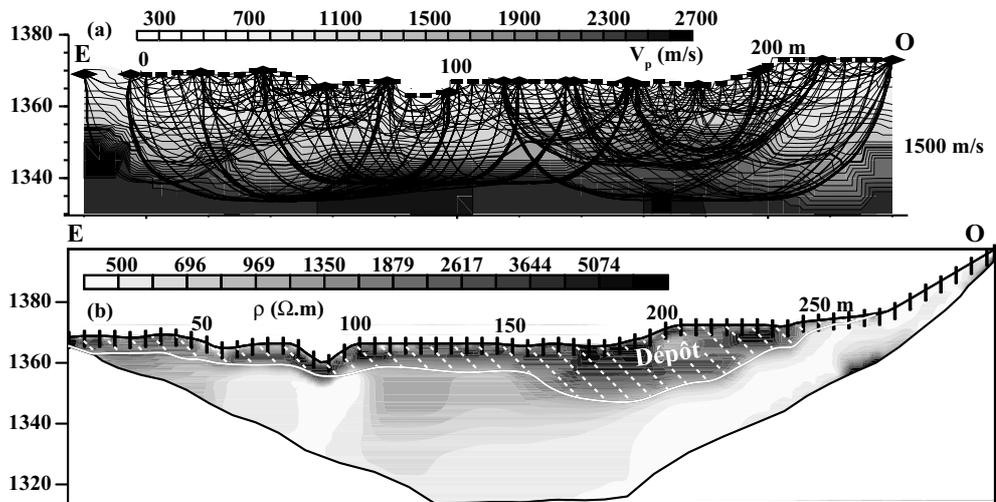


FIG. A.4: Profils de tomographie sismique (a) et électrique (b) réalisés sur le dépôt d'éboulement de la Becca France. Les abscisses sont identiques sur les deux profils.

Comme dans le cas du dépôt du Triolet, la tomographie sismique (fig. A.4) montre un gradient de vitesse continu dans les 20 premiers mètres, entre 500 et 1500  $m/s$ . A 30 m de profondeur, les vitesses sismiques sont supérieures à 2500  $m/s$ . Cette tomographie ne permet pas d'imager le dépôt d'éboulement. De plus, aucun indice permettant de localiser la nappe n'est visible.

La tomographie électrique (fig. A.4) montre deux couches distinctes superposées. La couche de surface, qui est résistive ( $1200 \Omega.m < \rho < 5000 \Omega.m$ ) a une épaisseur variant de 0 à 20 m et s'étend de 0 à 260 m. Ces abscisses correspondent aux limites latérales du dépôt. La deuxième, située en profondeur, est plus conductrice ( $\rho = 500 \Omega.m$ ). La couche de surface de forte résistivité correspond sans doute au dépôt consécutif de l'écroulement de Becca France. En effet, celui-ci est essentiellement constitué de blocs ayant une nature très résistive. La couche en profondeur correspond aux anciennes limites topographiques. Comme il l'a été observé pour le dépôt d'éboulement de l'aiguille du Triolet, il existe un fort contraste de résistivité entre le dépôt et le sol en place (alluvionnaire et dépôt gravitaire).

### A.2.3 Eboulement du Margérialz

#### Présentation

Le Mont Margérialz (1845 m) est situé dans le massif subalpin des Bauges, à 12 km au NE de Chambéry, à proximité du plateau nordique de La Féclaz-Le Revard. Il est constitué de calcaire massif à faciès urgonien, sur une hauteur de 100 à 120 m et repose sur des marnes hauteriviennes, des calcaires du Valanginien, et enfin des marnes du Valanginien inférieur. Le chevauchement du Margérialz traverse le versant vers 1300 à 1450 m d'altitude, et superpose la série précédente sur le synclinal des Déserts, constitué de sédiments Oligocène.

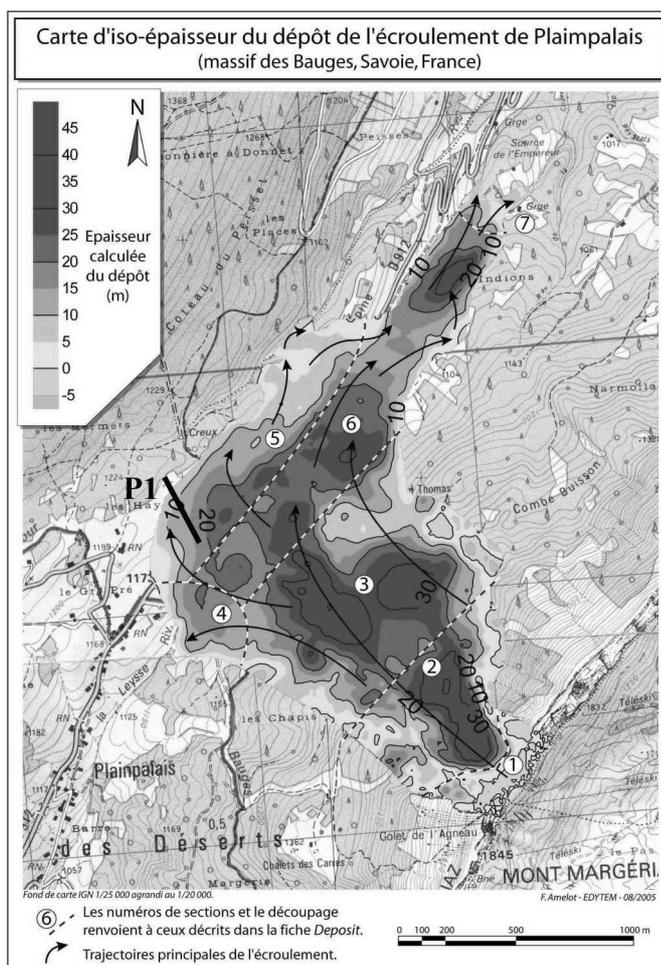


FIG. A.5: Carte des dépôts du Margérialz (d'après Amelot *et al.*, 2004).

L'éboulement du Mont Margérialz intéresse l'ensemble de ces formations. La corniche de calcaire urgonien a chuté en direction du Col de Plainpalais, emportant les formations sous-jacentes sur une largeur de 400 m à 1 km (fig. A.5). C'est un volume d'environ  $30 \cdot 10^6 \text{ m}^3$  qui s'est écroulé, formant une surface de dépôt de  $2 \text{ km}^2$  entre 1600 et 1010 m d'altitude avec un front de 2,37 km de large (Amelot *et al.*, 2004). Cet évènement qui

s'étend sur plus de 3 km de long, est remonté de 50 m environ sur le versant opposé. Les matériaux de l'éboulement sont constitués pour un quart environ de formation calcaire, et pour le reste de marnes. Le dépôt est donc essentiellement marneux, avec localement des blocs rocheux pouvant dépasser les 100 m<sup>3</sup> (Amelot *et al.*, 2004). Ce site été choisi car il présente des caractéristiques inverses des deux autre. En effet, l'éboulement intéresse d'avantage des roches marneuses, ayant une plus faible conductivité par rapport aux deux précédents, constitués essentiellement de roches granitiques (Triolet) ou de cargneules (Becca France).

### Profil Géophysique

Sur ce site, une tomographie électrique a été réalisée (fig. A.6) dont l'implantation est reprise sur la figure A.5. La tomographie mesure 315 m de long, l'espacement entre les électrodes est de 5 mètres et le dispositif utilisé est de type Wenner. Le dépôt d'éboulement a été cartographié entre 0 et 230 mètres. Il a été réalisé dans le versant opposé situé directement en face des falaises responsables de l'événement.

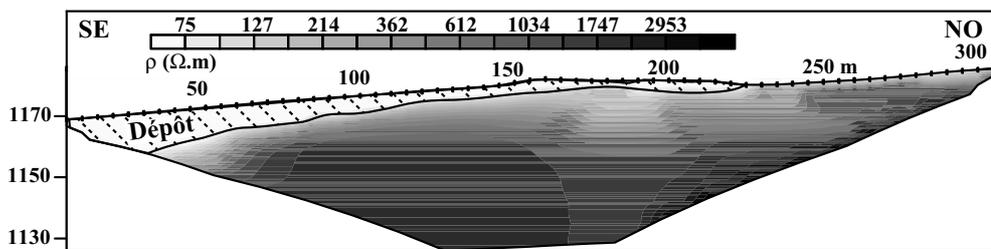


FIG. A.6: Profil de tomographie électrique réalisé sur le dépôt d'éboulement du Margéraz.

Après 5 itérations, l'inversion fournit un RMS égal à 1,1%, pour une profondeur de pénétration de l'ordre de 40 mètres. Deux couches superposées peuvent être observées. La plus profonde, plus résistive (de 250 à 1000  $\Omega.m$ ) affleure à partir de 230 m<sup>3</sup> environ. La couche de surface moins résistive (inférieure à 100  $\Omega.m$ ) a une épaisseur qui diminue progressivement de 20 m au début du profil pour s'interrompre après 230 m. Le dépôt de l'éboulement étant constitué de marnes remaniées, donc d'un matériau fracturé où peut s'infiltrer l'eau, cette couche est plus conductrice que l'encaissant constitué de marnes compactes. Cette couche de surface est sans aucun doute le dépôt de l'éboulement étudié d'autant plus que la limite identifiée à l'aide du profil correspond à la limite géomorphologique cartographiée.

## A.3 Conclusions

L'objectif de cette étude limitée à trois sites était de tester la capacité des méthodes géophysiques à imager les dépôts d'éboulement. Pour mener à bien ce travail, deux méthodes d'imageries géophysiques classiques ont été appliquées sur des dépôts présentant des caractéristiques différentes : un éboulement ayant affecté les falaises marno-calcaires dans le massif des bauges et deux avalanches rocheuses composées de roches magmatiques

et métamorphiques. Les dépôts des éboulements ont été reconnus par des profils électriques et sismiques (Triolet et de la Becca France), et par un profil électrique (Margérian).

Sur le dépôt d'éboulement du Triolet et de la Becca France, les tomographies sismiques n'ont pas montré de contraste de vitesse entre le terrain en place et le dépôt. En effet, le contraste de vitesse sismique entre ces deux matériaux n'est pas important. Même si le dépôt est constitué de roches de type magmatique ou métamorphique, l'importance de la taille des vides a pour conséquence de diminuer de façon importante la vitesse des ondes P. Par contre, les tomographies électriques, montrent un contraste important de résistivité électrique (de  $400 \Omega.m$  à  $4000 \Omega.m$ ). Les dépôts sont composés de roches désagrégées avec présence de vide (structure de type open-work), présentant une résistivité importante. Comparé au sol en place, constitué de sol de type alluvionnaire de faible résistivité, le contraste permet d'imager le dépôt de façon évidente.

Dans le cas des formations marno-calcaires, la tomographie électrique effectuée sur l'éboulement du Margérian montre un contraste faible mais évident entre le dépôt d'éboulement principalement constitué de marnes remaniés et la roche en place (marnes). Dans ce type de configuration, les matériaux marneux éboulés présentent une résistivité plus faible que les marnes en place, en raison de leurs structures moins compactes favorisant l'infiltration d'eau.



# Bibliographie

- C.P. ALBERTS, Surface reconstruction from scan paths. *Future Generation Computer Systems*, **20**, 1285–1298, 2004.
- N.N. AMBRASEYS, K.A. SIMPSON et J.J. BOMMER, Prediction of horizontal response spectra in Europe. *Earthq. Eng. Struct. Dyn.*, **25**, 371–400, 1996.
- F. AMELOT, J.-J. DELANNOY et J. DEPARIS, Modalités, cause et conséquences de l'instabilité chronique du versant occidentale du Mont Margériaz (1845m), Massif des Bauges, Savoie, France. *In XVe rencontre régionale de la recherche, Lyon*, 2004.
- D. AMITANO, Brittle-ductile transition and associated seismicity. Experimental and numerical studies and relationship within the b-value. *J. Geophys. Res.*, **108**, 19–1–19–15, 2003.
- D. AMITRANO, J.R. GRASSO et G. SENFAUTE, Seismic precursory patterns before a cliff collapse and critical-point phenomena. *Geophys. Res. Lett.*, **32**, 1–5, 2005.
- A.P. ANNAN, Ground penetrating radar : Workshop notes : Sensors and Software. Rapport technique, Missisauga, Ontario, 2001.
- P ANTOINE, Les problèmes posés par l'instabilité des versants de grande ampleur-aspects géologiques. *Bulletin of Engineering Geology and the Environment*, **45**(45), 9–24, 1992.
- P. ANTOINE et D.M. CRUDEN, The slide from Mt. Granier, Isère and Savoie, France, on November 24, 1248. *In Int. Symp. on Landslides, Toronto*, 1984.
- P. ANTOINE, J. FÉÉRAUD et P.-A. POULAIN, Carte géologique du Mont Blanc à 1/50000. Rapport technique, BRGM, orleans, 1979.
- P. ANTOINE et A. GIRAUD, Typologie des mouvements de versants dans un contexte opérationnel. *Bull. Int. Assoc. of Engineering geology*, **51**, 57–62, 1995.
- S.A. ARNONE, Numerical studies of the radiation patterns of resistively loaded dipoles. *J. of Applied Physics*, **33**, 39–52, 1995.
- H. ARNAUD, Y. BRAVARD, D. FOURNIER, M. GIDON et G. MONJUVENT, Carte géologique à 1/50000, feuille de Grenoble. Rapport technique, BRGM Ed, 1978.
- R. ARPIN, *Déformations et déplacements des massifs subalpins de Vercors et Chartreuse*. Thèse de doctorat, Grenoble University, France, 1988.

- M. ATKIN et R. MILLIGAN, Ground-probing radar in archaeology - practicalities and problems. *The Field Archaeologist*, **16**, 288–291, 1992.
- B.K. ATKINSON, *Fracture mechanics of rock*. Academic press geology, 1989.
- C. AZIMI et P. DESVARREUX, Quelques aspects de la prévision des mouvements de terrain. *Revue Française de Géotechnique*, **76**, 63–75, 1996.
- J.T. BAILEY, S. EVANS et G.Q. ROBIN, Radio echo sounding of polar ice sheets. *Nature*, **204**(4957), 420–421, 1964.
- L. BAILLET, V. LINCK, S. D'ERRICO, B. LAULAGNET et Y. BERTHIER, Finite element simulation of dynamic instabilities in frictional sliding contact. *Journal of Tribology-Transactions of the Asme*, **127**, 652–657, 2005.
- L. BAILLET et T. SASSI, Mixed finite element methods for the Signorini problem with friction. *Numerical Methods for Partial Differential Equations*, **22**, 1489–1508, 2006.
- G.S. BAKER, Applying AVO analysis to GPR data. *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 397–400, 1998.
- C. A. BALANIS, *Antenna Theory : Analysis and Design*. Wiley-Interscience, 2005.
- M. BANO, *Imagerie de la proche surface par le géoradar*. H.D.R, Université Louis Pasteur, Strasbourg, 2000.
- J. BANTON, Analyse des mécanismes de formation des dépôts d'éboulement par la méthode des éléments discrets. Mémoire de D.E.A., Université Joseph Fourier, 2005.
- N. BARTON, Review of anew shear-strength criterion for rock joints. *Eng. Geology*, **7**, 287–332, 1973.
- N. BARTON et V. CHOUBEY, The shear strength of rock joints in theory and practice. *Rock Mech.*, **10**, 1–54, 1977.
- A. K. BENSON, Application of ground penetrating radar in assessing some geological hazards :Examples of ground water contamination, faults, cavi. *J. of Applied Physics*, **33**, 177–193, 1995.
- C.R. BENTLEY, The structure of Antarctica and its ice cover. *Research in Geophysics*, **2**, 335–389, 1964.
- C. BERGE-THIERRY, F. COTTON, O. SCOTTI, D.A. GRIOT-POMMERA et Y. FUKUSHIMA, New empirical response spectral attenuation laws for moderate European earthquakes. *Journal of Earthquake Engineering*, **7**, 193–222, 2003.
- T. BERGMANN, J. O. A. ROBERTSSON et K. HOLLIGER, Finite-difference modeling of electromagnetic wave propagation in dispersive and attenuating media. *Geophysics*, **63**, 856–867, 1998.

- M. BERNABINI, E. PETTINELLI, N. PIERDICCA, S. PIRO et L. VERSINO, Field experiments for characterization of GPR antenna and pulse propagation. *J. of Applied Physics*, **33**, 63–76, 1995.
- J. BERROCAL, A.F. ESPINOSA et J. GALDOS, Seismological and Geological Aspects of Mantaro Landslide in Peru. *Nature*, **275**, 533–536, 1978.
- S. BESSE, *Étude théorique de radars géologiques : analyses de sols, d'antennes et interprétation des signaux*. Thèse de doctorat, Université de Limoges, France, 2004.
- L. BESSON, *Les risques naturels. De la connaissance pratique à la gestion administrative*. Collection Dossier d'experts. Institut des Risques Majeurs, Voiron, 2005.
- B. BIESCAS, F. DUFOUR, G. FURDADA, G. KHAZARADZE et E. SURIÑACH, Frequency Content Evolution of Snow Avalanche Seismic Signals. *Surveys in Geophysics*, **24**, 447–464, 2003.
- A. BISTACCHIN et M. MASSIRONI, Post-nappe brittle tectonics and kinematic evolution of the north-western Alps : an integrated approach. *Tectonophysics*, **327**, 267–292, 2001.
- V.A. BOGOSLOVSKY et A.A. OGILVY, Geophysical methods for the investigation of landslides. *Geophysics*, **42**, 562–571, 1977.
- L. BORNAZ et S. DEQUAL, The Solid Image : a new concept and its applications. *In The International Archives of the Photogrammetry, Remote Sensing and Spatial Information Sciences*, volume **XXXIV**, 2003.
- G. BOTTINO, M. CHIARLE, A. JOLY et G. MORTARA, Modelling Rock Avalanches and Their Relation to Permafrost Degradation in Glacial Environments. *Permafrost Periglac. Process*, **13**, 283–288, 2002.
- J.M. BOURGEOIS et G.S. SMITH, A Fully Three-Dimensional Simulation of a Ground-Penetrating Radar : FDTD Theory Compared with Experiment. *IEEE Trans. on Geosc. and Remote Sensing*, **34**, 36–44, 1996.
- J.C. BRADFORD et J.H. DEEDS, Ground-penetrating radar theory and application of thin-bed offset-dependent reflectivity. *Geophysics*, **71**, K47–K57, 2006.
- E.E. BRODSKY, E. GORDEEV et H. KANAMORI, Landslide basal friction as measured by seismic waves. *Geophys. Res. Lett.*, **30**, 2236, 2003.
- E. P. BRÜCKL, Cause-effect models of large landslides. *Natural Hazard*, **23**, 291–314, 2001.
- F. BRUNO et F. MARILLIER, Test of high-resolution seismic reflection and other geophysical techniques on the Boup landslide in the Swiss Alps. *Surveys in Geophysics*, **21**, 333–348, 2000.

- J. BUSBY et Jackson P., The application of time-lapse azimuthal apparent resistivity measurements for the prediction of coastal cliff failure. *J. of Applied Physics*, **59**, 261–272, 2006.
- B. CAGNOLI et M. MANGA, A comparison between discrete and continuum approaches for fast landslides modelling. *J. Geophys. Res.*, **109**, 1–12, 2004.
- C.S. CAMPBELL, Self-lubrication for long runout landslides. *J. Geol.*, **97**, 653–665, 1989.
- C.S. CAMPBELL, P.W. CLEARY et M. HOPKINS, Large-scale landslide simulations : global deformation, velocities and basal friction. *J. Geophys. Res.*, **100**, 8267–8273, 1995.
- J.M. CARCIONE, Ground radar simulation for archaeological applications. *Geophys. Prospect.*, **44**, 871–888, 1996.
- J.M. CARCIONE, M.A.B BOTELHO, A. OSELLA et M. de la VEGAS, Fresnel reflection coefficients for GPR-AVO analysis and detection of sea water and NAPL contaminants. *Near Surface Geophysics*, **71**, 253–263, 2006.
- N.J. CARPENTER, R.L. TAYLOR et M.G. KATONA, Lagrange constraints for transient finite element surface contact. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, **32**, 103–128, 1991.
- CFGI (COMITÉ FRANÇAIS DE GÉOLOGIE DE L'INGÉNIEUR), *Caractérisation et cartographie de l'aléa dû aux mouvements de terrain*. Laboratoire Central des Ponts et Chaussées, collection « Environnement - Les risques naturels », 2000.
- R. CHATTERJEE, *Antenna Theory and Practice*. John Wiley & Sons Inc, 1988.
- C.-C. CHEN, *Design and Development of Ground Penetrating Radar Systems for the Detection and Classification of Unexploded Ordnances and Land Mines*. Thèse de doctorat, The Ohio State University, 1997.
- R. G. CLAPP, *Geologically constrained migration velocity analysis*. Thèse de doctorat, Stanford University, 2001.
- P.W. CLEARY et C.S. CAMPBELL, Self-lubrication for long-runout landslides : examination by computer simulations. *J. Geophys. Res.*, **98**, 21911–21924, 1993.
- K.S. COLE et R.H. COLE, Dispersion and absorption in dielectrics. *Journal of Chem. Phys.*, **9**, 341–351, 1941.
- A. COLLIN, *Landslides in clay*. Press, University of Toronto, 1956.
- J.C COOK, Radar exploration through rock in advance of mining : Trans. Society Mining Engineers. *AIME*, **254**, 140–146, 1973.
- J. COROMINAS, The angle of reach as a mobility index for small and large landslide. *Canadian Geotechnical Journal*, **33**, 260–271, 1996.

- N. COUTANCEAU, *Propriétés diélectriques de roches non argileuses dans la bande 20-1000 MHz*. Thèse de doctorat, Université de Paris VII, 1989.
- R. COUTURE, *Contributions aux aspects mécaniques et physiques des écroulements rocheux*. Thèse de doctorat, université de Saint-Foy, Quebec Laval, 1998.
- G.B. CROSTA, S. IMPOSIMATO et D.G. RODDEMAN, Numerical modelling of large landslides stability and runout. *Natural Hazards and Earth System Science*, **3**, 523–538, 2003.
- D.M. CRUDEN et D.J. VARNES, Landslide types and processes. In A. K. TURNER et R. L. SCHUSTER, éditeurs, *Landslide investigation and mitigation*, Transportation Research Board Special Report, pages 36–71. National Academy of Sciences, Washington DC, 1996.
- F.A. DAHLEN, Single-force representation of shallow landslide sources. *Bull. Seismo. Soc. Am.*, **83**, 130–143, 1993.
- T. DAHLIN et B. ZHOU, A Numerical Comparison of 2D Resistivity Imaging with Ten Electrode Arrays. *Geophys. Prospect.*, **52**, 379–398, 2004.
- T.R.H. DAVIES, Spreading of rock avalanche debris by mechanical fluidization. *Rock Mech.*, **15**, 9–24, 1982.
- P. DEBYE, Polar molecules. In *Chemical Catalogue Co*, 1929.
- J.C. DEEDS et J. H. BRADFORD, Characterization of an aquitard and direct detection of LNAPL at Hill Air Force Base using GPR AVO and migration velocity analysis. In *9th Int. Conf. on Ground Penetrating Radar*, 2002.
- P. DELINE, *Etude géomorphologique des interactions écroulements rocheux/glaciers dans la haute montagne alpine (versant du massif du Mont Blanc)*. Thèse de doctorat, Université de Savoie, 2002.
- D. DEMANET, *Tomographies 2D et 3D à partir de mesures géophysiques en surface et enforage*. Thèse de doctorat, Université de Liège, 2000.
- D. DEMANET, F. RENARDY, K. VANNESTE, D. JONGMANS, Thierry CAMELBEECK et Mustapha MEGHRAOUI, The use of geophysical prospecting for imaging active faults in the Roer Graben, Belgium. *Geophysics*, **66**(1), 78–89, 2001.
- R.P. DENLINGER et R.M. IVERSON, Granular avalanches across irregular three-dimensional terrain : 1. Theory and computation. *J. Geophys. Res.*, **109**, 1–14, 2004.
- J. DEPARIS, *Etude des éboulement rocheux par méthodes Géophysiques*. Thèse de doctorat, Université de Grenoble, 2007.
- J. DEPARIS et S. GARAMBOIS, Fracture Imaging and Characterization from APVO GPR Data. In *11th Int. Conf. on Ground Penetrating Radar*, Columbus, Ohio, USA, 2006.

- J. DEPARIS et S. GARAMBOIS, Inversion of dispersive APVO GPR curves : a thin-layer approach for fracture characterization on a vertical cliff. *In 4eme IWAGPR Workshop*, 2007.
- J. DEPARIS, S. GARAMBOIS et D. HANTZ, On the potential of Ground Penetrating Radar to help rock fall hazard assessment : A case study of a limestone slab, Gorges de la Bourne (French Alps). *Eng. Geology*, **94**, 89–102, 2007.
- X. DÉROBERT, C. FAUCHARD, CÔTE, E. LE BRUSQ, E. GUILLANTON, J.Y. DAUVIGNAC et PICHOT, Step-frequency radar applied on thin road layers. *J. of Applied Physics*, **47**, 317–325, 2001.
- C. H. DIX, Seismic velocities from surface measurements. *Geophysics*, **20**, 68–86, 1955.
- A.M. DUFFRENOY-DELABRIÈRE, *Conception, réalisation et comparaison de deux radars géologiques de type impulsionnel et à impulsions synthétiques*. Thèse de doctorat, Université des sciences et techniques de Lille, France, 1996.
- J.P. DURANTHON, Application de la méthode GPS de localisation par satellite à la surveillance de sites naturels instables. *Bulletin de liaison des Laboratoire des Ponts et Chaussées*, **228**, 47–57, 2000.
- C. DUSSAUGE-PEISSER, *Evaluation de l'aléa éboulement rocheux. Développement méthodologiques et approches expérimentales. Application aux falaises calcaires du Y grenoblois*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, 2002.
- C. DUSSAUGE-PEISSER, S. GARAMBOIS, A. GIRAUD, D. HANTZ, M. JEANNIN, D. JONGMANS, O. MERIC, J.M. VENGEON et M. WATHELET, Etude des processus d'instabilité des falaises et versants rocheux par prospection géophysique. Rapport technique, Pôle Grenoblois d'Etudes et de Recherche pour la Prévention des Risques Naturels, 2002.
- C. DUSSAUGE-PEISSER, J.R. GRASSO et A. HELMESLETTER, Statistical analysis of rock fall volumes : implication for rock fall dynamics. *J. Geophys. Res.*, **86**, 2286, 2003a.
- C. DUSSAUGE-PEISSER, M. WATHELET, D. JONGMANS, D. HANTZ, B. COUTURIER et M. SINTES, Investigation of a fractured limestone cliff (Chartreuse Massif, France) using seismic tomography and ground penetrating radar. *Near Surface Geophysics*, **1**, 161–170, 2003b.
- E. EBERHARDT, K. THURO et M. LUGINBUEHL, Slope instability mechanism in dipping interbedded conglomerates and weathered marls—the 1999 Ruffin landslide, Switzerland. *Eng. Geology*, **77**, 35–56, 2005.
- E. EBERHARDT, H. WILLENBERG, D. STEAD et J. COGGAN, An integrated numerical analysis approach applied to the Randa rockslide. *In* P. STEMBERK, Jan WAGNER et Josef RYBAR, éditeurs, *Landslides*, pages 355–362, Lisse, 2002. Swets Zeitlinger.
- A. W. F. EDWARDS, *Likelihood, expanded edition*. John Hopkins, 1992.

- H.K. EISSLER et H. H. KANAMORI, A Single Force Model for the 1975 Kalapana, Hawaii, Earthquake. *J. Geophys. Res.*, **92**, 4827–4836, 1987.
- N. ENGHETA, C. PAPAS et C. ELACHI, Radiation patterns of interfacial dipole antennas. *Radio Science*, **17**, 1557–1566, 1982.
- S.G. EVANS et O. HUNGR, The assessment of rockfall hazard at the base of talus slopes. *Canadian Geotechnical Journal*, **30**, 620–636, 1993.
- I.D. FAUX et M.J. PRATT, *Computational geometry for design and manufacture. Mathematics and application*. Horwood Publishers, 1979.
- Q.H. FENG et K. RÖSHOFF, In-situ mapping and documentation of rock faces using full a full-coverage 3d laser scanning technique. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, **41**, 139–144, 2004.
- J.P. FOLLACCI, Seize ans de surveillance du glissement de la Clapière (Alpes-Maritimes). *Bulletin des laboratoires des Ponts et Chaussées*, **220**, 35–51, 1999.
- M. FRAYSSINES, *Contribution à l'évaluation de l'aléa éboulement rocheux (rupture)*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, 2005.
- M. FRAYSSINES et D. HANTZ, Failure mechanisms and triggering factors in calcareous cliffs of the Subalpine Ranges (French Alps). *Eng. Geology*, **86**, 256–270, 2006.
- M. R. GALLIPOLI, V. LAPENNA, P. LORENZO, M. MUCCIALRELLI, A. PERRONE, S. PISCITELLI et F. SDAO, Comparison of geological and geophysical prospecting techniques in the study of a landslide in southern Italy. *Eur. J. Env. Eng. Geophysics*, **4**, 117–128, 2000.
- P. GASPERINI, Local magnitude revaluation for recent Italian earthquakes (1981-1996). *Journal of Seismology*, **6**, 503–524, 2002.
- G.G. GENTILI et U. SPAGNOLINI, Electromagnetic Inversion in Monostatic Ground Penetrating Radar : TEM Horn Calibration and Application. *IEEE Trans. on Geosc. and Remote Sensing*, **38**, 1936–1946, 2000.
- M. GERBAUX, Etude des mécanismes de rupture des éboulements rocheux par l'observation des cicatrices. Rapport technique, LIRIGM, Grenoble university, 2002.
- G.P. GIANI, *Rock slope stability analysis*. Balkema, Rotterdam, 1992.
- A. GIANNOPOULOS, Numerical modelling of Ground Penetrating Radar using GprMax. *In 3eme IWAGPR Workshop*, 2005.
- F. GIANOTTI, G.B. CROSTA, P. FRATTINI et H. CHEN, Geomorphological mapping and numerical modelling of the Becca France rock avalanche (Aosta Valley, Italy). *In Geophysical Research Abstract - EGU*, 2006.

- M. GIDON, H. ARNAUD et G. MONJUVENT, *Notice de la carte géologique au 1/50000*. BRGM Ed, 1978.
- J.F. GIRARD, *Imagerie géoradar et modélisation des diffractions multiples*. Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur-Strasbourg1, 2002.
- J. GOGUEL, *Scale-dependent rockslides mechanisms, with emphasis on the role of pore fluid vaporization*, chapitre 1. Natural Phenomena, pages 693–705. Voight, B., 1978.
- J. GOGUEL et A. PACHOUD, Géologie et dynamique de l'éroulement du Mont Granier, dans le massif de Chartreuse, en novembre 1248. *Bulletin du B.R.G.M, section III*, **1**, 30–38, 1972.
- M. GRASMUECK, 3-D ground penetrating radar applied to fracture imaging in gneiss. *Geophysics*, **61**, 1050–1064, 1996.
- M. GRASMUECK, R. WEGER et H. HORSTMAYER, Full-resolution 3D GPR imaging. *Geophysics*, **70**, K12–K19, 2005.
- C. GRÉGOIRE, *Fracture characterisation by ground penetrating radar*. Thèse de doctorat, Katholieke Universiteit Leuven, Belgium, 2001.
- C. GRÉGOIRE, L. HALLEUX et V. LUKAS, GPR capabilities for the detection and characterisation of open fractures in a salt mine. *Near Surface Geophysics*, **1**, 139–147, 2003.
- C. GRÉGOIRE et F. HOLLENDER, Discontinuity characterization of the spectral content of ground penetrating radar (GPR) reflections - Application of the Jonscher model. *Geophysics*, **69**, 1414–1424, 2004.
- D.J. GRIFFITHS, *Introduction to Electrodynamics*. Prentice Hall, 1998.
- GRUPE FALAISE, Prévention des mouvements de versants et des instabilités de falaises, groupe falaise, confrontation des méthodes d'étude des éboulements rocheux dans l'arc alpin. Rapport technique, Programme Interreg IIC « Falaises » Méditerranée Occidentale et Alpes Latines, 2001.
- Y. GUÉGUEN et V. PALCIAUSKAS, *Introduction à la physique des roches*. Editeurs des Sciences et des Arts, 1992.
- B. GUTENBERG et F. RICHTER, *Seismicity of the earth and associated phenomena*. Princeton University Press, 1949.
- S. A. HALL et J. M. KENDALL, Fracture characterization at Valhall : Application of P-wave amplitude variation with offset and azimuth (AVOA) analysis to a 3D ocean-bottom data set. *Geophysics*, **68**, 1150–1160, 2003.
- D. HANTZ, Communication personnelle, 2006.

- D. HANTZ, C. DUSSAUGE-PEISSER, M. JEANNIN et J.-M. VENGEON, Danger d'éboulement rocheux : de l'opinion d'expert à une évaluation quantitative. *In Geomorphology : from expert opinion to modelling*, 2002.
- D. HANTZ, J. M. VENGEON et C. DUSSAUGE-PEISSER, An historical, geomechanical and probabilistic approach to rock-fall hazard assessment. *Natural Hazards and Earth System Sciences*, **3**, 693–701, 2003.
- R.D. HART, An Introduction to Distinct Element Modelling for Rock Engineering. *In 7th International Congress on Rock Mechanics*, 1993.
- H.S. HASEGAWA et H. KANAMORI, Source Mechanism of the Magnitude-7.2 Grand-Banks Earthquake of November 1929 - Double Couple or Submarine Landslide. *Bull. Seismo. Soc. Am.*, **77**, 1984–2004, 1987.
- H.B. HAVENITH, D. JONGMANS, E. FACCIOLI, K. ABDRAKHMATOV et P-Y. BARD, Site effects analysis around the seismically induced Ananevo rockslide, Kyrgyzstan. *Bull. Seismo. Soc. Am.*, **92**, 3190–3209, 2002.
- B. HEIDENREICH, *Scale experimental studies of Rockfall impact on sandy slopes*. Thèse de doctorat, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, 2004.
- B. HEINCKE, H. MAURER, A.G. GREEN, H. WILLENBERG, T. SPILLMANN et L. BURLINI, Characterizing an unstable mountain slope using shallow 2D and 3D seismic tomography. *Geophysics*, **71**, B241– B256, 2006.
- M. HILBERT, Tilston M.A. et K.G. BALMAIN, Resonance Phenomena of LogPeriodic Antennas : Characteristic Mode Analysis. *IEEE Trans. on Ant. and Prop.*, **37**, 1224–1234, 1989.
- R. M. HILL et A. K. JONSCHER, The Dielectric Behavior of Condensed Matter and its Many-body Interpretation. *Contemporary Physics*, **24**, 75–110, 1983.
- E. HOEK et J. BRAY, *Rock slope engineering (revised third edition)*. Institution of Mining and Metallurgy London, London, 1981.
- F. HOLLENDER, *Interprétation de la distorsion des signaux georadar propagés et réfléchis-Développement d'une tomographie par bande de fréquence*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, 1999.
- F. HOLLENDER et J. TILLARD, Modelling ground-penetrating radar wave propagation and reflection with the Jonscher parametrization. *Geophysics*, **63**, 1933–1942, 1998.
- K. HOLLIGER et T. BERGMANN, Numerical modeling of borehole georadar data. *Geophysics*, **67**, 1249–1257, 2002.
- K. HSÜ, Catastrophic Debris Streams (Sturzstroms) Generated by Rockfalls. *Geological Society of America Bulletin*, **86**, 129–140, 1975.

- O. HUNGR, A model for the runout analysis of rapid flow slides, debris flows, and avalanches. *Can. Geotech. J.*, **32**, 610–623, 1995.
- O. HUNGR, S.G. EVANS, M.J. BOVIS et J.N. HUTCHINSON, A review of the classification of landslides of the flow type. *Environmental & Engineering Geoscience*, **7**, 221–238, 2001.
- O. HUNGR, S.G. EVANS et J. HAZZARD, Magnitude and frequency of rock falls and rock slides along the main transportation corridors of southwestern British Columbia. *Canadian Geotechnical Journal*, **36**, 224–238, 1999.
- T. IMAI, T. SAKAYAMA et T. KANEMORI, Use of ground-probing radar and resistivity surveys for archaeological investigations. *Geophysics*, **52**, 137–150, 1987.
- B. INDRARATNA et P. RANJITH, *Hydromechanical aspects and unsaturated flow in jointed rock*. A.A. Balkema Publishers, 2001.
- M. JEANNIN, Approches quantitatives de l'érosion des versants rocheux. Etude des gorges de l'Arly et du sillon subalpin. Mémoire de D.E.A., Univ. J. Fourier, Grenoble, 2001.
- M. JEANNIN, *Etude des processus d'instabilités des versants rocheux par prospection géophysique. Apport du radar géologique*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, France, 2005.
- M. JEANNIN, S. GARAMBOIS, D. JONGMANS et C. GRÉGOIRE, Multiconfiguration GPR measurements for geometric fracture characterization in limestone cliffs (Alps). *Geophysics*, **71**, B85–B92, 2006.
- D. JONGMANS et S. GARAMBOIS, Surface geophysical characterization and monitoring : a review. *Bulletin de la Société Géologique de France*, **178**, 101–112, 2007.
- A.K. JONSCHER, The Universal dielectric response. *Nature*, **267**, 673–679, 1977.
- T.E. JORDAN et G. S. BAKER, Field testing amplitude and phase variation with offset (APVO) analysis of ground penetrating radar data. *In SEG Int'l Exposition and 72 Annual Meeting*, Salt Lake City, USA, 2002.
- T.E. JORDAN, G. S. BAKER, K. HENN et J-P. MESSIER, Using amplitude variation with offset and normalized residual polarization analysis of ground penetrating radar data to differentiate an NAPL release from stratigraphic changes. *J. of Applied Physics*, **56**, 41–58, 2004.
- H. KANAMORI, The energy release in great earthquake. *J. Geophys. Res.*, **82**, 2981–2987, 1977.
- H. KANAMORI et J.W. GIVEN, Analysis of Long-Period Seismic-Waves Excited by the May 18, (1980), Eruption of Mount St Helens - a Terrestrial Monopole. *J. Geophys. Res.*, **5422-5432**, 87, 1982.

- H. KANAMORI, J.W. GIVEN et T. LAY, Analysis of Seismic Body Waves Excited by the Mount St-Helens Eruption of May 18, 1980. *J. Geophys. Res.*, **89**, 1856–1866, 1984.
- M. KANDA, Time domain sensors for radiated impulsive measurements. *IEEE Trans. on Ant. and Prop.*, **31**, 438–444, 1983.
- J. KEMENY, The time-dependent reduction of sliding cohesion due to rock bridges along discontinuities : A fracture mechanics approach. *Rock Mechanics and Rock Engineering*, **36**, 27–38, 2003.
- H. R. KEUSEN, Die Bergstürze auf der Sandalp 1996 Risikobeurteilung und Gefahrenmanagement. *Bull. Angew. Geol.*, **3**, 89–102, 1998.
- M. KINDELAN, G. SERIANI et P. SGUAZZERO, Elastic modelling and its application to amplitude versus angle interpretation. *Geophys. Prospect.*, **37**, 3–30, 1989.
- S.C. KIRKPATRICK, D. GELATT et M.P. VECCHI, Optimization by simulated annealing. *Science*, **220**, 671–680, 1983.
- R. M. KNIGHT et A. NUR, The dielectric constant of sandstones, 60 kHz to 4 MHz. *Geophysics*, **52**, 644–654, 1987.
- O. KOEFOED et N. de VOOGD, The linear properties of thin layers, with an application to synthetic seismograms over coal seams. *Geophysics*, **45**, 1254–1268, 1980.
- U. KRADOLFER et D. MAYER-ROSA, Attenuation of seismic waves in Switzerland. *In Recent Seismological Investigations in Europe, Proc. 19th Gen. Ass. Europ. Seism. Comm.*, Moscow, 1988.
- M. LA ROCCA, D. GALLUZZO, G. SACCOROTTI, G. TINTI, G.B. CIMINI et E. DEL PEZZO, Seismic Signals Associated with Landslides and with a Tsunami at Stromboli Volcano, Italy. *Bull. Seismo. Soc. Am.*, **94**, 1850–1867, 2004.
- V. LABIOUSE, *Comparison of trajectory programs for fragmental rock falls*. Interreg IIc, 2002.
- B. LAMPE et K. HOLLIGER, Effects of fractal fluctuations in topographic relief, permittivity and conductivity on ground-penetrating radar antenna radiation. *Geophysics*, **68**, 1934–1944, 2003.
- B. LAMPE et K. HOLLIGER, Resistively loaded antennas for ground-penetrating radar : A modeling approach. *Geophysics*, **70**, K23–K32, 2005.
- B. LAMPE, K. HOLLIGER et A.G. GREEN, A novel algorithm for estimating the responses of diverse georadar antennas. *Geophysics*, **68**, 971–987, 2003.
- A. LANGMAN et M.R. INGGS, Pulse versus Stepped Frequency ContinuousWave modulation for Ground Penetrating Radar. *EIIEEE*, 2001.

- D. LARCHER, Propriétés physico-chimiques de l'eau. Rapport technique, Cours de DESS Qualité et Gestion de l'eau, Université de Picardie, Amiens, 2003.
- C. LE BASTARD, V. BALTAZART, Y. WANG, X. DÉROBERT et L. LAGUERRE, Thin pavement thickness estimation with a GPR by high and super resolution methods. *In 11th Int. Conf. on Ground Penetrating Radar*, Columbus, Ohio, USA, 2006.
- K.H. LEE, C.C. CHEN, F.L. TEIXEIRA et R. LEE, Modeling and Investigation of a Geometrically Complex UWB GPR Antenna Using FDTD. *IEEE Trans. on Ant. and Prop.*, **52**, 1983–1991, 2004.
- F. LEGROS, The mobility of long-runout landslides. *Eng. Geology*, **63**, 301–331, 2002.
- F. LEHMANN, Fresnel equation for reflection coefficient at boundaries between conductive media, with application to georadar problem. *In 6th internat. Conf. GPR*, pages 555–560, Sendai, Japan, 1996.
- F. LEMY et J. HADJIGEORGIOU, A field application of laser scanning technology to quantify rock fracture orientation. *In EUROCK 2004 & 53rd Geomechanics*, 2004.
- A.A. LESTARI, A.G. YAROVY et L.P. LIGTHART, An efficient ultrawideband bowtie antenna" Proc. of the 31st European Microwave Conference, London, UK, Sept. 2527, 2001. *In Lighthart Proc. of the 31st European Microwave Conference*, 2001.
- X. LI, S.C. HAGNESS, M.K. CHOI et D.W. van der WEIDE, Numerical and Experimental Investigation of an Ultrawideband Ridged Pyramidal Horn Antenna With Curved Launching Plane for Pulse Radiation. *IEEE Antennas and Wireless propagation letters*, **2**, 259–262, 2003.
- B-Y. LIAO et H-C. HUANG, Estimation of the Source Time Function Based on Blind Deconvolution with Gaussian Mixtures. *Pure and Applied Geophysics*, **162**, 479–494, 2005.
- V. LINCK, L. BAILLET et Y. BERTHIER, Modeling the consequences of local kinematics of the first body on friction and on third body sources in wear. *Wear*, **255**, 299–308, 2003.
- L.R. LINES et S. TREITTEL, A review of least-squares inversion and its application to geophysical problems. *Geophys. Prospect.*, pages 159–186, 1984.
- Y. LIU et D.R. SCHMITT, Amplitude and AVO responses of a single thin bed. *Geophysics*, **68**, 1161–1168, 2003.
- L. LIUT, Y. SU, C. HUANG et J. MAO, Study about the Radiation Properties of an Antenna for Ground-Penetrating Radar. *In IEEE International Symposium on Microwave, Antenna, Propagation and EMC Technologies for Wireless Communications*, 2005.

- D. A. LOCKER et J. D. BYERLEE, Complex Resistivity Measurements of Confined Rock. *J. Geophys. Res.*, **90**, 7837–7847, 1985.
- D. LOCKNER, The role of acoustic emission in the study of rock fracture. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. Geomech.*, **30**, 883–899, 1993.
- M.H. LOKE, Electrical imaging surveys for environmental and engineering studies - a practical guide to 2D and 3D surveys. short training course lecture notes, Geotomo Software, Peynang, Malaysia, 2000.
- M.H. LOKE et R.D. BARKER, Rapid least-squares inversion of apparent resistivity pseudosections by a quasi-Newton method. *Geophys. Prospect.*, **44**, 131–152, 1996.
- A. J. LOMAX et R. SNIEDER, The contrast in upper mantle shear-wave velocity between the East European Platform and tectonic Europe obtained with genetic algorithm inversion of Rayleigh-wave group dispersion. *Geophys. J. Int.*, **123**, 169–182, 1995.
- J. LORENTZ, *Etude de la capacité de dissipation sous impact d'une structure sandwich de protection contres les chutes de blocs rocheux*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, 2007.
- P. LUTZ, S. GARAMBOIS et H. PERROUD, Influence of antenna configurations for GPR survey : information from polarization and amplitude versus offset measurements. *Geological Society, London, Special Publications*, **211**(B8), 295–308, 2003.
- P.N. MAHOB et J.P. CASTAGNA, AVO polarization and hodograms : AVO strength and polarization product. *Geophysics*, **68**, 849–862, 2003.
- J. G. MALONEY, K.L. SHLAGER et G. S. SMITH, A simple FDTD model for transient excitation of antennas by transmission lines. *IEEE Trans. on Ant. and Prop.*, **42**, 289–292, 1994.
- J.G. MALONEY et G.S. SMITH, A Study of Transient Radiation from the Wu-King Resistive Monopole-FDTD Analysis and Experimental Measurements. *IEEE Trans. on Ant. and Prop.*, **41**, 668–676, 1993.
- L. MARESCOT, M.H. LOKE, D. CHAPPELLIER, R. DELALOYE, C. LAMBIEL et E. REYNARD, Assessing reliability of 2D resistivity imaging in mountain permafrost studies using the depth of investigation index method. *Near Surface Geophysics*, **1**, 57–67, 2003.
- S. MATTON, G. MOURET et R. BOCQUET, Génération et détection de rayonnement térahertz à l'aide d'antennes photoconductrices. *In 17ème Colloque International Optique Hertzienne et Diélectrique*, 2003.
- J.C. MAXWELL, *Matter and Motion*. D. Van Nostrand, 1878.
- D.M. MCCANN et A. FORSTER, Reconnaissance geophysical methods in landslide investigations. *Eng. Geology*, **29**, 59–78, 1990.

- S. MCDUGAL et O. HUNGR, A model for the analysis of rapid landslide motion across three-dimensional terrain. *Can. Geotech. J.*, **41**, 1084–1097, 2004.
- J. MCKEAN et J. ROERING, Objective landslide detection and surface morphology mapping using high-resolution airborne laser altimetry. *Geomorphology*, **57**, 331–335, 2004.
- M.J MCSAVENEY, Recent rock-falls and rock avalanches in Mount Cook National Park, New Zealand. In : R.i.E. Geology (Editor), Catastrophic landslides : effects, occurrences and mechanisms. *Geological Society of America, Boulder, Colorado*, pages 35–70, 2002.
- M. MEJU, *Geophysical data analysis : Understanding inverse problème, theory and practice*. Course note series, 6, SEG, 1994.
- H.J. MELOSH, Acoustic fluidization - a new geologic process? *J. Geophys. Res.*, **84**, 7513–7520, 1979.
- W. MENKE, *Geophysical data analysis*. Academic Press, New York, 1989.
- O. MERIC, S. GARAMBOIS, D. JONGMANS, M. WATHELET, J.L. CHATELAIN et J.M. VENGEON, Application of geophysical methods for the investigation of the large gravitational mass movement of Séchilienne, France. *Canadian Geotechnical Journal*, **42**, 1105–1115, 2005.
- V. MERRIEN-SOUKATCHOFF, X. QUENOT et Y. GUGLIELMI, Modélisation par éléments distincts du phénomène de fauchage gravitaire. Application au glissement de la Clapière (Saint-Etienne-de-Tinée, Alpes-Maritimes). *Revue Française de Géotechnique*, **95/96**, 133–142, 2001.
- E.M. MIKHAIL, J.S. BETHEL et J.C. MCGLONE, *Introduction to Modern Photogrammetry*. Wiley, 2001.
- H.H. MILLS, Temporal Variation of Mass-Wasting Activity in Mount St-Helens Crater, Washington, USA - Indicated by Seismic Activity. *Arctic and Alpine Research*, **23**, 417–423, 1991.
- T.P. MONTOYA et G.S. SMITH, Land Mine Detection Using a Ground-Penetrating Radar Based on Resistively Loaded Vee Dipoles. *IEEE Trans. on Ant. and Prop.*, **47**, 1795–1806, 1999.
- K. MOSEGAARD et A. TARANTOLA, Monte Carlo Sampling of Solutions to Inverse Problems. *J. Geophys. Res.*, **10**, 12431–12447, 1995.
- R. MULLEN et Belytschko T., Dispersion analysis of finite element semi discretizations of the two dimensional wave equation. *Int. J. Num. Methods. Eng.*, **V18**, 11–29, 1982.
- M. MUSIL, H. MAURER, A.G. GREEN, H. HORSTMAYER, F.O. NITSCHKE, D. VONDER MÜHLL et S. SPRINGMAN, Case History Shallow seismic surveying of an Alpine rock glacier. *Geophysics*, **67**, 1701–1710, 2002.

- S. MYERS, D. ROCK et K. MAYEDA, Feasibility of Monitoring Rock Fall in Yosemite Valley Using Seismic Methods. Rapport technique, Open file technical report, 2000.
- M. NAAIM, Ecoulements en masse : connaissances de base, modélisation numérique et proposition d'utilisation dans le zonage préventif. Rapport technique, Alcotra - Action C - Contribution du Cemagref, 2004.
- N.M. NEWMARK et W.J. HALL, *Fundamentals of Earthquake Engineering*. Prentice-Hall, 1971.
- F. H. NGUYEN, *Near-Surface Geophysical Imaging and Detection of Slow Active Faults*. Thèse de doctorat, Faculty of Applied Sciences, 2005.
- P.G. NICOLETTI et M. SORRISO-VALVO, Geomorphic controls of the shape and mobility of rock avalanches. *Geological Society of America Bulletin*, **103**, 1365–1373, 1991.
- G. NICOUD, M. DZIKOWSKI, A. PAILLET, R. GHOREYCHI, P. EMERIC et M. CHIGNOLI, Données nouvelles sur la nature et l'extension du glissement historique du Granier (Savoie, France). *In Mémoire de l'académie de Savoie (actes du colloque de Myans)*, 1999.
- Y. NISHIOKA, O. MAESHIMA, T. UNO et A. SABURO, FDTD Analysis of Resistor-Loaded Bow-Tie Antennas Covered with Ferrite-Coated Conducting Cavity for Subsurface Radar. *IEEE Trans. on Ant. and Prop.*, **47**, 970–977, 1999.
- R.D. NORRIS, Seismicity of rock-falls and avalanches at three cascade range volcanoes : Implications for seismic detection of hazardous mass movements. *Bull. Seismo. Soc. Am.*, **84**, 1925–1939, 1994.
- Y. OKURA, H. KITAHARA et T. SAMMORI, Fluidization in dry landslides. *Eng. Geology*, **56**, 347–360, 2000a.
- Y. OKURA, H. KITAHARA, T. SAMMORI et A. KAWANAMI, The effect of rock-fall volume on runout distance. *Eng. Geology*, **58**, 109–124, 2000b.
- M. PAGANNONE, Communication personnelle, 2003.
- M. PAOLINI et G. VACIS, *Il racconto del Vajont*. Garzanti Libri, 1997.
- A. PAUL, M. CATTANEO, F. THOUVENOT, D. SPALLAROSSA, N. BETHOUX et J. FRÉCHET, A three-dimensional crustal velocity model of the south-western Alps from local earthquake tomography. *J. Geophys. Res.*, **106**, 367–390, 2001.
- E. PETTINELLI, S. BEAUBIEN et P. TOMMASI, The use of computer enhanced satellite imagery for geologic reconnaissance of dam sites. *In ICOLD, 14th Cong. On Large Dams*, pages 449–471, Rio de Janeiro, 1982.
- E. PETTINELLI, S. BEAUBIEN et P. TOMMASI, GPR investigation to evaluate the geometry of rock slides and buckling in a limestone formation in northern Italy. *European Journal of Environmental and Engineering Geophysics*, **1**, 271–286, 1996.

- Y. PHILIPPE, E. DEVILLE et A. MASCLE, *Thin-skin inversion tectonics at oblique basin margin : example of the western Vercors and Chartreuse Subalpine massifs*, pages 239–262. Mascle A., Puigdefàbregas C., Luterbacher H., Fernández M. (eds) Geological Society, London, Special Publications, 1998.
- M. PIPAN, E. FORTE, F. GUANGYOU et I. FINETTI, High-resolution GPR imaging and joint characterisation in limestones. *Near Surface Geophysics*, **1**, 39–55, 2003.
- M. PIRULLI, *Numerical modelling of Landslide runout*. Thèse de doctorat, Politecnico di Torino, Italia, 2005.
- S.C. PORTER et G. OROMBELLI, Catastrophic rockfall of September 12, 1717 on the Italian flank of the Mont-Blanc massif. *Zeitschrift für Geomorphologie*, **24**, 200–218, 1980.
- S.J. RADZEVICIUS, C.C. CHEN, L. PETERS JR. et J.J. DANIELS, Near-field dipole radiation dynamics through FDTD modeling. *J. of Applied Physics*, **52**, 75–91, 2003.
- S. RAMO, J.R WHINNERY et T VAN DUZER, *Fields and waves in communication electronics, 3rd edition*. John Wiley & Sons, Inc, 1994.
- A. C. B. RAMOS et J. P. CASTAGNA, Useful approximations for converted-wave AVO. *Geophysics*, **1721-1734**, 66, 2001.
- M. RAOUS, L. CANGEMI et M. COCU, A consistent model coupling adhesion, friction and unilateral contact. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, **177**, 383–399, 1999.
- M. RASHED, D. KAWAMURA, H. NEMOTO, T. MIYATA et K. NAKAGAWA, Ground penetrating radar investigations across the Uemachi fault, Osaka, Japan. *J. of Applied Physics*, **53**, 63–75, 2003.
- L. RAVANEL et P. DELINE, Nouvelles méthodes d'étude de l'évolution des parois rocheuses de haute montagne : application au cas des Drus. In *Géologie et Risques Naturels : la gestion des risques au Pays du Mont Blanc*, Sallanches, 2006.
- J.M. REYNOLDS, *An introduction to applied and environmental geophysics*. Wiley, 1997.
- C.F. RICHTER, An instrumental earthquake magnitude scale. *Bull. Seismo. Soc. Am.*, **25**, 1–32, 1935.
- C.F. RICHTER, *Elementary Seismology*. San Francisco, 1958.
- KH. ROCH, E. CHWATAL et E. BRÜCKL, Potential of monitoring rock fall hazards by GPR : considering as example of the results of Salzburg. *Landslide*, **3**, 87–94, 2006.
- B. ROCHET, *Contribution à l'étude des écoulements granulaires appliqués aux éboulements rocheux en grande masse*. Thèse de doctorat, Université Lyon I, 1999.

- L. ROCHET, Application des modèles numériques de propagation à l'étude des éboulements rocheux. *Bull. Liaison Laboratoire des Ponts & Chaussées*, **150**, 84–95, 1987.
- L. ROCHET, A. GIRAUD, P. ANTOINE et H. EVRARD, La déformation du versant sud du Mont Sec dans le secteur des ruines de Séchilienne (Isère). *Bulletin de l'Association Internationale de GEOLOGIE DE L'INGENIEUR*, **50**, 75–87, 1994.
- V. ROJANSKY, *Electromagnetic Fields and Waves*. Courier Dover, 1979.
- J. ROMEU et J. SOLER, Generalised Sierpinski fractal multiband Antenna. *IEEE Trans. on Ant. and Prop.*, **49**, 1237–1239, 2001.
- D. H. ROTHMAN, Nonlinear inversion, statistical mechanics, and residual statics estimation. *Geophysics*, **50**, 2784–2796, 1985.
- H. SAHBI, D. JONGMANS et R. CHARLIER, Theoretical study of slope effects in resistivity surveys and applications. *Geophys. Prospect.*, **45**(5), 795–808, 1997.
- M. SAMBRIDGE, Geophysical inversion with a neighbourhood algorithm-II. Apprising the ensemble. *Geophy. J. Int.*, **138**, 727–746, 1999a.
- M. SAMBRIDGE, Geophysical inversion with a neighbourhood algorithm- I. Searching a parameter space. *Geophy. J. Int.*, **138**, 479–494, 1999b.
- M. SAMBRIDGE, Finding acceptable models in nonlinear inverse problems using a neighbourhood algorithm. *Inverse Problems (Institute of Physics Publishing)*, **17**, 387–403, 2001.
- S.B. SAVAGE et K. HUTTER, The motion of a finite mass of granular material down a rough incline. *J. Fluid Mech*, **199**, 177–215, 1989.
- C. SCAVIA, A method for the study of crack propagation in rock structures. *Geotechniques*, **45**, 447–463, 1995.
- M. SCHONBERGER et F.K. LEVIN, Reflected and transmitted filter functions for simple subsurface geometries. *Geophysics*, **41**, 1305–1317, 1976.
- T SCHULZ et H. INGENSAND, Terrestrial Laser Scanning - Investigations and Applications for High Precision Scanning. *In FIG Working Week - The Olympic Spirit in Surveying*, 2004.
- T. SCHULZ, F. LEMY et S. YONG, Laser Scanning Technology for Rock Engineering Applications. *In Optical 3-D Measurement Techniques VII (Eds. : Grün, Kahmen), Vienna*, 2005.
- O. SÈBE, P-Y. BARD et J. GUILBERT, Single station estimation of seismic source time function from coda waves : the Kursk disaster. *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L14308, 2005.
- G. SÉNÉCHAL, D. ROUSSET, A.L. SALOMÉ et J.R. GRASSO, Georadar and seismic investigations over the glacier de la Girose (French Alps). *Near Surface Geophysics*, **1**, 5–12, 2003.

- G. SERBIN et D. OR, Ground-Penetrating Radar Measurement of Soil Water Content Dynamics Using a Suspended Horn Antenna. *IEEE Trans. on Geosc. and Remote Sensing*, **42**, 1695–1705, 2004.
- N. SHAPIRO, *Etude de l'interaction des ondes sismiques guidées régionales avec les hétérogénéités de la croûte*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble, France, 1996.
- K. L. SHLAGER, G.S. SMITH et J. G. MALONEY, Optimization of bow-tie antennas for pulse radiation. *IEEE Trans. on Ant. and Prop.*, **42**, 975–982, 1994.
- J.L. SIMMONS et M.M. BACKUS, AVO modeling and the locally converted shear wave. *Geophysics*, **59**, 1237–1248, 1994.
- G.S. SMITH, Directive properties of antennas for transmission into a material half-space. *IEEE Trans. on Ant. and Prop.*, **32**, 232–246, 1984.
- D. SORNETTE, A. HELMSTETTER, J.V. ANDERSEN, S. GLUZMAN, J.R. GRASSO et V. PISARENKO, Towards landslide predictions : two case studies. *Physica A*, **338**, 605–632, 2004.
- R. STACEY, Improved transparent boundary formulations for the elastic-wave equation. *Bull. Seismo. Soc. Am.*, **78**, 2089–2097, 1988.
- P. STEPHENS, R.B. Sheng, Acoustic reflections from complex strata. *Geophysics*, **50**, 1100–1107, 1985.
- K. M. STEVENS, G. S. LODHA, A. L. HOLLOWAY et N. M. SOONAWALA, The application of ground penetrating radar for mapping fractures in plutonic rocks within the White shell Research Area, Pinawa, Manitoba, Canada. *J. of Applied Physics*, **33**, 125–141, 1995.
- J.W. STOCKWELL, The CWP/SU : seismic unix package. *Computers and geosciences*, **25**, 415–419, 1999.
- P.L. STOFFA et M.K. SEN, Nonlinear multiparameter optimization using genetic algorithms : Inversion of plane wave seismograms. *Geophysics*, **56**, 1794–1810, 1991.
- A. STOVAS, M. LANDR et P. AVSETH, AVO attribute inversion for finely layered reservoirs. *Geophysics*, **71**, C25–C36, 2006.
- G.C. STOVE et P.V. ADDYMAN, Ground probing impulse radar : an experiment in archaeological remote sensing in York. *Antiquity*, **63**, 337–342, 1989.
- J.A. STRATTON, *Electromagnetic Theory*. McGraw-Hill, New York, 1941.
- S. STRAUB, Self-organisation in the rapid flow of granular material : evidence for a major flow mechanism. *Geol. Rundsch.*, **85**, 85–91, 1996.

- S. STRAUB, Predictability of long runout landslide motion : implications from granular flow mechanics. *Geol. Rundsch*, **86**, 415–425, 1997.
- W.L. STUTZMAN et G.A. THIELE, *Antenna Theory and Design*. John Wiley and Sons, 1998.
- G. SUN et C.W. TRUEMAN, Analysis and Numerical Experiments on the Numerical Dispersion of Two-Dimensional ADI-FDTD. *IEEE Antennas and Wireless propagation letters*, **2**, 78–81, 2003.
- R. SUPPER et A. RÖMER, New achievements in developing a high speed geoelectrical monitoring system for landslide monitoring. *In 9th Meeting of Environmental and Engineering Geophysics*, Praha, Czech Republic, 2003.
- A. TAFLOVE et S. C. HAGNESS, *Computational electrodynamics : The finite-difference time-domain method*. 2nd ed. : Artech House., 2000.
- A. TARANTOLA, *Inverse Problem Theory*. Elsevier, Amsterdam, 1987.
- A. TARANTOLA et B. VALETTE, Generalized nonlinear inverse problems solved using the least squared criterion. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, **20**, 219–232, 1982a.
- A. TARANTOLA et B. VALETTE, Inverse problems=Quest for information. *Journal of Geophysics*, **50**, 159–170, 1982b.
- D.P. THOMA, S.C. GUPTAB, M.E. BAUERC et C.E. KIRCHOFF, Airborne laser scanning for riverbank erosion assessment. *Remote and Sensing Environment*, **95**, 493–501, 2005.
- F. THOUVENOT et J. FRÉCHET, Seismicity along the northwestern edge of the Adria microplate. In N. Pinter et al. (eds) *The Adria Microplate : GPS Geodesy. Tectonics and Hazards, Nato Science Series*, **61**, 335–349, 2006.
- F. THOUVENOT, J. FRÉCHET, R. GUIGUET et L. JENATTON, Sismalp : an automatic phone-interrogated seismic network for the western Alps. *Cahiers du Centre Européen de Géodynamique et de Séismologie*, **1**, 1–10, 1990.
- F. THOUVENOT, J. FRÉCHET, L. JENATTON et J.F. GAMOND, The Belledonne Border Fault : identification of an active seismic strike-slip fault in the western Alps. *Geophy. J. Int.*, **155**, 174–192, 2003.
- S. TILLARD, *Evaluation des performances de la technique radar en prospection géophysique*. Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 1991.
- R.I. TILLING, R.Y. KOYANAGI et R.T. HOLCOMB, Rock-fall Seismicity-Correlation with Field Observations. *Journal of Research of the US Geological Survey*, **3**, 345–361, 1975.
- G. C. TOPP, J. L. DAVIS et P. ANNAN, Electromagnetic determination of soil water content : measurements in coaxial transmission lines. *Water resources Research*, **16**, 579–582, 1980.

- T. TOSHIOKA, T. TSUCHIDA et Sasahara K., Application of GPR to detect and map cracks in rock slopes. *J. of Applied Physics*, **33**, 119–124, 1995.
- M.D. TRIFUNAC et A.G. BRADY, A study of the duration of strong earthquake ground motion. *Bull. Seismo. Soc. Am.*, **65**, 1975.
- G. TRILTZSCH, H.M. BRAUN, Y. KRELLMANN, A. PRUGGER, W.G. MAYBEE, S. MALONEY et P.K. KAISER, Stepped Frequency GPR Field Trials in Potash Mines. *In 10th Int. Conf. on Ground Penetrating Radar*, 2004.
- M TSAKIRI, D LICHTI et N PFEIFER, Terrestrial laser scanning for deformation monitoring. *In 3rd IAG / 12th FIG Symposium, Baden*, 2006.
- P. TSOURLOS, *Modelling interpretation and inversion of multielectrode resistivity survey data*. Thèse de doctorat, University of York, 1995.
- G. TURNER, *The influence of subsurface properties on ground penetrating radar pulses*. Thèse de doctorat, Université de Macquarie, Australie, 1993.
- R. UHRHAMMER, Yosemite rock fall of July 10, 1996. *Seismol. Res. Let.*, **67**, 47–48, 1996.
- S. van ASSELEN et A.C. SEIJMONSBERGEN, Expert-driven semi-automated geomorphological mapping for a mountainous area using a laser DTM. *Geomorphology*, **78**, 309–320, 2006.
- P. van GENDEREN, L. NICOLAESCU et J. ZIJDERVELD, Some experience with the use of spiral antennas for a GPR for a landmine detection. *In Radar Conference*, 2003.
- D. VARNES, Slope Movement Types and Processes. *In Landslides : Analysis and Control*. TRB, National Research Council, 1978.
- C.J. VAUGHAN, Ground penetrating radar surveys used in archaeological investigations. *Geophysics*, **51**, 595–604, 1986.
- JM VENGEON, *Déformation et rupture des versants en terrain métamorphique anisotrope : apport à l'étude des Ruines de Séchilienne*. Thèse de doctorat, Univervité Joseph Fourier - Grenoble 1, 1998.
- J.M. VENGEON, D. JONGMANS, M. JEANNIN, M. WATHELET, A GIRAUD et O. MERIC, Geophysical investigation of the large Séchilienne gravitational movement, the Alps (France). *In Proceedings of the VIII Meeting of the Environmental and Engineering Geophysical Society (European Section)*, pages 161–164, Aveiro, 2002.
- M.G. VORONOI, Nouvelles applications des paramètres continus a la théorie des formes quadratiques. *J. Reine Angew. Math.*, **134**, 198–287, 1908.
- M.E.R WALFORD, Radio echo sounding through an ice shelf. *Nature*, **204**, 317–319, 1964.
- S. WANG et F.L. TEIXEIRA, A Finite-Difference Time-Domain Algorithm Optimized for Arbitrary Propagation Angles. *IEEE Trans. on Ant. and Prop.*, **51**, 2456–2463, 2003.

- D. WEICHERT, R.B. HORNER et S.G. EVANS, Seismic Signatures of Landslides - the 1990 Brenda Mine Collapse and the 1965 Hope Rockslides. *Bull. Seismo. Soc. Am.*, **84**, 1523–1532, 1994.
- M.B. WIDESS, How thin a thin bed? *Geophysics*, **38**, 1176–1180, 1973.
- G. WIECZOREK, J. SNYDER, J. WAITT, M. MORRISSEY, U. UHRHAMMER, R. HARP, E. NORRIS, R. BURSIK et M. FINWOOD, The unusual air blast and dense sandy cloud triggered by the July 10, 1996 rock fall at Happy Isles, Yosemite National Park, California. *Geol. Soc. Am. Bull.*, **112**, 78–85, 2000.
- T. T. WU et R.W. P. KING, The cylindrical antenna with non-reflecting resistive loading. *IEEE Trans. on Ant. and Prop.*, **13**, 369–373 and 998, 1965.
- Y. XIAOJIAN, Y. HAIZHONG et W. HUILIANG, The applications of GPR to civil engineering in China. *Geoscience and Remote Sensing*, **1**, 232–234, 1997.
- H. YAMANAKA et H. ISHIDA, Application of genetic algorithms to an inversion of surface wave dispersion data. *Bull. Seismo. Soc. Am.*, **86**, 436–444, 1996.
- X. YANG, J. CHIOCHETTI, D. PAPADOPOULOS et L. SUSMAN, Fractal Antenna Elements and Arrays. *Applied Microwave & Wireless magazine*, **11**, 34–46, 1999.
- K. S. YEE, Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media. *IEEE Trans. on Ant. and Prop.*, **14**, 302–307, 1966.
- O. YILMAZ, *Seismic data processing*. SEG, 1987.
- X. ZENG, G. A. MCMECHAN et T. XU, Synthesis of amplitude-versus-offset variations in ground-penetrating radar data. *Geophysics*, **65**, 113–125, 2000.
- A.P. ZHAO, Analysis of the Numerical Dispersion of the 2-D Alternating-Direction Implicit FDTD Method. *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, **50**, 1156–1164, 2002.
- A.P. ZHAO, Rigorous Analysis of the Influence of the Aspect Ratio of Yee's Unit Cell on the Numerical Dispersion Property of the 2-D and 3-D FDTD Methods. *IEEE Trans. on Ant. and Prop.*, **52**, 1630–1637, 2004.