



HAL
open science

Modélisation de l'interaction cohérente des ondes électromagnétiques avec des couverts forestiers

Laetitia Thirion

► **To cite this version:**

Laetitia Thirion. Modélisation de l'interaction cohérente des ondes électromagnétiques avec des couverts forestiers. Autre. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2003. Français. NNT: . tel-00004022

HAL Id: tel-00004022

<https://theses.hal.science/tel-00004022>

Submitted on 18 Dec 2003

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 PAUL SABATIER
TOULOUSE III

THÈSE

présentée
pour obtenir

le grade de Docteur en Sciences
Spécialité Electronique - Micro-Ondes

par

LAETITIA THIRION

Modélisation de l'interaction cohérente des ondes
électromagnétiques avec des couverts forestiers.

Soutenue le 2 octobre 2003 devant le jury composé de :

W. Tabbara	Rapporteur - Président du jury
I. Chênerie	Directeur de thèse
P. F. Combes	Examineur
E. Mougin	Examineur
E. Pottier	Rapporteur
J. C. Souyris	Examineur
C. Titin-Schnaider	Membre invité

*Pragne zadedykować moja prace naukową
dla pamięci mojej babci, Gertrude Rzonca oraz
dla mojego najbliższego przyjaciela od wielulat Alexandre.*

Ma thèse s'est déroulée au laboratoire Antennes Dispositifs et Matériaux Micro-Ondes, plus connu à Toulouse sous le nom d'AD2M. Ce laboratoire est dirigé par le professeur Paul Combes que je souhaite remercier d'une part pour m'avoir accueillie au sein de son équipe pendant ces trois années de thèse et aussi pour m'avoir fourni des conditions de travail exceptionnelles pour un doctorant.

Je remercie ensuite le professeur Isabelle Chênerie pour m'avoir proposé ce sujet de thèse qui m'a permis de rencontrer des scientifiques de toutes disciplines et de tous horizons avec qui j'ai eu beaucoup de plaisir à travailler.

Je remercie les professeurs Walid Tabbara et Eric Pottier d'avoir accepté de rapporter ma thèse. J'ai eu l'occasion durant ma thèse de bénéficier - directement ou indirectement - de leur grande expérience en télédétection radar notamment à travers les nombreux et fructueux échanges que j'ai pu avoir avec Elise Colin et Cyril Dahon, leur doctorants respectifs. Je tiens également à les remercier pour leurs encouragements durant la période généralement pénible pour un grand nombre de doctorants à savoir la fin de la rédaction du manuscrit de thèse. Finalement, je tiens à ajouter que j'ai été honorée que M. Tabbara préside le jury de ma thèse.

Jean-Claude Souyris, Eric Mougins et Cécile Titin-Schnaider ont également accepté de faire partie de mon jury et je leur en suis très reconnaissante. J'ai pu bénéficier durant ma thèse des compétences scientifiques de chacun d'entre eux mais j'ai également pu apprécier leurs grandes qualités humaines. Je remercie tout particulièrement Cécile pour sa précieuse relecture de mon manuscrit et ses nombreuses

remarques.

Il était naturel que M. Combes participe à ce jury et je tiens à le remercier tout spécialement : ses encouragements m'ont particulièrement touchée.

Le travail qui est présenté ici ne serait pas ce qu'il est sans le soutien scientifique et moral d'Alexandre Lefevre. Il a tenu sans faiblir ce rôle si difficile et il sait à quel point je lui suis reconnaissante. Merci pour ton soutien toujours égal et toujours enthousiaste qui m'a donné suffisamment de courage pour maintenir le cap coûte que coûte !

Merci à Cyril Dahon avec qui j'ai eu le plaisir de travailler pendant ces trois ans et qui m'a apporté ses connaissances en polarimétrie radar. Nos nombreux échanges et nos longues réflexions notamment sur la modélisation de la diffusion par des éléments canoniques ont forgé me semble-t-il une solide relation. Sa pugnacité et sa bonne humeur m'ont beaucoup aidée et je l'en remercie vivement. Depuis maintenant un an, Elise Colin, notre jeune spécialiste de l'interférométrie radar, a rejoint ce duo infernal et y a apporté son punch et sa bonne humeur. Le congrès de Polinsar durant lequel nous avons découvert Rome et ses hôtels près de la gare restera un souvenir impérissable !

Merci à Christophe Proisy qui est maintenant au fin fond de la Guyane : son aide, ses doutes, ses codes, nos discussions m'ont permis d'avancer plus vite et d'appréhender plus rapidement les problèmes fondamentaux de cette thèse. Je précise que c'est à lui et à Eric Mougin que je dois les codes de calcul de permittivité du sol et de la végétation ainsi que les codes de rétrodiffusion surfacique (Kirchhoff et SPM) utilisés dans cette thèse.

Un merci tout particulier à Christine Galy du laboratoire AD2M. Son dynamisme, sa pêche, sa gentillesse, son thé et ses petits gâteaux ont joué un rôle déterminant dans cette thèse (surtout les petits gâteaux qui venaient compenser la frustration causée par les bugs informatiques ...). Je n'oublie pas Jérôme Sokoloff et Olivier Pascal avec qui j'ai eu de nombreuses et passionnantes discussions : merci pour leur soutien !

Je remercie également Françoise Boulay, Danielle Nougariolis, Fifamè Koudogbo et toute l'équipe du MTG qui m'ont été d'une aide précieuse lors de mon travail à l'ONERA.

Et puis, que serais-je devenue dans mon grand bureau si Cécile Fiachetti n'était venu y apporter un peu de son accent corse??? Je me souviendrai longtemps du trio que nous avons formé avec Cécile et Marie-Laure Toulouse : à quand la fondation d'un syndicat de doctorants?????

Je souhaite ensuite remercier mes joyeux compères - anciens de l'ONERA - de-

venus avec le temps des amis : Titeuf, Mimi, JC, Cat et Pierre C..

Last but not least, je tiens à remercier de tout coeur certains membres du laboratoire d'à côté (IRSAMC) pour leur aide informatique mais aussi pour avoir participé à mon initiation gastronomique dans les grands restaurants de la région : merci à Matthieu, Andreas, Floflo, Dudu et Sylvain.



Table des matières

Remerciements	3
Introduction	11
A Calcul de la diffusion par des objets canoniques	15
I Introduction	17
II Modélisation de la permittivité diélectrique relative	19
1 Introduction	19
2 Modélisation de la permittivité diélectrique relative du sol	20
2.1 Description du sol	20
2.2 Position du problème	21
2.3 Permittivité diélectrique relative de l'eau libre	21
2.4 Ajustements de la modélisation pour $f \in [0.3,1.3]GHz$	21
3 Modélisation de la permittivité diélectrique relative de la végétation	22
3.1 Description de la végétation	22
3.2 Position du problème	22
3.3 Permittivité diélectrique relative de l'eau libre	22
3.4 Permittivité diélectrique relative de l'eau liée	23
3.5 Permittivité diélectrique des composantes résiduelles d'un élément de végétation et fractions volumiques	23
a) Permittivité diélectrique des composantes résiduelles	23
b) Fractions volumiques	24
4 Conclusion	24
III Le cylindre diélectrique non rugueux et de dimensions finies	25
1 Introduction	25
2 Passage du repère global au repère local	26
3 Approximation du cylindre infini	29
3.1 Champ interne d'un cylindre diélectrique infini	29
3.2 Formulation intégrale volumique	32
3.3 Formulation par les courants surfaciques	33
3.4 Discussion sur les deux formulations	34
4 Simulations	35

Table des matières

4.1	Études radiométrique et polarimétrique	35
	a) Conditions de simulation	35
	b) Étude polarimétrique	40
4.2	Discussion	45
	a) Quel modèle est le plus pertinent?	45
	b) Quel domaine de validité pour ces modèles?	45
5	Approximation de l'Optique Physique	46
5.1	Principe	46
5.2	Simulations	49
	a) Étude radiométrique	49
6	Conclusion	52
IV L'ellipsoïde diélectrique		55
1	Introduction	55
2	Les approximations de Rayleigh	55
2.1	Approximation de Rayleigh	56
2.2	Approximation de Rayleigh-Gans	56
2.3	Approximation de Rayleigh-Gans généralisée	57
2.4	Approximation de Born	57
3	Théorie	57
3.1	Passage du repère local au repère global	57
3.2	Calcul de la matrice locale de diffusion par un ellipsoïde	59
	a) L'équation du champ diffusé	60
	b) Approximation de Rayleigh-Gans généralisée	60
	c) Les facteurs démagnétisants	60
	d) La fonction d'interférence de Debye	61
	e) Matrice de diffusion dans le repère local	61
3.3	Cas particuliers	62
	a) La sphère	62
	b) L'ellipsoïde allongé	63
4	Simulations	63
4.1	Le cas limite de la sphère	63
4.2	L'ellipsoïde allongé diélectrique	66
4.3	L'ellipsoïde aplati diélectrique	67
5	Conclusion	67
V Modélisation de la diffusion par une surface rugueuse		69
1	Introduction	69
2	Description d'une surface rugueuse	70
2.1	Distribution de hauteur	71
2.2	Longueur de corrélation de surface	71
2.3	Écarts-type de la pente et du rayon de courbure	72
2.4	Critères de rugosité	72
3	Modélisation de la diffusion par une surface rugueuse	72
3.1	Approximation de Kirchhoff	72

a) Domaine de validité	73
b) Calcul du coefficient de rétrodiffusion	74
3.2 Méthode des petites perturbations	75
a) Position du problème	75
b) Calcul des champs au premier ordre	76
c) Coefficient de diffusion bistatique	79
d) Domaine de validité	79
4 Conclusion	79
VI Conclusion	81
B Modélisation de la diffusion par une scène forestière	83
I Introduction	85
1 Historique des modèles de diffusion par la végétation	85
2 Les modèles usuels de diffusion par la végétation	89
2.1 Les modèles incohérents	90
a) La théorie du Transfert Radiatif	90
b) Application aux modèles de diffusion radar par la végétation	92
c) Les inconvénients du Transfert Radiatif	93
3 Les modèles cohérents	93
4 Améliorations des modèles de végétation	93
II Modélisation de la diffusion par la forêt	95
1 Modélisation de la forêt	95
1.1 Les modèles de forêts	95
1.2 Répartition choisie des éléments	97
1.3 Entrées du modèle de diffusion radar	98
2 Modélisation cohérente de la diffusion radar par la forêt	100
2.1 Formulation générale	100
a) Problème de la contribution cohérente du sol	101
2.2 Détail des différents mécanismes	101
a) Mise en évidence des déphasages	101
b) Expression des contributions non atténuées	103
c) Expression des contributions atténuées	103
3 Expression des quantités observables radar	105
3.1 Le coefficient de rétrodiffusion	105
3.2 La cohérence interférométrique	107
4 Conclusion	108
C Applications	109
I Introduction	111
1 Problème de l'inversion de la biomasse	111

Table des matières

2	Applications liées à la cohérence interférométrique	115
3	Présentation des forêts étudiées	119
3.1	La forêt de mangroves	119
3.2	Description du site	119
3.3	La forêt de Fontainebleau	122
II	Simulation du coefficient de rétrodiffusion	125
1	La forêt de mangroves	125
1.1	Comparaison avec des mesures	125
1.2	Analyse	130
a)	Quels sont les diffuseurs dont la contribution est majoritaire?	130
b)	Quels sont les mécanismes de diffusion principaux?	143
c)	Quels diffuseurs participent aux mécanismes principaux de diffusion?	146
1.3	Analyse de la sensibilité du modèle	155
a)	Influence de l'angle d'inclinaison des troncs	156
b)	Influence des autres paramètres	158
2	La forêt de Fontainebleau	160
2.1	Comparaison des simulations avec les mesures en polarisation VV	162
2.2	Quel est le mécanisme dominant en polarisation VV?	164
2.3	Les polarisations HH et HV	164
a)	Comparaison des polarisations	164
b)	Décomposition suivant les mécanismes	166
3	Conclusion	168
III	Simulation de la cohérence interférométrique	171
1	Interférométrie différée	171
2	Interférométrie simultanée	172
2.1	Influence du couple baseline-taille de la scène	175
2.2	Effet de la biomasse	177
2.3	Décomposition de la cohérence	178
a)	Décomposition suivant les types de diffuseur	178
b)	Décomposition suivant les mécanismes	180
3	Conclusion	180
	Conclusion	183
	Bibliographie	184

Introduction

La télédétection est la science de l'acquisition et l'exploitation de données à distance. De manière officielle, c'est "l'ensemble des connaissances et techniques utilisées pour déterminer des caractéristiques physiques et biologiques d'objets par des mesures effectuées à distance, sans contact matériel avec ceux-ci"¹. La télédétection concerne autant l'observation de l'espace, que l'observation de la Terre. Dans le premier cas, les mesures peuvent être faites à partir d'instruments au sol (le télescope d'Aricebo au Chili par exemple), à partir de satellites en orbite (Hubble) ou au moyen de sondes spatiales (la sonde Mars Express lancée en juin 2003, la sonde européenne SMART-1 envoyée vers la lune en septembre 2003). Dans le cas où c'est la Terre qui est observée, les mesures sont spatiales ou aériennes. L'objectif est d'observer des régions étendues afin de produire par exemple des cartographies de précision, mais aussi de faire l'inventaire de certaines ressources ou en gérer d'autres, comme l'eau ou le bois. La télédétection permet également de détecter des catastrophes naturelles comme les incendies, les inondations et elle peut être un outil pour la surveillance des zones sismiques ou volcaniques. Les instruments utilisés en télédétection de la Terre sont nombreux et variés : les satellites ERS par exemple possèdent entre autre un radar² à synthèse d'ouverture, un altimètre radar, un radiomètre et un spectromètre. Chacun de ces outils est dédié à des mesures différentes : le radar fournit des images relatives à l'intensité diffusée par la scène illuminée dans la direction du satellite; l'altimètre permet de mesurer les hauteurs des surfaces observées. Le radiomètre peut fournir des signatures dans le domaine des micro-ondes des surfaces survolées et le spectromètre permet de relever par exemple les spectres de diffusion de l'atmosphère. On mesure alors des quantités aussi diverses que des champs électromagnétiques, des champs de force magnétique, des champs électriques, des champs de gravité, des vibrations, des températures, etc ... La télédétection concerne alors aussi bien la géographie que la géophysique, la météorologie que l'océanographie ou encore l'archéologie.

Le terme de "télédétection" a été inventé en 1958 par EVELYN PRUITT de l'Office of Naval Research des États-Unis dans le but de référer à l'intégration de données issues d'acquisitions aussi diverses que des photographies aériennes ou des images satellitaires. Ce n'est cependant qu'en 1972 que, LANDSAT-1, le premier satellite dédié à la télédétection a été lancé par la NASA. La France s'est dotée de son premier satellite d'observation en 1986 avec SPOT-1. Le premier radar à synthèse

1. Commission ministérielle de la télédétection aérospatiales.

2. RAdio Detection And Ranging.

Introduction

d'ouverture est apparu en 1978 sur SEASAT, satellite de la NASA, qui ne vécut que 3 mois. L'Europe, avec l'ESA, s'est dotée de son premier satellite comportant un radar à synthèse d'ouverture en 1991 avec ERS-1.

L'apport des systèmes radar est essentiel. En effet, ils illuminent eux-mêmes la scène survolée, si bien qu'ils ne sont pas dépendants d'une source d'illumination extérieure et contrairement au système d'imagerie optique, ils fonctionnent jour et nuit. De plus ce sont des instruments d'observation valables par tout temps : les ondes électromagnétiques radar sont beaucoup moins obstruées que les ondes lumineuses par les hydrométéores (pluie, neige, nuage, ...) et de manière générale toute particule en suspension dans l'atmosphère (fumée). La gêne occasionnée dépend de la taille des particules par rapport à la longueur d'onde λ_0 : si les particules sont petites devant λ_0 , elles peuvent être considérées comme invisibles; leurs dimensions augmentant, les interactions entre les particules et les ondes sont plus fortes et perturbent plus significativement le signal.

Les systèmes radar ont, en fait, fait simultanément leur apparition aux États-Unis, en Grande-Bretagne, en Allemagne et en France, dans les années 30. Leur fonctionnement repose sur les interactions entre les ondes électromagnétiques et la matière : des objets de composition et de forme différentes diffusent les ondes de manière différente. Les différences entre le signal émis et le signal reçu par le radar sont alors exploitées dans le but de retrouver certaines caractéristiques des objets éclairés. Or, il n'est pas trivial de dériver les caractéristiques des scènes illuminées à partir des observations radar, sauf dans les cas très particuliers où les objets observés sont métalliques et ont une géométrie simple (sphère, dièdre, trièdre, ...). Les scènes naturelles constituent certainement un des cas les plus complexes.

Dans cette thèse, nous nous intéresserons aux forêts, qui sont constituées de nombreux éléments dont les formes sont diverses et les tailles très variables. Ces éléments ne sont pas métalliques et leur composition propre, qui dépend notamment de l'humidité, influe fortement sur la nature des interactions avec l'onde. Tout ceci contribue à rendre la réponse radar difficile à analyser, étant donnée la complexité des nombreux phénomènes mis en jeu. De nombreux outils ont été développés, surtout en traitement de l'image et du signal, afin d'extraire un maximum d'information des observations radar. Une première approche, phénoménologique, consiste à classifier des scènes observées suivant leur réponse radar, comme par exemple le niveau en intensité du signal reçu. Il a en effet été remarqué que l'intensité moyenne rétrodiffusée dépend du type de scène observée et donc diffère entre une zone urbaine, un champ labouré ou une forêt. Une autre approche consiste à développer des modèles permettant de simuler la réponse radar de scènes aussi complexes que les forêts. L'objectif est en particulier de comprendre comment le signal est déformé et quelles sont les interactions pertinentes à considérer en fonction des caractéristiques de l'observation radar, pour aider à l'interprétation des mesures mais aussi pour définir de nouveaux outils d'observation radar. Prenons par exemple les éléments qui constituent une forêt : ils peuvent être modélisés par des objets canoniques comme le cylindre (branches et les troncs) et les ellipsoïdes allongés (aiguilles des conifères) ou aplatis (feuilles). Cependant, même pour des objets a priori de géométrie simple, il est difficile de modéliser la réponse radar et on a recours à de nombreuses approxima-

tions suivant la fréquence. La plupart des modèles de diffusion qui existent sont des modèles en intensité : la réponse de la forêt résulte de la sommation directe de la réponse, en intensité, de chacun des éléments qu'elle contient. Cette approche présente certains défauts : l'architecture de l'arbre et la répartition des arbres dans la forêt ne sont pas prises en compte et la densité du milieu est couramment considérée comme homogène. Ceci entraîne que les déphasages entre les réponses des différents éléments de la forêt ne peuvent pas être calculés. Or la sommation de ces contributions n'est pas forcément la même si elle se fait en intensité ou si elle est complexe. Dans le dernier cas, cela revient à considérer qu'il y a des interactions entre les diffuseurs, ce qui peut amener leur réponses propres à s'ajouter ou à se compenser. On peut alors travailler non seulement sur l'intensité du signal reçu mais également sur sa phase, ce qui dans le cadre de l'interférométrie, est un moyen d'estimer la hauteur moyenne de la scène observée.

Le travail développé dans cette thèse concerne la mise en place d'une formulation cohérente et complètement polarimétrique de la diffusion électromagnétique par des forêts, puis son application à des forêts pour lesquelles des descriptions assez précises sont disponibles. Il est organisé en trois parties, qui s'enchaînent de la façon suivante : dans une première partie, nous nous sommes attachés à expliciter la modélisation de la permittivité diélectrique du sol et de la végétation ainsi que les expressions de la diffusion canonique par les cylindres, les ellipsoïdes et les surfaces rugueuses. L'objectif premier est de mettre en avant toutes les contraintes et les limites imposées par ces diverses formulations. La deuxième partie propose d'abord un état de l'art des modèles de diffusion électromagnétique et s'attarde sur le Transfert Radiatif, modèle incohérent le plus utilisé. Ensuite, la formulation de la diffusion cohérente par la forêt, s'appuyant sur une description réaliste de la scène, est développée. Ce modèle est finalement appliqué, dans une troisième et dernière partie, à deux types de forêts : une forêt tropicale et une forêt tempérée. Dans le premier cas, le coefficient de rétrodiffusion en fonction de la biomasse pour les bandes de fréquence P, L et C, ainsi que le comportement de la cohérence interférométrique en bande P, sont étudiés. Dans le second cas, la variation saisonnière du coefficient de rétrodiffusion en bande C est étudiée. Dans chacun de ces cas, nous nous intéressons particulièrement aux comportements des différents mécanismes de diffusion et des divers types de diffuseur afin de comprendre comment se construit la réponse de la forêt.

Première partie

Calcul de la diffusion par des objets canoniques

Chapitre I

Introduction

Cette première partie aborde la modélisation électromagnétique de la diffusion par des éléments canoniques, et introduit les grandeurs nécessaires au calcul de cette diffusion. Elle a pour objectif les deux points suivants :

- mettre en avant le travail amont nécessaire pour modéliser la diffusion électromagnétique par une forêt et ouvrir des perspectives dans le cas de la modélisation cohérente,
- mettre en évidence, à tous les niveaux possibles, le domaine de validité des méthodes employées et les erreurs engendrées par la modélisation.

En effet, il apparaît illusoire de prétendre modéliser la diffusion d'un environnement complexe, si l'on ne maîtrise pas les outils fondamentaux et surtout leur domaine de validité. La modélisation de la diffusion électromagnétique par des objets canoniques est loin d'être un thème de recherche épuisé. Jusqu'ici les efforts de modélisation ont porté majoritairement sur le coefficient de rétrodiffusion, voire dans les cas les plus avancés, sur le coefficient de diffusion bistatique. Or dans le cas de la modélisation cohérente par de tels objets, ces études sont loin d'être suffisantes. Si l'on prend par exemple le cas de la diffusion par des surfaces rugueuses, la modélisation de l'amplitude et de la phase du champ diffusé n'en est qu'à ses débuts. Or l'absence de contribution en champ des surfaces rugueuses est très pénalisante pour les codes de diffusion cohérents. Dans le cas des objets canoniques ponctuels comme le cylindre fini ou l'ellipsoïde, il est possible de modéliser cette phase, mais la validation reste incomplète : un des rares tests qu'il soit possible de faire est de regarder si le signe de ce qui est renvoyé est en accord avec les conventions choisies initialement, ce qui n'est malheureusement possible que dans le cas de la diffusion avant. La polarimétrie est un outil que nous avons employé lors de notre collaboration avec C. DAHON. Il nous a notamment permis d'apporter des validations supplémentaires au niveau de la diffusion canonique par des cylindres finis.

Dans cette partie, nous traitons d'abord de la modélisation de la permittivité diélectrique relative de la végétation et du sol. En effet, c'est une quantité très importante lorsque l'on considère la diffusion par des éléments diélectriques. Dans le cas de la comparaison avec des mesures, l'humidité est le paramètre terrain qui nous permet de remonter à la permittivité diélectrique relative. Il me paraît donc important d'exposer le modèle employé pour calculer cette quantité. C'est un modèle

semi-empirique, élaboré entre autre par ULABY, EL-RAYES et DOBSON.

Nous abordons ensuite la diffusion par les cylindres diélectriques de dimensions finies. Un lourd travail a été fourni concernant cette partie, étant donné que les cylindres servent à modéliser les branches et les troncs qui représentent en fraction volumique la plus grande contribution dans une forêt. Des déficiences ont été constatées portant sur des modèles basés sur l'approximation du cylindre infini. Ces déficiences sont de deux ordres :

- un comportement en haute fréquence insatisfaisant,
- un comportement polarimétrique parfois douteux.

Ce travail nous a amené à restreindre le domaine de validité de ces modèles, rejoignant ainsi les conclusions de publications récentes. Afin de pallier au moins aux déficiences en haute fréquence des modèles basés sur l'approximation du cylindre infini, nous avons développé un code s'appuyant sur la formulation de l'optique physique. Des simulations ont mis en évidence la continuité des résultats radiométriques mais hélas, la polarimétrie n'est plus satisfaisante.

Dans un troisième temps, nous nous intéressons à la modélisation par des ellipsoïdes diélectriques. Cette étude sera l'occasion de faire le point sur un certain nombre d'approximations que l'on peut regrouper sous le nom d'approximations de Rayleigh. Dans le cas qui nous intéresse, nous nous sommes appuyés sur l'approximation de Rayleigh-Gans généralisée introduite à la fin des années 70. Cette approximation permet de modéliser la diffusion par des objets allongés ou aplatis. Des cas limites sont proposés afin de présenter quelques cas de validation. Contrairement aux cylindres, l'effort de validation n'a pas été aussi important et nous n'avons pas réalisé d'étude polarimétrique. Cependant, les feuilles restent généralement minoritaires dans leur contribution, même en haute fréquence, ce qui nous permet d'être moins exigeant sur les caractéristiques de leur diffusion.

Finalement, cette partie s'achève avec une étude de la diffusion par les surfaces rugueuses. Bien que de nombreuses publications aient été consacrées à ce sujet, il reste beaucoup d'efforts à faire pour satisfaire les besoins des codes cohérents. Faute de disposer de modèles satisfaisants, tant d'un point de vue "cohérent" que polarimétrique, nous avons fait le choix de modéliser la diffusion de surface par les formulations les plus simples. Dans le cas où nous avons considéré la contribution du sol de manière incohérente (calcul du coefficient de rétrodiffusion), nous avons utilisé la formulation de Kirchhoff ou celle des petites perturbations. Quand il s'est agit de calculer la contribution cohérente du sol, nous avons fait l'hypothèse d'un sol plat, s'appuyant ainsi sur les coefficients de réflexion de Fresnel. Ainsi dans cette dernière partie, nous exposons les formulations de Kirchhoff et des petites perturbations.

Chapitre II

Modélisation de la permittivité diélectrique relative

1 Introduction

La permittivité diélectrique relative du sol ou des éléments de végétation joue un rôle clef dans les modèles de diffusion. Elle va traduire la capacité du matériau à diffuser et à absorber l'onde électromagnétique qui l'illumine. De ce fait, le champ diffusé va être fortement lié à la valeur de la permittivité ε_r . Ainsi, par exemple, si l'on considère la formulation intégrale volumique du champ diffusé en zone lointaine par un diffuseur dans un volume V , on se rend compte qu'elle dépend de multiples niveaux de ε_r [1] :

$$\mathbf{E}_s = \frac{k_0^2}{4\pi} (\underline{\underline{I}} - \hat{s}\hat{s}) \cdot \mathbf{P} \frac{\exp(-jk_0r)}{r} \quad (1)$$

avec

$$\mathbf{P} = \int_V dv' (\varepsilon_r - 1) \mathbf{E}_{in}(\mathbf{r}') e^{jk_0\hat{s}\cdot\mathbf{r}'}, \quad (2)$$

le champ interne \mathbf{E}_{in} dépendant explicitement de ε_r .

Il apparaît donc nécessaire de connaître correctement la valeur de ε_r . Cependant, cette valeur ne se mesure pas directement mais se déduit d'un certain nombre de paramètres caractéristiques du milieu ainsi que de l'observation radar : l'humidité et la fréquence jouent un rôle fondamental dans la détermination de ε_r . Un des problèmes importants est que les caractéristiques du milieu peuvent varier fortement, spatialement et temporellement [2, 3], amenant une variation significative de la permittivité. Les observations radar peuvent être utilisées afin de retrouver les caractéristiques diélectriques (et/ou physiologiques) de certains milieux. Ceci suppose deux choses [4] :

1. il faut comprendre les relations existant entre les caractéristiques diélectriques du milieu observé et les propriétés de l'onde radar rétrodiffusée par ce milieu. En cela, les modèles théoriques de rétrodiffusion peuvent amener à une meilleure compréhension des phénomènes mis en jeu.
2. il faut aussi connaître correctement les relations qui permettent de déduire la permittivité d'un élément donné à partir de ses caractéristiques physiques. On

peut citer les travaux d'ULABY et EL-RAYES en 1987 [5].

N'ayant pas la possibilité d'estimer ces variations, nous considérons qu'au moment où l'on procède aux mesures radar, l'ensemble des caractéristiques permettant de retrouver la permittivité diélectrique du milieu observé sont parfaitement connues. Les algorithmes que nous employons ont été développés à partir des travaux de HALLIKAINEN et al., ULABY et al. et PEPLINSKI et al. et sont exposés dans les sections suivantes. Dans le cas de la modélisation de la permittivité diélectrique du sol, la formulation est annoncée comme valide pour la plage de fréquence suivante : $f \in [0.3, 1.3]GHz \cup [1.4, 18]GHz$. En ce qui concerne la modélisation de la permittivité diélectrique de la végétation, la bande de fréquence est plus large : $f \in [0.2, 20]GHz$, mais elle ne s'applique qu'à des composants dont l'eau présente une salinité inférieure à 10‰. Pour ce modèle, les auteurs avancent une erreur de $\pm 20\%$ sur la partie réelle et la partie imaginaire de la permittivité.

Comme il apparaît dans les sections suivantes, de nombreuses variables ont eu leur valeurs déterminées par l'expérience. Même si ces modèles ont fait leurs preuves (ils sont régulièrement cités dans les modèles de diffusion par la végétation), ils restent des modèles empiriques, valables dans le seul contexte des mesures utilisées.

2 Modélisation de la permittivité diélectrique relative du sol

Les travaux concernant la permittivité diélectrique du sol remontent environ au début des années 70. Ils ont pour but d'essayer de modéliser le comportement de la permittivité du sol et de voir de quels constituants cette dernière dépend de manière significative. On peut citer les travaux de HOEKSTRA et DELANEY en 1974 [6] et ceux de WANG en 1980 [7, 8]. Les conclusions sont différentes, mais les protocoles expérimentaux également. Il est donc difficile de conclure sur le comportement diélectrique du sol. En 1985, HALLIKAINEN, ULABY, DOBSON, EL-RAYES et WU publient un article qui fera référence [9]. Il s'agit d'une étude complète du comportement diélectrique du sol sur une large bande de fréquence, pour différentes compositions du sol, à diverses températures. En 1995, PEPLINSKI, ULABY et DOBSON reviennent sur la modélisation de la permittivité diélectrique relative du sol, en proposant une extension de la formulation à des fréquences plus basses [10, 11].

C'est essentiellement sur ces articles que nous nous appuyerons dans cette section.

2.1 Description du sol

On peut considérer que le sol est un mélange des éléments suivants :

- l'air,
- l'eau,
- le sable et l'argile.

Pour déterminer la valeur de la permittivité complexe du sol, il va falloir connaître en plus [9] :

- le volume d'eau que contient le sol,

- la fraction volumique d'eau libre,
- les taux d'argile et de sable,
- la forme de ces particules et des inclusions d'eau.

2.2 Position du problème

Dans [10, 11], PEPLINSKI et al. présentent un modèle semi-empirique pour déterminer la permittivité diélectrique relative d'un sol. Les auteurs proposent la formulation suivante, en fonction de la permittivité de l'eau libre ε_{fw} et de la permittivité des composantes solides du sol ε_s :

$$\varepsilon_r = \left(1 + \frac{\rho_b}{\rho_s}(\varepsilon_s^\alpha - 1) + m_v^{\beta_1} Re(\varepsilon_{fw})^\alpha - m_v \right)^{1/\alpha} - j \left(m_v^{\beta_2} Im(\varepsilon_{fw})^\alpha \right)^{1/\alpha} \quad (3)$$

où :

- m_v est l'humidité volumétrique reliée au taux gravimétrique d'humidité M_g par la relation $m_v = \rho_b M_g$,
- ρ_b est la masse volumique de l'échantillon de sol. Il se calcule de la manière suivante: $\rho_b = \frac{P_{sample}}{V_{sample}}$, où P_{sample} et V_{sample} sont respectivement la masse et le volume de l'échantillon de sol séché,
- ρ_s est la densité des particules solides dans le sol. Dans [10], les auteurs prennent $\rho_s = 2.66g.cm^{-3}$.
- α et $\beta^{1,2}$ sont des variables déterminées expérimentalement en fonction des fractions massiques de sable (s) et d'argile (c) :
 - $\alpha = 0.65$,
 - $\beta_1 = 1.2748 - 0.519s - 0.152c$,
 - $\beta_2 = 1.33797 - 0.603s - 0.166c$,

2.3 Permittivité diélectrique relative de l'eau libre

L'équation de dispersion de Debye permet d'exprimer la permittivité diélectrique relative de l'eau libre. L'expression modifiée qui est proposée par [10] prend en compte la conductivité effective du milieu :

$$\varepsilon_{fw} = \varepsilon_{fw\infty} + \frac{\varepsilon_{fws} - \varepsilon_{fw\infty}}{1 + (f/f_0)^2} - j \left(\frac{f/f_0(\varepsilon_{fws} - \varepsilon_{fw\infty})}{1 + (f/f_0)^2} + \frac{\sigma_{eff}}{2\pi\varepsilon_0 f} \frac{\rho_s - \rho_b}{\rho_s m_v} \right) \quad (4)$$

La valeur de σ_{eff} a été déterminée par des mesures effectuées à 1.4 GHz :

$$\sigma_{eff} = -1.645 + 1.939\rho_b - 2.25622s + 1.594c \quad (5)$$

2.4 Ajustements de la modélisation pour $f \in [0.3,1.3]GHz$

La relation précédente (5) est valable pour des fréquences supérieures à 1.4 GHz mais ne sont plus applicables en dessous de cette fréquence. Deux ajustements sont alors apportés à la modélisation précédente[10, 11] :

1. la valeur de σ_{eff} est déterminée expérimentalement pour cette bande de fréquence :

$$\sigma_{eff} = 0.0467 + 0.2204\rho_b - 0.4111s + 0.6614c \quad (6)$$

2. La partie réelle de ε_r est modifiée pour un meilleur accord avec les mesures :

$$Re(\varepsilon'_r) = 1.15Re(\varepsilon_r) - 0.68 \quad (7)$$

3 Modélisation de la permittivité diélectrique relative de la végétation

3.1 Description de la végétation

Comme pour le sol, on peut modéliser la végétation comme un mélange des éléments suivants :

- l'air,
- l'eau,
- les composantes résiduelles de l'élément de végétation (matière sèche).

Cette fois-ci, on va distinguer, en ce qui concerne l'eau, les molécules d'eau liée et les molécules d'eau libre. Les molécules d'eau liée subissent la pression des molécules des autres constituants et de ce fait ont une réponse différente de l'eau libre quand elle est éclairée par une onde électromagnétique. Comme les constantes diélectriques de l'eau libre et de l'eau liée dépendent, en plus de la fréquence, de la température et de la salinité, la permittivité diélectrique de l'élément de végétation va en dépendre également.

3.2 Position du problème

ULABY et al. partent du principe que la permittivité diélectrique relative d'un élément de végétation peut se modéliser de la manière suivante [5] :

$$\varepsilon_r = \varepsilon_{r_r} + v_{fw}\varepsilon_{r_{fw}} + v_{bw}\varepsilon_{r_{bw}} \quad (8)$$

où

- ε_{r_r} est la permittivité des composantes résiduelles de l'élément de végétation (matière sèche),
- $\varepsilon_{r_{fw}}$ est la permittivité de l'eau libre contenue dans l'élément et pondérée par sa quantité volumique v_{fw} ,
- $\varepsilon_{r_{bw}}$ est la permittivité de l'eau liée, pondérée par v_{bw} .

3.3 Permittivité diélectrique relative de l'eau libre

On considère que le salinité S de l'eau libre est telle que $S \leq 10\%$. Les auteurs [5] montrent que la permittivité de l'eau libre s'écrit dans ce cas comme :

$$\varepsilon_{r_{fw}} = \varepsilon_{r_{fw\infty}} + \frac{\varepsilon_{r_{fws}} - \varepsilon_{r_{fw\infty}}}{1 + jf/f_0} - j \frac{\sigma}{2\pi\varepsilon_0 f} \quad (9)$$

Dans (9), $\varepsilon_{r_{fw\infty}}$ et $\varepsilon_{r_{fws}}$ sont les limites haute et basse fréquence de la partie réelle de $\varepsilon_{r_{fw}}$. En 1952, LANE et SAXTON ont montré que $\varepsilon_{r_{fw\infty}} = 4.9$ [12]. La quantité

$\varepsilon_{r_{fws}}$ dépend de la température et son expression est donnée par [12] :

$$\varepsilon_{r_{fws}} = 88.045 + T(-0.4147 + T(6.295 \cdot 10^{-4} + T1.075 \cdot 10^{-5})) \quad (10)$$

La fréquence f est en GHz et ε_0 est la permittivité diélectrique de l'espace libre. La conductivité ionique de l'eau salée σ est donnée en $S.m^{-1}$. Son expression est fonction de la salinité S :

$$\sigma \simeq 0.16S - 0.0013S^2 \quad (11)$$

La valeur de σ semble néanmoins ne pas beaucoup varier et on admet que $\sigma = 1.27$ [5].

La valeur de la fréquence de relaxation des molécules d'eau f_{f_0} , et donc la valeur de $\varepsilon_{r_{fws}}$, dépend de la température (voir tableau II.1). Une expression générale de

Température(°C)	Fréquence f_{f_0} (GHz)	$\varepsilon_{r_{fws}}(-)$
0	9	87.1
22	18	80

TAB. II.1 – Exemples de la variation de la fréquence de relaxation f_{f_0} et de la permittivité de l'eau libre $\varepsilon_{r_{fws}}$ en fonction de la température.

la fréquence de relaxation est donnée dans [12] :

$$f_{f_0} = (1.109 \cdot 10^{-10} + T(-3.824 \cdot 10^{-12} + T(6.938 \cdot 10^{-14} - T5.096 \cdot 10^{-16})))^{-1} \quad (12)$$

3.4 Permittivité diélectrique relative de l'eau liée

Ce que l'on sait avec certitude, c'est qu'une molécule d'eau liée a un temps de relaxation plus grand que les molécules d'eau libre. Définir avec plus de précision l'impact que les forces de liaison peuvent avoir sur la permittivité diélectrique de l'eau liée n'est pas possible et les auteurs l'estiment via des mesures. A $22^\circ C$, et pour des fréquences balayant la bande $[0.1,20]GHz$, les auteurs montrent que la permittivité diélectrique relative de l'eau liée peut se mettre sous une forme similaire à l'équation (9) [5] :

$$\varepsilon_{r_{bw}} = \varepsilon_{r_{bw\infty}} + \frac{\varepsilon_{r_{bws}} - \varepsilon_{r_{bw\infty}}}{1 + (jf/f_{b_0})^{1-\alpha}} \quad (13)$$

Pour le sucre, molécule présente dans les milieux naturels, il y a six liaisons possibles avec l'eau, amenant le paramètre α caractérisant la relaxation à la valeur $\alpha = 0.5$. Dans les conditions expérimentales énoncées plus haut, le tableau 3.4 rapporte ce que les auteurs ont mesuré.

3.5 Permittivité diélectrique des composantes résiduelles d'un élément de végétation et fractions volumiques

a) Permittivité diélectrique des composantes résiduelles

On ne sait pas déterminer la permittivité diélectrique des composantes résiduelles de la végétation ε_{r_r} . La valeur qui a donc été attribuée à cette variable résulte d'une

Température (°C)	Fréquence f_{b_0} (GHz)	$\varepsilon_{r_{b_\infty}}$ (-)	$\varepsilon_{r_{b_{ws}}}$ (-)
22	0.18	2.9	57.9

TAB. II.2 – Valeur de la fréquence de relaxation f_{b_0} et de la permittivité de l'eau liée $\varepsilon_{r_{b_{ws}}}$ à température ambiante.

étude paramétrique expérimentale de la permittivité d'un échantillon en fonction de son humidité gravimétrique¹. Elle correspond au cas où le modèle restitue au mieux les mesures. Les auteurs ont fait varier M_g de 0.04 à 0.68 pour une bande de fréquence allant de 0.5 à 20.4 GHz. La loi de variation empirique suivante a été établie :

$$\varepsilon_{r_r} = 1.7 - 0.74M_g + 6.16M_g^2 \quad (14)$$

b) Fractions volumiques

On sait mesurer le taux gravimétrique d'humidité M_g d'un échantillon de feuille ou de branche. Il se calcule à partir de la masse d'un échantillon humide et de la masse du même échantillon, mais cette fois-ci séché. Le problème est de savoir comment relier M_g à v_{fw} et v_{bw} . Là encore, ces quantités ne se mesurent pas et elles ont été déterminées de façon à obtenir le meilleur accord possible entre les valeurs simulées et mesurées de la permittivité diélectrique. Les relations permettant de déterminer v_{fw} et v_{bw} en fonction de M_g sont les suivantes :

$$\begin{aligned} v_{fw} &= M_g(0.55M_g - 0.076) \\ v_b &= \frac{4.64M_g^2}{1 + 7.36M_g^2} \end{aligned} \quad (15)$$

4 Conclusion

Les permittivités diélectriques du sol et des éléments de végétation sont des grandeurs importantes lorsque l'on souhaite calculer leur diffusion électromagnétique. Leur valeur dépend des paramètres terrains (température, humidité, composition, etc ...) ainsi que des caractéristiques de l'observation radar (fréquence). Des relations empiriques ont été établies permettant de déterminer la permittivité du sol sur la bande de fréquence $[0.3,1.3] \cup [1.4,1.8]$ GHz et pour la végétation, dans des conditions de faible salinité, sur la bande de fréquence $[0.2,20]$ GHz. De plus, des études ont montré que la valeur de la permittivité fluctue beaucoup à l'échelle d'une même journée [2]. L'article [13] rapporte des variations temporelles sur le coefficient de rétrodiffusion radar de 1 à 4 dB (suivant la fréquence et la polarisation) qui ont été observées lors de l'étude d'une forêt novégienne pendant un intervalle de temps inférieur à une semaine. Ainsi le comportement de la permittivité ainsi que la modélisation qui est utilisée font que l'incertitude sur sa valeur peut être très forte.

1. Pour de plus amples détails sur le système de mesure de la permittivité diélectrique, référez-vous à l'article de 1985 de HALLIKAINEN et al. [9].

Chapitre III

Le cylindre diélectrique non rugueux et de dimensions finies

1 Introduction

La modélisation de la diffusion électromagnétique par un cylindre est importante pour la modélisation de la diffusion radar par des scènes naturelles et plus particulièrement par des forêts. En effet, le cylindre est l'objet canonique que l'on emploie pour modéliser de manière générale, les troncs, les branches et parfois les aiguilles des conifères. Il est possible de calculer exactement la diffusion par un cylindre diélectrique de dimensions finies en utilisant par exemple la méthode des moments. Cependant, dans le cadre de la modélisation de la diffusion par des forêts, où de nombreux arbres doivent être traités, il paraît plus pertinent d'utiliser l'approximation du cylindre infini, plus rapide que les algorithmes de résolution exacte. Durant les vingt dernières années, un grand nombre de publications y ont été consacrées; on peut citer par exemple WAIT en 1955 [14], RUCK en 1970 [15], KARAM et FUNG [16, 1] et SEKER [17] en 1988, ainsi que SENIOR en 1990 [18].

Récemment, ces calculs ont fait l'objet de plus amples développements, permettant par exemple de prendre en compte la rugosité de l'écorce des troncs et des branches dans le cas des études en haute fréquence [19, 20]. En effet, pour des longueurs d'ondes millimétriques, EL-ROUBY et al. ont montré qu'un bon accord est obtenu entre des diagrammes de rayonnement mesuré et simulé lorsque l'on applique un modèle basé sur l'approximation de l'optique géométrique à des cylindres diélectriques, à pertes et rugueux [20]. LIN et SARABANDI se sont aussi intéressés à la rugosité des troncs, en modélisant l'écorce par une couche diélectrique corruguée [19]. De plus, dans des travaux complémentaires, ils ont calculé de manière rigoureuse le couplage entre un tronc et un sol incliné. Leurs résultats, basés sur l'approximation de l'optique physique, montrent l'influence de la rugosité et de l'inclinaison sur les diagrammes de rayonnement.

Aux basses fréquences, ou quand la densité du diffuseur devient suffisamment grande, on peut considérer, localement, des effets de diffusion par groupe et il faut alors calculer soit la diffusion équivalente par ce groupe hétérogène [21, 22], soit

calculer le couplage entre les diffuseurs, notamment pour étudier le *backscattering enhancement* [23]. Toutes ces études ont pour objectif principal de modéliser le plus précisément possible la contribution des branches et des troncs à la diffusion radar par des forêts. Cependant, les résultats ne concernent généralement que le coefficient de diffusion bistatique, voire le coefficient de rétrodiffusion σ_0 .

Si maintenant, on souhaite modéliser la diffusion *cohérente* de la forêt ou bien si l'on s'intéresse à l'interprétation polarimétrique, ces coefficients ne sont plus suffisants. La phase de la matrice de diffusion des troncs par exemple est nécessaire pour estimer correctement leur contribution, à la fois en terme de polarimétrie, d'interférométrie et de radiométrie radar.

Dans ce chapitre, nous allons considérer trois modèles de diffusion par des cylindres diélectriques de dimensions finies. Deux d'entre eux, semi-exacts, s'appuient sur l'approximation du cylindre infini. Ces modèles sont appliqués au calcul de quatre mécanismes fondamentaux impliquant les troncs ou les branches. Une étude de la matrice de diffusion et du comportement polarimétrique pour chacun de ces mécanismes est proposée. La restriction basse fréquence de ces formulations est mise en évidence et un troisième modèle s'appuyant sur l'approximation de l'optique physique est utilisé pour pallier à cette restriction.

Avant de présenter brièvement les calculs développés dans les deux modèles basés sur l'approximation du cylindre infini, nous proposons de nous concentrer dans un premier temps sur la définition des repères utilisés. Pour cette partie et les suivantes, des calculs plus précis sont disponibles dans [16, 1, 24, 18, 19].

2 Passage du repère global au repère local

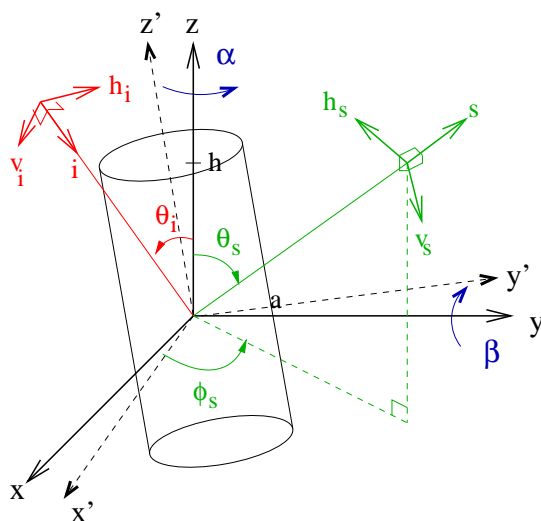


FIG. III.1 – *Système de coordonnées et définition des vecteurs incidents et diffusés dans le cas de la convention FSA (Forward Scattering Alignment).*

Soit un cylindre de rayon a et de demi-hauteur h orienté aléatoirement dans

l'espace. Le point milieu de ce cylindre définit le centre O d'un repère fixe $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$, appelé repère de référence ou repère global (voir figure III.1). L'orientation de ce cylindre est complètement décrite par les deux angles d'Euler α et β . On peut définir les vecteurs de polarisation \hat{i}, \hat{v}_i et \hat{h}_i dans la base $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$:

$$\begin{aligned}\hat{i} &= \sin \theta_i \cos \phi_i \hat{x} + \sin \theta_i \sin \phi_i \hat{y} - \cos \theta_i \hat{z} \\ \hat{h}_i &= \frac{\hat{z} \times \hat{i}}{|\hat{z} \times \hat{i}|} = -\sin \phi_i \hat{x} + \cos \phi_i \hat{y} \\ \hat{v}_i &= \hat{h}_i \times \hat{i} = -\cos \theta_i (\cos \phi_i \hat{x} + \sin \phi_i \hat{y}) - \sin \theta_i \hat{z}\end{aligned}\quad (1)$$

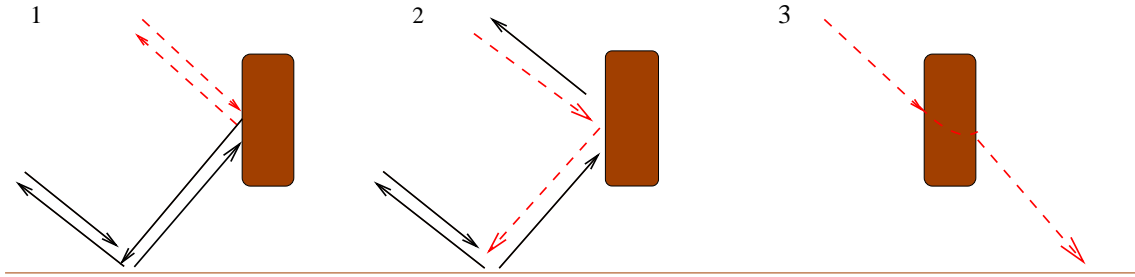


FIG. III.2 – Exemples de mécanismes de diffusion faisant intervenir les mécanismes de diffusion élémentaires (traits pointillés) tels que : la rétrodiffusion (1), la diffusion spéculaire (2) et la diffusion vers l'avant (3).

Pour établir la matrice de diffusion de ce cylindre, il faut se placer dans le repère local $(\hat{x}', \hat{y}', \hat{z}')$, dans lequel l'axe principal du cylindre est aligné suivant (O, \hat{z}') (voir figure III.1). On passe du repère global au repère local au moyen de deux rotations successives : d'abord une rotation d'angle α autour de (O, \hat{z}) , puis une seconde rotation d'angle β autour de (O, \hat{y}) . Les deux repères sont reliés par l'équation suivante :

$$\begin{pmatrix} \hat{x}' \\ \hat{y}' \\ \hat{z}' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & 0 & -\sin \beta \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \beta & 0 & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha & 0 \\ -\sin \alpha & \cos \alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{x} \\ \hat{y} \\ \hat{z} \end{pmatrix}\quad (2)$$

Dans ce repère, le cylindre est éclairé par les angles d'incidence locaux suivants :

$$\begin{aligned}\cos \theta'_i &= -\hat{z}' \cdot \hat{i} \\ \cos \phi'_i &= \frac{\hat{x}' \cdot \hat{i}}{1 - (\hat{z}' \cdot \hat{i})^2}\end{aligned}\quad (3)$$

On définit également des vecteurs locaux de polarisation dans la base $(\hat{x}', \hat{y}', \hat{z}')$:

$$\begin{aligned}\hat{i}' &= \hat{i} \\ \hat{h}'_i &= \frac{\hat{z}' \times \hat{i}}{|\hat{z}' \times \hat{i}|} \\ \hat{v}'_i &= \hat{h}'_i \times \hat{i}\end{aligned}\quad (4)$$

En utilisant les relations de passage établies dans l'équation (2), il est possible d'exprimer ces nouveaux vecteurs de polarisation en fonction de ceux du repère global :

$$\begin{pmatrix} \hat{v}'_i \\ \hat{h}'_i \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{\det \underline{\underline{U}}}} \underline{\underline{U}} \begin{pmatrix} \hat{v}_i \\ \hat{h}_i \end{pmatrix} \quad (5)$$

Pour déterminer l'expression de cette matrice de passage $\underline{\underline{U}}$, exprimons $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$ dans la base $(\hat{i}, \hat{v}_i, \hat{h}_i)$:

$$\begin{aligned} \hat{x} &= (\hat{x} \cdot \hat{i})\hat{i} + (\hat{x} \cdot \hat{v}_i)\hat{v}_i + (\hat{x} \cdot \hat{h}_i)\hat{h}_i \\ &= \sin \theta_i \cos \phi_i \hat{i} - \cos \theta_i \cos \phi_i \hat{v}_i - \sin \phi_i \hat{h}_i \end{aligned} \quad (6)$$

Nous avons de même :

$$\begin{aligned} \hat{y} &= \sin \theta_i \sin \phi_i \hat{i} - \cos \theta_i \sin \phi_i \hat{v}_i + \cos \phi_i \hat{h}_i \\ \hat{z} &= -\cos \theta_i \hat{i} - \sin \theta_i \hat{v}_i \end{aligned} \quad (7)$$

Ce qui donne sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} \hat{x} \\ \hat{y} \\ \hat{z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin \theta_i \cos \phi_i & -\cos \theta_i \cos \phi_i & -\sin \phi_i \\ \sin \theta_i \sin \phi_i & -\cos \theta_i \sin \phi_i & \cos \phi_i \\ -\cos \theta_i & -\sin \theta_i & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{i} \\ \hat{v}_i \\ \hat{h}_i \end{pmatrix} \quad (8)$$

En combinant les équations (2) et (6), nous pouvons exprimer le vecteur \hat{z}' dans la base $(\hat{i}, \hat{v}_i, \hat{h}_i)$:

$$\begin{aligned} \hat{z}' &= (\sin \beta \sin \theta_i \cos(\alpha - \phi_i) - \cos \beta \cos \theta_i) \hat{i} \\ &\quad - (\sin \beta \cos \theta_i \cos(\alpha - \phi_i) + \cos \beta \sin \theta_i) \hat{v}_i \\ &\quad + \sin \beta \sin(\alpha - \phi_i) \hat{h}_i \\ &= U_i \hat{i} + U_{v_i} \hat{v}_i + U_{h_i} \hat{h}_i \end{aligned} \quad (9)$$

En remplaçant dans l'équation (4) \hat{z}' par son expression établie dans (9), nous aboutissons à :

$$\begin{aligned} \hat{h}'_i &= \frac{U_{h_i} \hat{v}_i - U_{v_i} \hat{h}_i}{\sqrt{U_{v_i}^2 + U_{h_i}^2}} \\ \hat{v}'_i &= \frac{-U_{v_i} \hat{v}_i - U_{h_i} \hat{h}_i}{\sqrt{U_{v_i}^2 + U_{h_i}^2}} \end{aligned} \quad (10)$$

Ce qui finalement nous permet d'obtenir l'expression de la matrice $\underline{\underline{U}}$, permettant de relier les bases de polarisation globale et locale entre elles :

$$\underline{\underline{U}} = \begin{pmatrix} -U_{v_i} & -U_{h_i} \\ U_{h_i} & -U_{v_i} \end{pmatrix} \quad (11)$$

Maintenant que nous savons passer du repère global au repère local et inversement, nous pouvons déterminer la matrice de diffusion de ce cylindre dans le repère local.

3 Approximation du cylindre infini

Les branches sont usuellement modélisées par des cylindres lisses diélectriques. Pour de tels diffuseurs, il n'existe pas de calcul exact permettant de déterminer l'amplitude de diffusion. Cependant, il est possible d'obtenir une solution semi-exacte dans le cadre de l'approximation du cylindre infini.

En effet, le champ total qui règne dans l'espace libre peut s'écrire sous la forme d'une intégrale fonction du champ total à l'intérieur du diffuseur, via la formulation intégrale de l'équation vectorielle de HELMHOLTZ. De ce fait, toute la difficulté réside alors dans le calcul du champ total qui règne à l'intérieur de ce diffuseur. L'approximation du cylindre infini consiste à supposer que le champ interne du cylindre est le même que celui d'un cylindre identique mais de longueur infinie [18]. Cette approximation faite, il y a alors plusieurs moyens de calculer le champ diffusé¹ et ces calculs sont développés dans les sections suivantes.

3.1 Champ interne d'un cylindre diélectrique infini

Considérons un cylindre diélectrique de permittivité ε , de rayon a et de longueur infinie.

On se place dans le repère cartésien local $(\hat{x}', \hat{y}', \hat{z}')$ tel que l'axe du cylindre soit suivant l'axe \hat{z}' .

On considère que le cylindre est éclairé par une onde plane dont le vecteur de propagation a été ramené, dans le repère local, dans le plan (O, \hat{x}', \hat{z}') . On utilise ici la convention FSA et la notation temporelle²($e^{-j\omega t}$).

La figure III.1 montre les directions incidente et diffusée, qui sont définies par :

$$\begin{aligned}\hat{i} &= -\sin \theta_i \hat{x}' - \cos \theta_i \hat{z}' \\ \hat{s} &= \sin \theta_s (\cos \phi_s \hat{x}' + \sin \phi_s \hat{z}') + \cos \theta_s \hat{z}'\end{aligned}\tag{12}$$

Par commodité, on pose $\tilde{\theta}'_i = \pi - \theta'_i$. On rappelle que, dans le repère local, les polarisations incidente et diffusée sont données par :

$$\begin{aligned}\hat{h}'_i &= \frac{\hat{z}' \times \hat{i}}{|\hat{z}' \times \hat{i}|} \\ \hat{v}'_i &= \hat{h}'_i \times \hat{i} \\ \hat{h}'_s &= \frac{\hat{z}' \times \hat{s}'}{|\hat{z}' \times \hat{s}'|} \\ \hat{v}'_s &= \hat{h}'_s \times \hat{s}'\end{aligned}\tag{13}$$

La fréquence de l'onde incidente est $f_0 = \frac{\omega}{2\pi}$ et l'amplitude du vecteur d'onde dans le vide s'exprime par $k_0 = \frac{\omega}{c}$ où c est la vitesse de la lumière dans le vide. Soient e_z et h_z , les projections respectives sur l'axe \hat{z}' des champs électrique et magnétique

1. Une des méthodes consiste à exprimer la formulation intégrale et volumique du champ diffusé[1]; la seconde utilise les courants surfaciques[18]

2. Les simulations seront cependant proposées en revenant à la convention temporelle ($e^{j\omega t}$), en prenant le conjugué de la matrice de diffusion.

incidents. La projection des champs interne et externe au cylindre peuvent s'écrire de la manière suivante, dans les coordonnées cylindriques (ρ, ϕ, z') :

$$\begin{aligned}
 E_{in, \tilde{z}'} &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} \alpha_m J_m(k\rho) E_m \\
 H_{in, \tilde{z}'} &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} \beta_m J_m(k\rho) E_m \\
 E_{out, \tilde{z}'} &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} (e_z J_m(k_0\rho) + A_m H_m^{(1)}(k_0\rho)) E_m \\
 H_{out, \tilde{z}'} &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} (h_z J_m(k_0\rho) + B_m H_m^{(1)}(k_0\rho)) E_m
 \end{aligned} \tag{14}$$

où

$$E_m = (-j)^m e^{jm\phi + jk_0 \cos \tilde{\theta}'_i - j\omega t} \tag{15}$$

En utilisant ces expressions, les projections des champs suivant ρ et ϕ peuvent s'exprimer grâce aux équations de Maxwell :

$$\begin{aligned}
 E_\phi &= -\frac{1}{k_0^2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-j)^m E_m \left(\frac{k_0 m \cos \tilde{\theta}'_i}{\rho} \mathcal{C}_m(k\rho) + j\omega\mu k \mathcal{D}'_m(k\rho) \right) \\
 H_\phi &= -\frac{1}{k_0^2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-j)^m E_m \left(\frac{k_0 m \cos \tilde{\theta}'_i}{\rho} \mathcal{D}_m(k\rho) - j\omega\varepsilon k \mathcal{C}'_m(k\rho) \right)
 \end{aligned} \tag{16}$$

avec

$$\left. \begin{aligned}
 \mathcal{C}_m(k\rho) &= \alpha_m J_m(k\rho) \\
 \mathcal{D}_m(k\rho) &= \beta_m J_m(k\rho) \\
 \mathcal{C}'_m(k\rho) &= \alpha_m J'_m(k\rho) \\
 \mathcal{D}'_m(k\rho) &= \beta_m J'_m(k\rho) \\
 k &= k_0 \sqrt{\varepsilon_r - \cos^2 \tilde{\theta}'_i} \\
 \varepsilon &= \varepsilon_r \varepsilon_0 \\
 \mu &= \mu_0
 \end{aligned} \right\} \text{à l'intérieur du cylindre}$$

$$\left. \begin{aligned}
 \mathcal{C}_m(k\rho) &= e_z J_m(k\rho) + A_m H_m^{(1)}(k\rho) \\
 \mathcal{D}_m(k\rho) &= h_z J_m(k\rho) + B_m H_m^{(1)}(k\rho) \\
 \mathcal{C}'_m(k\rho) &= e_z J'_m(k\rho) + A_m H_m^{(1)'}(k\rho) \\
 \mathcal{D}'_m(k\rho) &= h_z J'_m(k\rho) + B_m H_m^{(1)'}(k\rho) \\
 k &= k_0 \sin \beta \\
 \varepsilon &= \varepsilon_0 \\
 \mu &= \mu_0
 \end{aligned} \right\} \text{en dehors du cylindre} \tag{17}$$

Maintenant, en faisant correspondre à la surface les composantes tangentielles des champs interne et externe au cylindre, on peut déterminer les coefficients α_m ,

β_m , A_m et B_m :

$$\begin{aligned} A_m &= C_m^{TM} e_z + j\bar{C}_m h_z \\ B_m &= C_m^{TE} h_z - j\bar{C}_m e_z \end{aligned} \quad (18)$$

où

$$\begin{aligned} C_m^{TM} &= -\frac{V_m P_m - q_m^2 J_m(x_0) H_m^{(1)}(x_0) J_m^2(x_1)}{P_m N_m - \left(q_m H_m^{(1)}(x_0) J_m(x_1) \right)^2} \\ C_m^{TE} &= -\frac{M_m N_m - q_m^2 J_m(x_0) H_m^{(1)}(x_0) J_m^2(x_1)}{P_m N_m - \left(q_m H_m^{(1)}(x_0) J_m(x_1) \right)^2} \\ \bar{C}_m &= j \frac{2}{\pi x_0 \sin \beta} \frac{q_m J_m^2(x_1)}{P_m N_m - \left(q_m H_m^{(1)}(x_0) J_m(x_1) \right)^2} \end{aligned} \quad (19)$$

avec

$$\begin{aligned} x_0 &= k_0 a \\ x_1 &= k_0 a \sqrt{\varepsilon_r - \cos^2 \tilde{\theta}'_i} \\ q_m &= m k_{0,a} \cos \tilde{\theta}'_i \left(\frac{1}{x_1^2} - \frac{1}{x_0^2} \right) \\ V_m &= k_0 a \left(\frac{\varepsilon_r}{x_1} J_m(x_0) J'_m(x_1) - \frac{1}{x_0} J'_m(x_0) J_m(x_1) \right) \\ P_m &= k_0 a \left(\frac{1}{x_1} H_m^{(1)}(x_0) J'_m(x_1) - \frac{1}{x_0} H_m^{(1)'}(x_0) J_m(x_1) \right) \\ N_m &= k_0 a \left(\frac{\varepsilon_r}{x_1} H_m^{(1)}(x_0) J'_m(x_1) - \frac{1}{x_0} H_m^{(1)'}(x_0) J_m(x_1) \right) \\ M_m &= k_0 a \left(\frac{1}{x_1} J_m(x_0) J'_m(x_1) - \frac{1}{x_0} J'_m(x_0) J_m(x_1) \right) \end{aligned} \quad (20)$$

et

$$\begin{aligned} \alpha_m &= \frac{e_z J_m(x_0) + A_m H_m^{(1)}(x_0)}{J_m(x_1)} \\ \beta_m &= \frac{h_z J_m(x_0) + B_m H_m^{(1)}(x_0)}{J_m(x_1)} \end{aligned} \quad (21)$$

Il est alors possible de déterminer le champ diffusé par un cylindre de longueur finie $2h$, de permittivité ε uniforme et de rayon a , en utilisant deux représentations intégrales différentes.

3.2 Formulation intégrale volumique

Le champ total vérifie l'équation vectorielle de HELMHOLTZ suivante[25] :

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} + k_0^2 \mathbf{E} = j\omega\mu_0 \mathbf{J} \quad (22)$$

où

$$\mathbf{J} = \begin{cases} -j\omega(\varepsilon - \varepsilon_0)\mathbf{E} & \text{à l'intérieur du cylindre} \\ 0 & \text{à l'extérieur} \end{cases} \quad (23)$$

La solution de cette équation à l'extérieur du cylindre, avec les conditions aux limites adéquates, s'exprime par :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}) = & \mathbf{E}_i + \frac{(\varepsilon_r - 1)\omega^2\mu_0\varepsilon_0}{4\pi} \int_V dv' \mathbf{E}_{in}(\mathbf{r}') G_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \\ & + \frac{\varepsilon_r - 1}{4\pi} \int_{\partial V} ds (\mathbf{n}' \cdot \mathbf{E}_{in}(\mathbf{r}')) \nabla' G_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \end{aligned} \quad (24)$$

où $G_0(\mathbf{r}) = \frac{e^{jk_0|\mathbf{r}|}}{|\mathbf{r}|}$ est la fonction de Green de l'équation scalaire de HELMHOLTZ et \mathbf{E}_{in} est le champ total à l'intérieur du diffuseur. Cependant, puisque le champ diffusé en zone lointaine est transverse, le dernier terme de l'équation (24) peut être supprimé et on obtient :

$$\mathbf{E}_s = \frac{k_0^2}{4\pi} (\underline{\underline{I}} - \hat{s}\hat{s}) \cdot \mathbf{P} \frac{\exp(jk_0 r)}{r} \quad (25)$$

avec

$$\mathbf{P} = (\varepsilon_r - 1) \int_V dv' \mathbf{E}_{in}(\mathbf{r}') e^{-jk_0 \hat{s} \cdot \mathbf{r}'} \quad (26)$$

et $\underline{\underline{I}}$ est le tenseur identité 3×3 .

Afin de calculer (26), on utilise le champ électrique pour un cylindre de longueur infinie pour approximer \mathbf{E}_{in} . Après quelques calculs, on a :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_s \cdot \hat{v}'_s = & k_0^2 h \mu(\theta'_s, \theta'_i) (\varepsilon_r - 1) \sum_{m=-\infty}^{\infty} \exp(-jm\phi'_s) \\ & [(\alpha_m \cos \theta'_i U_m + j\eta_0 \beta_m T_m) \cos \theta'_i - \alpha_m Z_m \sin \theta'_i] \end{aligned} \quad (27)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_s \cdot \hat{h}'_s = & k_0^2 h \mu(\theta'_s, \theta'_i) (\varepsilon_r - 1) \sum_{m=-\infty}^{\infty} \exp(-jm\phi'_s) \\ & (\eta_0 \beta_m U_m - j\alpha_m \cos \theta'_i T_m) \end{aligned} \quad (28)$$

où

$$\begin{aligned}
 \mu(\theta'_s, \theta'_i) &= \frac{\sin [k_0 h (\cos \theta'_i + \cos \theta'_s)]}{k_0 h (\cos \theta'_i + \cos \theta'_s)} \\
 Z_m &= \frac{a^2}{(x_1^2 - y_0^2)} (x_1 J_m(y_0) J_{m+1}(x_1) - y_0 J_m(x_1) J_{m+1}(y_0)) \\
 y_0 &= k_0 a \sin \theta'_s \\
 T_m &= \frac{1}{2(\varepsilon_r - \cos^2 \theta'_i)} (Z_{m-1} - Z_{m+1}) \\
 U_m &= \frac{1}{2(\varepsilon_r - \cos^2 \theta'_i)} (Z_{m-1} + Z_{m+1}) \\
 \eta_0 &= \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}
 \end{aligned} \tag{29}$$

3.3 Formulation par les courants surfaciques

A partir de l'équation (10) on peut déterminer les courants surfaciques équivalents, qui, pour un diffuseur de volume V et de surface ∂V , peuvent s'écrire comme[18] :

$$\begin{aligned}
 \mathbf{E}_s(\mathbf{r}) &= \nabla \times \nabla \times \mathbf{\Pi}_e(\mathbf{r}) + j k_0 \eta_0 \nabla \times \mathbf{\Pi}_m(\mathbf{r}) \\
 \mathbf{H}_s(\mathbf{r}) &= \nabla \times \nabla \times \mathbf{\Pi}_m(\mathbf{r}) - j k_0 \eta_0^{-1} \nabla \times \mathbf{\Pi}_e(\mathbf{r})
 \end{aligned} \tag{30}$$

où les vecteur de Hertz $\mathbf{\Pi}_e$ et $\mathbf{\Pi}_m$ sont donnés par :

$$\begin{aligned}
 \mathbf{\Pi}_e(\mathbf{r}) &= \frac{j \eta_0}{4 \pi k_0} \int_{\partial V} ds' \mathbf{J}_e(\mathbf{r}') G_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \\
 \mathbf{\Pi}_m(\mathbf{r}) &= \frac{j \eta_0^{-1}}{4 \pi k_0} \int_{\partial V} ds' \mathbf{J}_m(\mathbf{r}') G_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}')
 \end{aligned} \tag{31}$$

et les courants surfaciques sont :

$$\begin{aligned}
 \mathbf{J}_e(\mathbf{r}) &= \mathbf{n}' \times (\mathbf{H}_i(\mathbf{r}) + \mathbf{H}_s(\mathbf{r})) \\
 \mathbf{J}_m(\mathbf{r}) &= -\mathbf{n}' \times (\mathbf{E}_i(\mathbf{r}) + \mathbf{E}_s(\mathbf{r}))
 \end{aligned} \tag{32}$$

Dans le cas de la diffusion par un cylindre fin, l'approximation du cylindre infini suppose que les courants surfaciques sont les mêmes que ceux produits par un cylindre identique mais de longueur infinie. Cependant, au lieu d'intégrer sur toute la surface du cylindre dans l'équation (32), on n'intégrera que sur la surface latérale, ignorant ainsi les effets de la diffusion par les extrémités.

De nouveau, après quelques calculs, on obtient :

$$\begin{aligned}
 \mathbf{E}_s &= |\hat{s} \times \hat{z}'| \mu(\theta'_s, \theta'_i) \frac{k_0 a h e^{j k_0 r}}{2 \pi r} \\
 &\sum_{m=-\infty}^{\infty} [(\alpha_{1m} H_{\phi m} - (\hat{s} \cdot \hat{z}') \alpha_{3m} H_{zm} - \alpha_{2m} E_{zm}) \hat{v}'_s \\
 &+ (\alpha_{2m} H_{zm} + \alpha_{1m} E_{\phi m} - (\hat{s} \cdot \hat{z}') \alpha_{3m} E_{zm}) \hat{h}'_s]
 \end{aligned} \tag{33}$$

où

$$\begin{aligned}
 E_{zm} &= e_z J_m(x_0) + A_m H_m^{(1)}(x_0) \\
 H_{zm} &= h_z J_m(x_0) + B_m H_m^{(1)}(x_0) \\
 E_{\phi m} &= -\frac{1}{k_0^2} \left[\frac{k_0 m \cos \tilde{\theta}'_i}{a} (e_z J_m(x_0) + A_m H_m^{(1)}(x_0)) + j\omega\mu_0 k_0 (h_z J'_m(x_0) + B_m H_m^{(1)'}(x_0)) \right] \\
 H_{\phi m} &= -\frac{1}{k_0^2} \left[\frac{k_0 m \cos \tilde{\theta}'_i}{a} (h_z J_m(x_0) + B_m H_m^{(1)}(x_0)) - j\omega\varepsilon_0 k_0 (e_z J'_m(x_0) + A_m H_m^{(1)'}(x_0)) \right] \\
 \alpha_{1m} &= 2\pi(-j)^m \\
 \alpha_{2m} &= \frac{2\pi}{B} (-j)^m j e^{jm\phi'_s} J'_m(y_0) \\
 \alpha_{3m} &= -\frac{2\pi}{B} (-j)^m e^{jm\phi'_s} \frac{m}{y_0} J_m(y_0) \\
 B &= \sqrt{(\hat{s}.\hat{x}')^2 + (\hat{s}.\hat{y}')^2}
 \end{aligned} \tag{34}$$

3.4 Discussion sur les deux formulations

La différence entre les deux formulations est double :

- D'abord, les intégrales volumique et surfacique (sur la surface *totale*) seraient équivalentes si l'on avait considéré le champ réel qui existe à l'intérieur du cylindre, au lieu d'utiliser l'approximation du cylindre infini. En effet, le champ du cylindre infini n'est pas solution des équations de Maxwell avec les mêmes conditions limites. De ce fait, on ne peut pas utiliser les formules de Green pour passer d'une formulation intégrale surfacique à une formulation intégrale volumique équivalente.
- Ensuite, comme nous l'avons déjà mentionné, dans le cas de la formulation par les courants surfaciques, l'intégrale ne porte que sur la surface latérale du cylindre, omettant ainsi les effets des extrêmités. Dans le cas de la formulation volumique, les extrêmités sont prises en compte.

Cependant, c'est bien la formulation par les courants surfaciques qui paraît la plus pertinente pour la modélisation des forêts dans la mesure où elle s'applique bien au calcul de la diffusion par un cylindre impliqué dans un système tel qu'il est prolongé par d'autres diffuseurs à ses extrêmités. Ce cas est typiquement celui d'une branche dans un arbre dont on conçoit bien que le courant qui circule à sa surface est continu à l'embranchement avec une autre branche et finalement les lignes de champs sont très peu déformées. Au contraire, la formulation volumique semble plus adéquate pour calculer la diffusion par des cylindres isolés, tels que des troncs ou des branches qui ont été coupés.

La différence entre ces deux formulations réside majoritairement dans la manière dont sont prises en compte ces extrêmités et on s'attend notamment à observer une grande différence entre ces modèles surtout aux faibles incidences.

4 Simulations

4.1 Études radiométrique et polarimétrique

a) Conditions de simulation

Le travail qui est présenté dans cette section et les sections suivantes a fait l'objet d'une communication dans le cadre du workshop POLInSAR 2003 [26]. Pour comparer ces deux modèles, nous avons considéré les mécanismes de diffusion fondamentaux suivants (voir sur la figure III.2):

- la **rétrodiffusion** qui rentre dans la cadre de la diffusion simple et de la diffusion sol-tronc-sol (ou sol-branche-sol),
- la **diffusion spéculaire** pour modéliser l'interaction tronc-sol ou sol-tronc (ou branche-sol, sol-branche) et de manière générale les autres directions de diffusion qui ne sont ni en rétrodiffusion, ni en direction avant,
- la **diffusion vers l'avant** qui est fondamentale pour le calcul de l'atténuation que nous verrons ultérieurement.

Dans les simulations qui suivent, certains paramètres ont été fixés par défaut :

- l'humidité est de 43%,
- l'angle d'incidence est $\theta_i = 35^\circ$,
- les angles d'Euler sont tels que $\alpha = \beta = 0^\circ$.

Trois fréquences ont été considérées allant de la bande P ($f = 0.44GHz, \lambda_0 = 0.68m$) à la bande C ($f = 5.3GHz, \lambda_0 = 0.057m$) en passant par la bande L ($f = 1.3GHz, \lambda_0 = 0.23m$).

En ce qui concerne la dimension des cylindres simulés (a : rayon et h : demi-hauteur), trois tailles ont été retenues, correspondant à des éléments comparables à des branches plus ou moins petites ou des troncs :

- petit cylindre : $a = 0.2$ cm, $h = 10$ cm
- cylindre moyen : $a = 1.5$ cm, $h = 1.5$ m
- grand cylindre : $a = 20$ cm, $h = 6$ m

Dans le cadre de l'approximation du cylindre infini, la seule hypothèse est que la longueur du cylindre doit être suffisamment grande, ce qui se traduit par :

$$h \gg a \quad (35)$$

(relativement au rayon),

$$k_0 h \gg \lambda \quad (36)$$

(relativement à la longueur d'onde).

Les éléments que nous avons considérés sont tels que l'on a toujours $h \gg a$. Le tableau III.1 récapitule la valeur de chacun de ces termes pour les trois types de cylindre.

Si on considère arbitrairement un facteur 10 pour vérifier les inégalités des équations (35) et (36), le petit cylindre ne vérifie jamais $k_0 h \gg 1$ quelle que soit

	Bande P		Bande L		Bande C	
	k_0h	k_0a	k_0h	k_0a	k_0h	k_0a
petit	0.46	0.02	1.37	0.05	5.51	0.22
moyen	6.93	0.14	20.51	0.41	82.67	1.66
grand	27.72	1.85	82.05	5.47	330.70	22.05

TAB. III.1 – Vérifications des hypothèses de l'approximation du cylindre infini.

la fréquence considérée ainsi que le cylindre moyen en bande P. En ce qui concerne k_0a , nous balayons tous les cas possibles à savoir : $k_0a \ll 1$, $k_0a \sim 1$ et $k_0a \gg 1$. Dans les simulations qui suivent, nous nous intéressons aux mécanismes de diffusion fondamentaux dans le cas d'un cylindre fini et nous considérons les trois cylindres présentés ci-dessus, vérifiant ou non le domaine de validité a priori de l'approximation du cylindre infini.

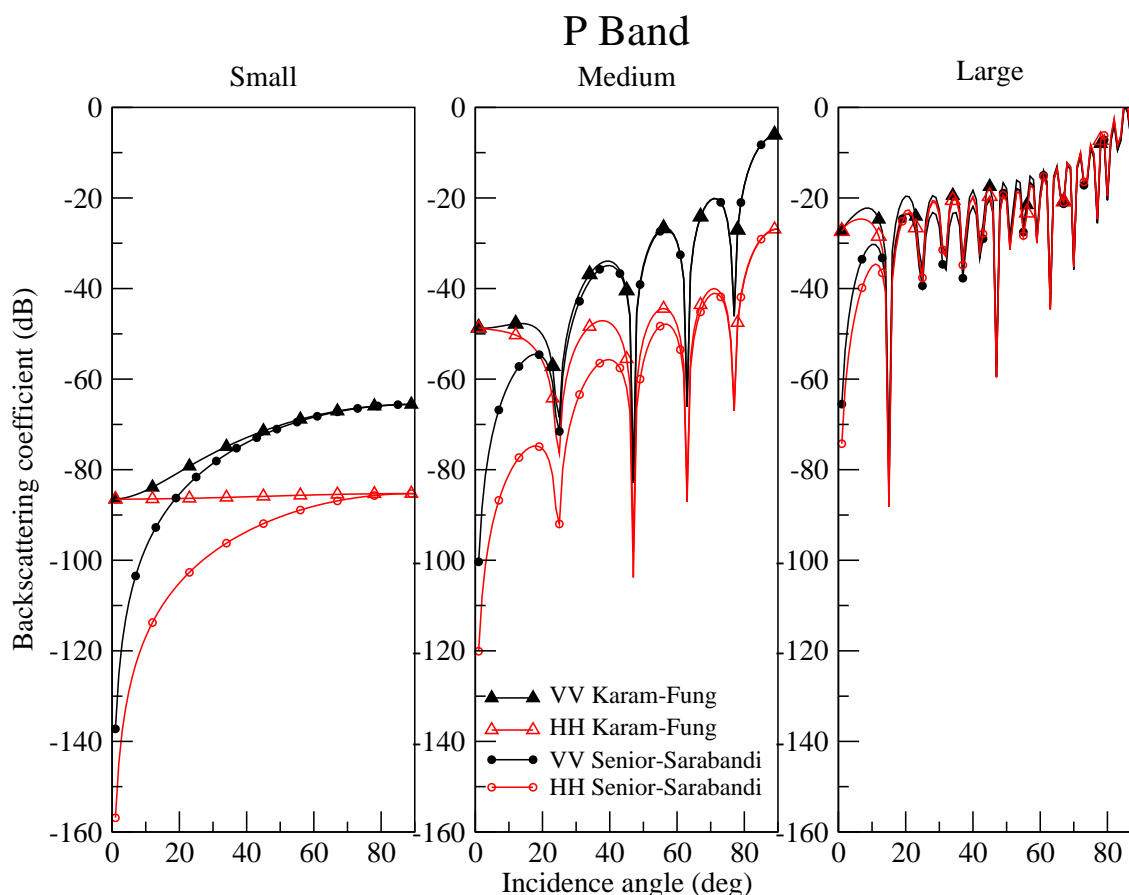
 I. RÉTRODIFFUSION (BACKSCATTERING) : $\theta_s = \theta_i$ ET $\phi_s = \phi_i + \pi$


FIG. III.3 – Comparaison des termes de co-polarisation du coefficient de rétrodiffusion pour un cylindre en fonction de l'angle d'incidence, pour les formulations intégrales surfacique (SENIOR-SARABANDI) et volumique (KARAM-FUNG).

Sur la figure III.3, il est possible de comparer en bande P les coefficients de rétrodiffusion de cylindres simulés soit avec la formulation surfacique de SENIOR et SARABANDI, soit avec la formulation volumique de KARAM et FUNG.

On observe que les résultats obtenus avec la formulation de KARAM et FUNG sont toujours au-dessus de ceux de SENIOR et SARABANDI. En incidence normale, les deux donnent les mêmes résultats mais les différences augmentent quand l'angle d'incidence diminue, les effets des extrémités du cylindre étant plus importants aux faibles incidences. Cette différence, qui est plus marquée dans la polarisation HH , se réduit quand on augmente le rayon ou la fréquence. Pour de longs cylindres ou en haute fréquence, le coefficient de rétrodiffusion est très sensible aux variations de l'angle d'incidence (ou - ce qui est équivalent - à l'orientation du cylindre), ce qui implique qu'il est nécessaire de connaître précisément cette entrée sous peine de commettre une erreur non négligeable sur le coefficient de rétrodiffusion, quelle que soit la polarisation.

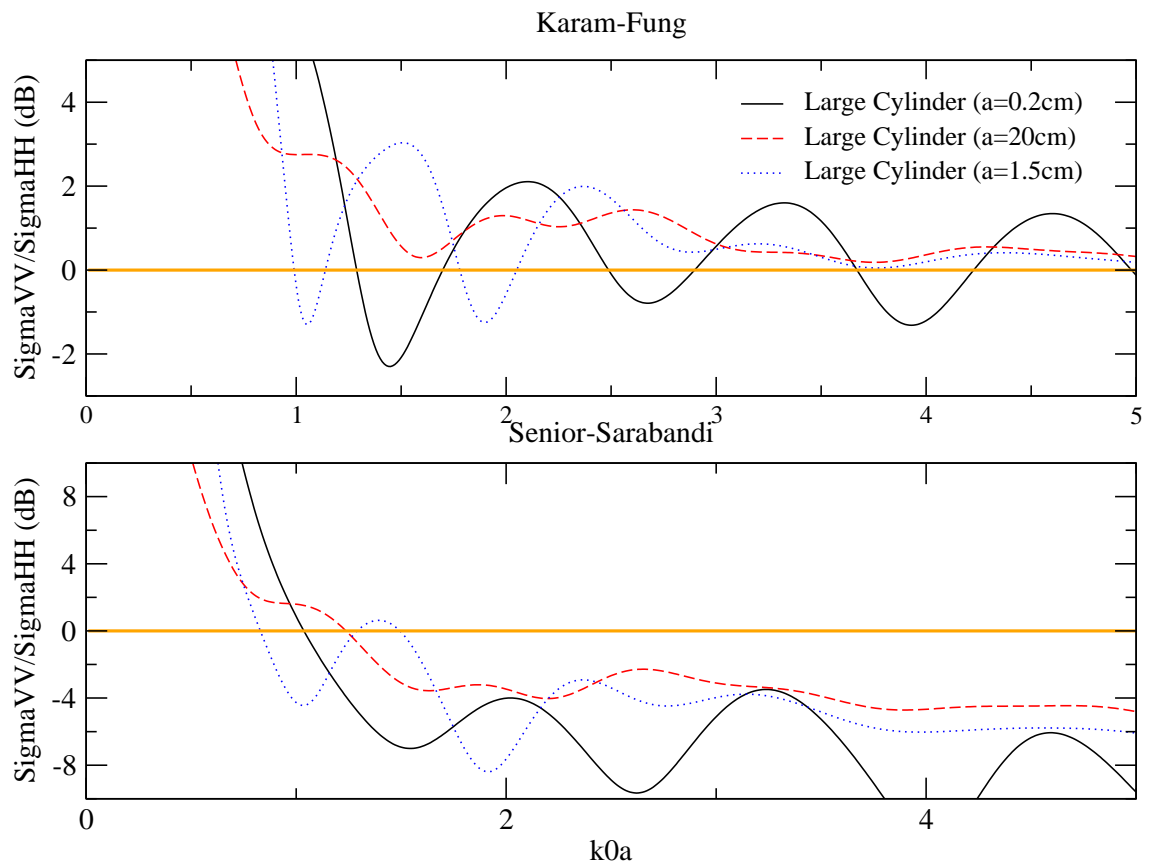


FIG. III.4 – Comparaison des coefficients de rétrodiffusion VV et HH d'un cylindre en fonction de k_0a et pour différents rayons, dans le cas de l'approximation du cylindre infini d'après SENIOR-SARABANDI ou KARAM-FUNG. L'angle d'incidence est de 35° .

On souhaite comparer les coefficients de rétrodiffusion en polarisation VV et HH pour une fréquence fixée, en fonction du rayon du cylindre. Pour cela, on a tracé sur la figure III.4 le rapport de ces deux quantités en fonction de k_0a . On note

immédiatement des différences importantes entre les deux formulations. Dans le cas de KARAM-FUNG, on constate des inversions successives concernant la polarisation dominante dont la première occurrence se produit à des k_0a d'autant plus forts, que le rayon a est grand. En ce qui concerne le modèle de SENIOR-SARABANDI, les inversions sont réduites (voire uniques) et se produisent toutes avant $k_0a = 2$, quel que soit le rayon. On voit bien ici, grâce à cette simulation, que le choix du modèle de diffusion n'est pas sans conséquence : le comportement polarimétrique est fortement dépendant de la formulation de la diffusion et il est à craindre que certaines interprétations futures sur la diffusion par une forêt résultent d'un problème de formulation mathématique et ne soient pas le reflet de mécanismes physiques particuliers. Il apparaît alors important de pouvoir discriminer ces deux formulations.

II. DIFFUSION VERS L'AVANT (FORWARD SCATTERING) : $\theta_s = \pi - \theta_i$ ET $\phi_s = \phi_i$

Il est possible d'exprimer l'atténuation sur une distance s due à un groupe d'éléments grâce à l'expression moyennée sur les caractéristiques de ces éléments de leur matrices de diffusion dans la direction avant [27]³. Ainsi un champ \mathbf{E} après la traversée d'une couche d'épaisseur s dans la direction \hat{i} est atténué à la valeur :

$$\mathbf{E}' = e^{-jk_0s(\underline{I} + \underline{M})} \cdot \mathbf{E} \quad (37)$$

où la matrice \underline{M} est :

$$\underline{M} = \frac{2\pi}{k_0} \sum_{cat=1}^N \mathcal{D}_{cat} \left\langle \underline{S}_{cat}(\hat{i}, \hat{i}) \right\rangle \quad (38)$$

Dans l'équation (38), l'indice $_{cat}$ réfère aux catégories de diffuseurs, \mathcal{D}_{cat} est la densité de la catégorie $_{cat}$ et la matrice de diffusion a été moyennée sur les caractéristiques géométriques et diélectriques de chacune de ces catégories.

Il vient d'après l'équation (37) que l'atténuation est due à la partie imaginaire du terme complexe $e^{-jk_0s\underline{M}}$; il faut donc d'après les conventions adoptées que la partie imaginaire soit négative.

Nous avons donc tracé sur la figure III.5, la partie imaginaire des termes diagonaux de \underline{M} , que nous avons étudiée en fonction de l'angle d'incidence θ_i . Nous avons considéré là encore les deux modèles issus de l'approximation du cylindre infini, pour les trois fréquences et dans le cas du cylindre moyen. Dans un premier temps, on vérifie bien que ce terme est négatif quel que soit l'angle d'incidence et la fréquence. Comme l'on pouvait s'y attendre, l'atténuation dépend fortement de l'angle d'incidence mais aussi de la fréquence. Ce que l'on constate également, c'est que les deux modèles donnent exactement la même réponse, excepté aux très hautes fréquences (voir figure III.6).

Cependant, l'interprétation physique de ces résultats est difficile, étant donnée la variation non monotone de l'atténuation avec l'angle d'incidence et la fréquence et une étude plus poussée semble nécessaire.

3. L'équation (37) est établie avec la convention temporelle $e^{(j\omega t)}$.

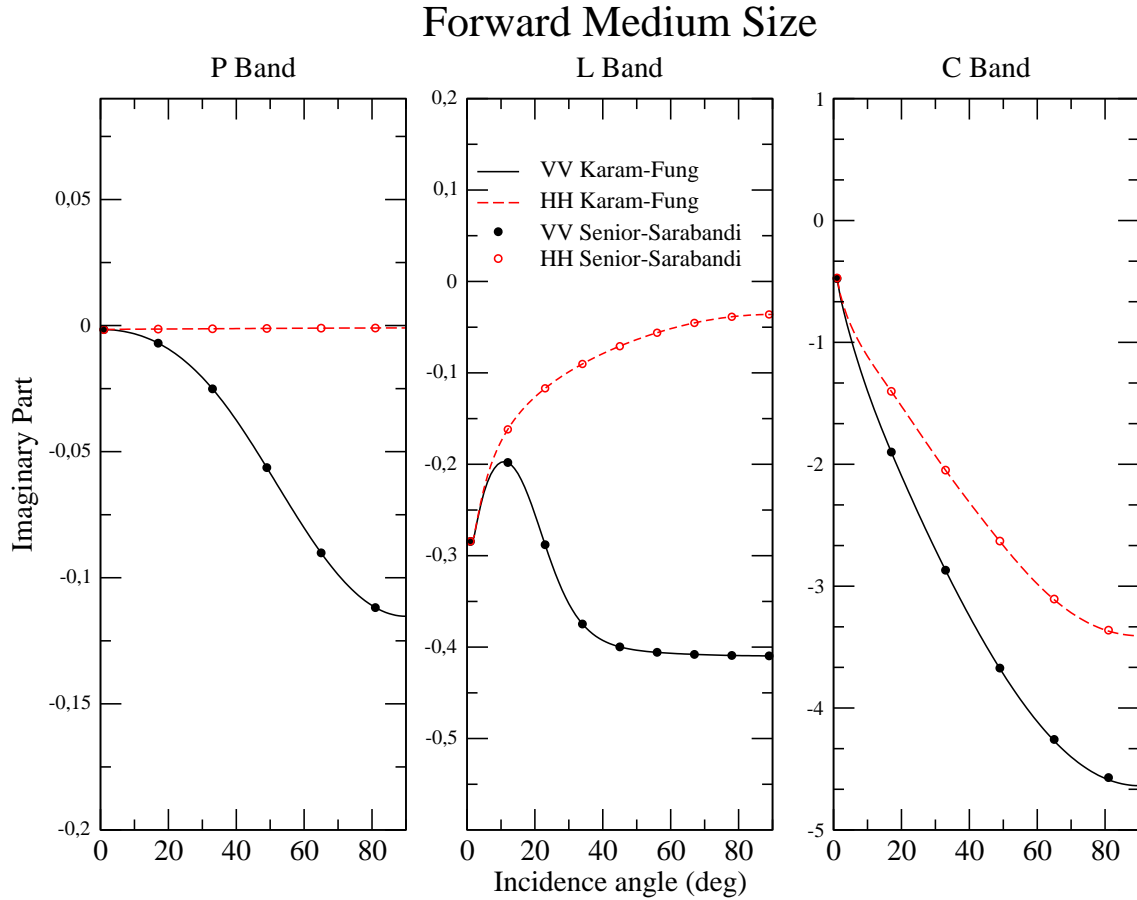


FIG. III.5 – Variation de la partie imaginaire de la matrice de diffusion d'un cylindre moyen dans la direction avant en fonction de l'angle d'incidence. Comparaison entre les modèles de KARAM et FUNG et de SENIOR et SARABANDI en bande P, L et C.

III. DIFFUSION SPÉCULAIRE (SPECULAR SCATTERING) : $\theta_s = \pi - \theta_i$ ET $\phi_s = \pi + \phi_i$

Le mécanisme canonique de diffusion spéculaire participe aux mécanismes de double-rebonds (voir figure III.2). Le coefficient de diffusion spéculaire a été tracé sur la figure III.7 en fonction de l'angle d'incidence, pour différentes fréquences et pour les trois types de cylindre.

Comme auparavant, nous constatons un bon accord entre les résultats donnés par les deux modèles sauf dans le cas du grand cylindre en bande L.

On note également que ce coefficient de diffusion spéculaire est croissant avec le rayon du cylindre (et avec la fréquence, ce qui est équivalent). De plus, on remarque que la polarisation en HH est monotone et pratiquement invariante avec l'angle d'incidence (sauf en haute fréquence), alors que la polarisation VV présente un minimum qui est une signature de l'angle de BREWSTER qui existe à haute fréquence.

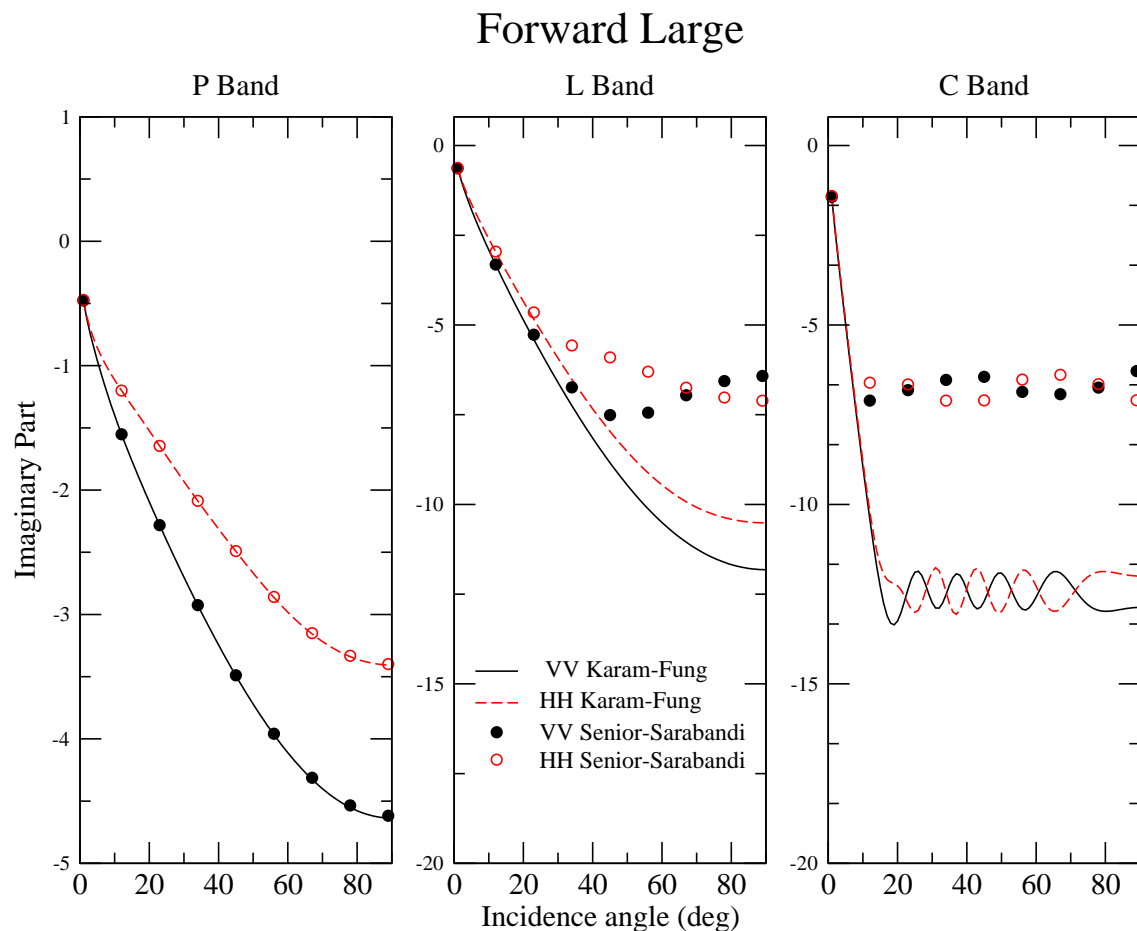


FIG. III.6 – Variation de la partie imaginaire de la matrice de diffusion d'un grand cylindre dans la direction avant en fonction de l'angle d'incidence. Comparaison entre les modèles de KARAM et FUNG et de SENIOR et SARABANDI en bande P, L et C.

b) Étude polarimétrique

Dans cette partie, nous étudions les trois mécanismes de diffusion principaux (rétrodiffusion, diffusion avant et diffusion spéculaire) via certains paramètres polarimétriques. Chacun de ces mécanismes est combiné avec un plan parfaitement conducteur afin de se ramener globalement à une configuration monostatique (Figure III.8).

I. LE SPAN

Le span de la matrice de diffusion (ou norme de FROBENIUS) est la puissance totale diffusée pour une configuration donnée. Elle s'exprime par la trace de la matrice de GRAVES [28] :

$$\begin{aligned}
 \text{span} &= \text{Tr} \underline{\underline{S}} \underline{\underline{S}}^* \\
 &= |S_{vv}|^2 + |S_{vh}|^2 + |S_{hv}|^2 + |S_{hh}|^2
 \end{aligned} \tag{39}$$

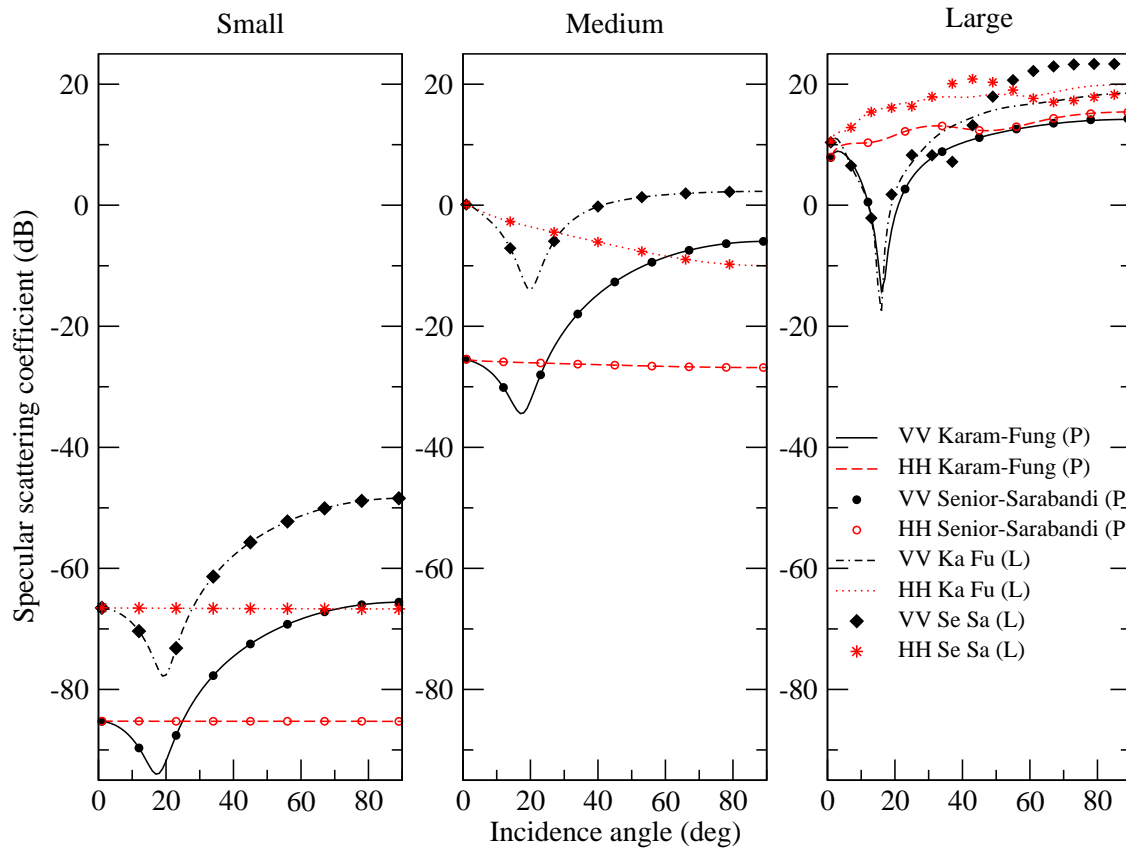


FIG. III.7 – Variation du coefficient de diffusion spéculaire en fonction de l'angle d'incidence. Comparaison des formulations de KARAM et FUNG et de SENIOR et SARABANDI pour les bandes P et L.

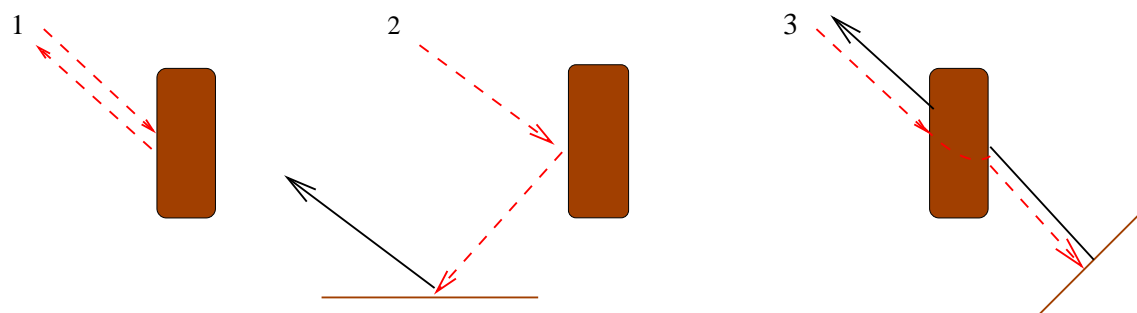


FIG. III.8 – Configuration des simulations afin de rendre les mécanismes globalement monostatiques : ajout d'un plan parfaitement réflecteur dans les cas 2 et 3.

Sur la figure III.9, la variation du span en fonction de l'angle d'incidence pour un cylindre moyen dans le cas des trois mécanismes considérés et pour les trois bandes de fréquence est tracée.

On note que la réponse la plus forte est donnée par le span en diffusion avant, qui domine la réponse du span en diffusion spéculaire et en rétrodiffusion. Excepté pour les angles proches de l'incidence normale, où les niveaux de span en rétrodiffusion et en diffusion spéculaire se rejoignent, la contribution en rétrodiffusion reste margi-

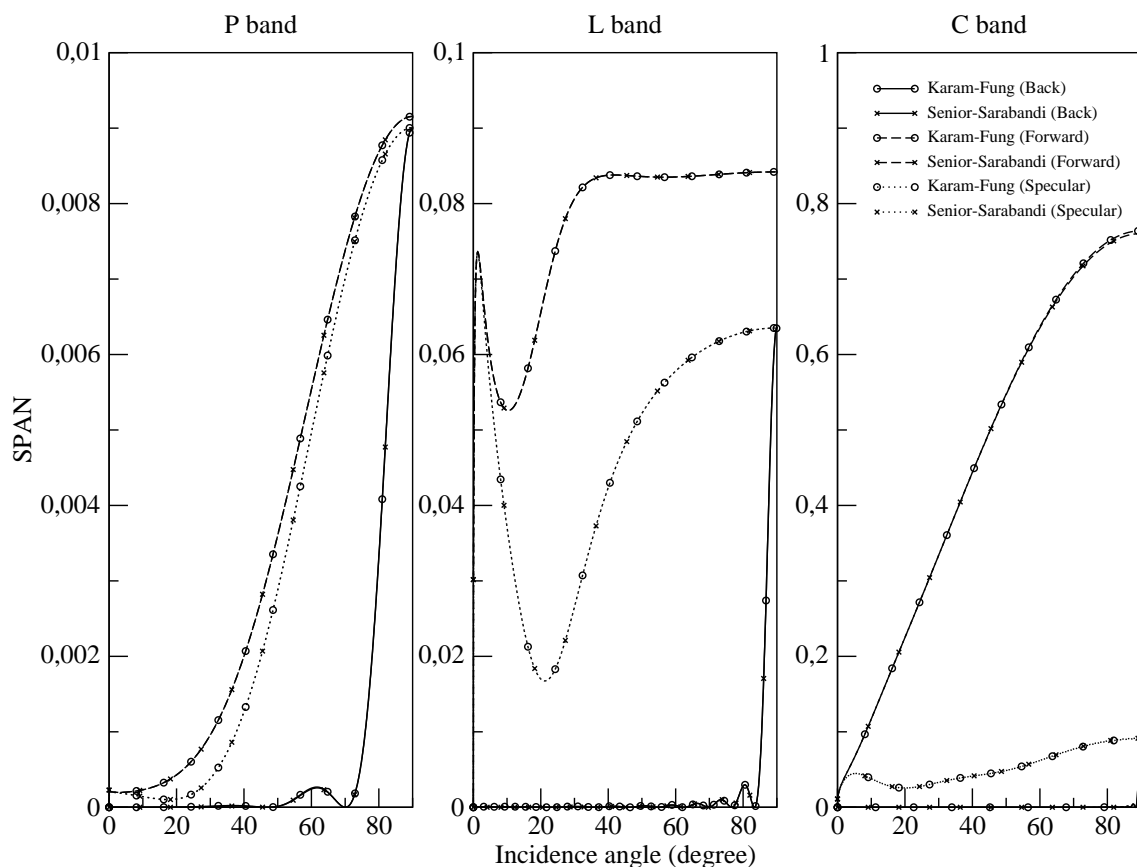


FIG. III.9 – Variation du span en fonction de l'angle d'incidence pour les trois mécanismes et pour les bandes P, L et C.

nale. Cette tendance s'accroît aux hautes fréquences et pour des taux d'humidité croissants.

Il apparaît d'après ces simulations, que les mécanismes de diffusion avant et de diffusion spéculaire sont les plus importants⁴ surtout pour les gros cylindres tels que les troncs ou les grosses branches. Le mécanisme de rétrodiffusion est pertinent uniquement pour des angles d'incidence proches de 90°. Il peut donc être négligé pour des troncs peu inclinés, mais doit être pris en compte pour des branches orientées uniformément dans l'espace.

II. LE PARAMÈTRE α

i) Définition

En faisant l'hypothèse d'une diffusion réciproque, le vecteur de diffusion \mathbf{k} [29], appelé aussi vecteur cible [30] et exprimé dans la base des matrices de Pauli, s'écrit de la manière suivante :

$$\mathbf{k} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (S_{hh} + S_{vv}, S_{hh} - S_{vv}, 2S_{hv})^T \quad (40)$$

4. Sous réserve des effets des atténuations, non prises en compte dans ces simulations.

On définit alors la matrice hermitienne de cohérence $\underline{\underline{T}}$ de dimensions 3×3 comme étant le produit direct du vecteur de diffusion de Pauli avec son conjugué :

$$\underline{\underline{T}} = \mathbf{k} \cdot \mathbf{k}^{T*} \quad (41)$$

Dans le cas d'un ensemble de diffuseurs, on définit la matrice moyenne de cohérence $\langle \underline{\underline{T}} \rangle$, dont on peut écrire un vecteur propre \mathbf{e}_i de la manière suivante :

$$\mathbf{e}_i = [\cos \alpha_i \quad \sin \alpha_i \cos \beta_i e^{j\delta_i} \quad \sin \alpha_i \sin \beta_i e^{j\gamma_i}]^T \quad (42)$$

tels que :

$$\langle \underline{\underline{T}} \rangle = \underline{\underline{U}}_3 \begin{bmatrix} \lambda_1 & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_2 & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_3 \end{bmatrix} \underline{\underline{U}}_3^{*T} \quad (43)$$

Avec la matrice de passage :

$$\underline{\underline{U}}_3 = (\mathbf{e}_1 \quad \mathbf{e}_2 \quad \mathbf{e}_3) \quad (44)$$

Les valeurs propres λ_i permettent de définir les pseudo probabilités P_i :

$$P_i = \frac{\lambda_i}{\sum_k \lambda_k} \quad (45)$$

A partir de ces probabilités, on forme les paramètres H (entropie), A (anisotropie), et $\underline{\alpha}$, de la décomposition de Cloude et Pottier [31, 32] :

$$\begin{cases} H = -\sum_{i=1}^3 P_i \log_3 P_i \\ A = \frac{P_2 - P_3}{P_2 + P_3} \\ \underline{\alpha} = \sum_{i=1}^3 \alpha_i P_i \end{cases} \quad (46)$$

Il existe deux comportements typiques selon la valeur de $\underline{\alpha}$:

- si $\underline{\alpha}$ est faible, on a plutôt de la simple réflexion,
- si $\underline{\alpha}$ est fort, on a plutôt de la double diffusion.

ii) Simulation

Sur la figure III.10 les variations du paramètre $\underline{\alpha}$ en fonction de l'angle d'incidence pour un cylindre moyen, dans le cas des trois mécanismes de diffusion et pour les bandes de fréquence P et L sont représentées.

Dans le cas de la rétrodiffusion et de la diffusion avant, $\underline{\alpha}$ croît avec l'angle d'incidence (pour $\theta_i \leq 90^\circ$, le reste de la figure s'obtient par symétrie). La valeur maximale de $\underline{\alpha}$ est obtenue pour $\theta_i = 90^\circ$. En rétrodiffusion, cette valeur maximale est supérieure à 45° en bande L, alors qu'elle reste inférieure à 45° en bande P, ceci étant valable pour les deux modèles.

Considérons maintenant la réponse en diffusion avant : α est toujours inférieur à 45° et on constate que les modèles donnent la même réponse, visiblement peu

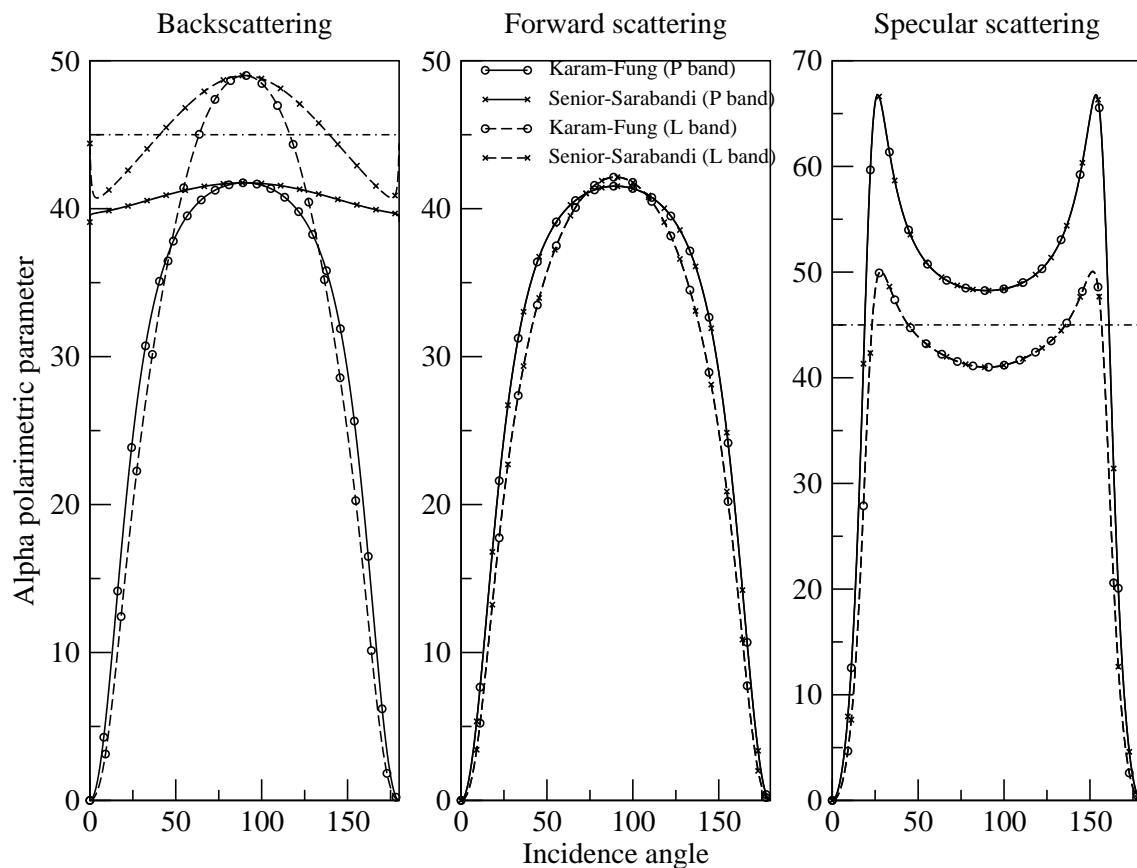


FIG. III.10 – Variation du paramètre polarimétrique $\underline{\alpha}$ en fonction de l'angle d'incidence θ .

sensible aux variations de fréquence. Ce résultat est en accord avec le phénomène physique.

Finalement, en ce qui concerne la diffusion spéculaire, on s'attend à ce que la réponse reflète un mécanisme de double diffusion : diffusion sur le cylindre puis sur le sol (ou inversement). Comme pour la rétrodiffusion, ce résultat dépend de la fréquence mais aussi de l'angle d'incidence. En effet, contrairement aux deux premiers mécanismes, la réponse de $\underline{\alpha}$ en fonction de l'angle d'incidence n'est pas monotone dans le cas de la diffusion spéculaire : elle est d'abord rapidement croissante, atteint un maximum aux environs de $\theta_i = 25^\circ$ et finalement décroît jusqu'à $\theta_i = 90^\circ$. Si l'on exclut les problèmes liés à la valeur de l'angle d'incidence⁵, on remarque que l'on obtient le résultat attendu dans le cas de la bande P alors qu'en bande L, on constate un changement dans la signature polarimétrique : le mécanisme signe en simple diffusion aux faibles et aux fortes incidences et en double diffusion ailleurs.

5. Certainement dus à des problèmes de niveau de diffusion sur le cylindre quand on l'éclaire avec des angles trop rasants ($\theta_i \rightarrow 0^\circ$).

4.2 Discussion

a) Quel modèle est le plus pertinent ?

L'objectif premier de cette étude était de pouvoir discriminer entre ces deux modèles lequel était le plus pertinent dans le cas de la modélisation par la végétation, au moyen des outils radiométriques et polarimétriques. Il est apparu de nombreuses différences entre ces deux modèles, mais toutes n'étaient pas simplement imputables aux différences entre les formulations et des questions, concernant leur domaine de validité annoncé dans la littérature, ont été soulevées. S'appuyant uniquement sur les différences entre les formulations, il a été effectivement observé une forte différence de niveau aux faibles angles d'incidence en rétrodiffusion. Le paramètre polarimétrique $\underline{\alpha}$ témoigne également de cette différence : les modèles donnent des résultats totalement différents quel que soit l'angle d'incidence. Cependant, en terme d'interprétation physique, aucun changement n'est introduit.

Il apparaît difficile au vu de ces seules simulations de pouvoir discriminer ces deux modèles. On choisira néanmoins dans la suite de ce travail d'utiliser systématiquement la formulation de Senior et Sarabandi -quand elle peut s'appliquer- étant donné qu'elle ne prend pas en compte les effets des calottes et correspond plus ainsi à ce qui est attendu physiquement.

b) Quel domaine de validité pour ces modèles ?

Les études radiométrique et polarimétrique que nous avons effectuées nous permettent d'avancer que, de manière générale, les deux modèles donnent la même réponse sauf :

- en rétrodiffusion, quelle que soit la fréquence,
- en haute fréquence quand k_0a devient grand, quel que soit le mécanisme.

De plus, on a observé des changements de comportement pénalisants pour l'interprétation, voire physiquement non explicables :

- en rétrodiffusion, dans le cas du modèle de Karam et Fung, on note une inversion régulière de la polarisation dominante en fonction de k_0a dès qu'elle dépasse $k_0a \simeq 1$,
- en rétrodiffusion et en diffusion spéculaire, les signatures de la variable polarimétrique $\underline{\alpha}$ ne sont plus conformes aux valeurs attendues dès qu'on monte en fréquence.

Les hypothèses utilisées pour appliquer l'approximation du cylindre infini ($h \gg a$ et $k_0h \gg 1$) ne semblent pas suffisantes et l'étude qui a été menée conjointement avec CYRIL DAHON laisse à penser qu'une restriction supplémentaire doit être ajoutée prenant en compte la valeur de k_0a . LIN et SARABANDI abondent dans ce sens et avancent dans [19] que pour de grands rayons les séries impliquées dans les calculs ont un faible rayon de convergence qui rend inefficaces les modèles basés sur l'approximation du cylindre infini. En conclusion, il semble qu'il faille restreindre l'utilisation des modèles basés sur l'approximation du cylindre infini aux rayons tels que $k_0a \ll 1$. Le problème est qu'aux fréquences utilisées en télédétection radar et au vu des dimensions usuellement rencontrées pour les branches et les troncs, on

se situe régulièrement dans la zone complémentaire. Il apparaît donc essentiel de disposer d'un calcul valable pour de grands rayons.

5 Approximation de l'Optique Physique

5.1 Principe

Soit un cylindre diélectrique non rugueux de rayon a et de demi-hauteur h . Aux hautes fréquences, quand le rayon de courbure du cylindre est très grand devant la longueur d'onde, on peut faire l'approximation que la surface du cylindre est localement plate. L'approximation de l'optique physique revient donc à considérer qu'en chaque point où on regarde la diffusion, la surface est infiniment plane. On se place directement dans le repère local où l'axe du cylindre est aligné avec l'axe (O, \hat{z}') , le centre O du repère local coïncidant avec le centre du cylindre.

On reprend ici la formulation du champ diffusé à partir des courants surfaciques :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_s(\mathbf{r}) &= \nabla \times \nabla \times \mathbf{\Pi}_e(\mathbf{r}) + jk_0\eta_0 \nabla \times \mathbf{\Pi}_m(\mathbf{r}) \\ \mathbf{H}_s(\mathbf{r}) &= \nabla \times \nabla \times \mathbf{\Pi}_m(\mathbf{r}) - jk_0\eta_0^{-1} \nabla \times \mathbf{\Pi}_e(\mathbf{r}) \end{aligned} \quad (47)$$

où les vecteur de Hertz $\mathbf{\Pi}_e$ et $\mathbf{\Pi}_m$ sont donnés par l'équation (26). L'approximation de l'Optique Physique (O.P.) présente un certain nombre de défauts comme le fait de ne pas prendre correctement en compte la contribution des zones limites et de ne pas respecter le théorème de réciprocité [18]. Cependant c'est une méthode simple et qui fournit des résultats corrects.

Dans [18], les auteurs montrent que si :

- le diffuseur a toutes ses dimensions grandes devant la longueur d'onde λ_0 ,
- le milieu constitutif du diffuseur est suffisamment à pertes pour qu'on puisse négliger la pénétration,

alors les courants surfaciques magnétique et électrique s'écrivent (convention FSA, convention temporelle $e^{j\omega t}$) :

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_e(\mathbf{r}') &= - \left\{ \frac{1 - R_E}{\eta_0} (\mathbf{E}_0 \cdot \hat{t}') (\hat{n}' \cdot \hat{k}_i) \hat{t}' - (1 + R_H) (\mathbf{H}_0 \cdot \hat{t}') \hat{n}' \times \hat{t}' \right\} e^{jk_0 \hat{k}_i \cdot \mathbf{r}'} \\ \mathbf{J}_m(\mathbf{r}') &= - \left\{ \eta_0 (1 - R_H) (\mathbf{H}_0 \cdot \hat{t}') (\hat{n}' \cdot \hat{k}_i) \hat{t}' + (1 + R_E) (\mathbf{E}_0 \cdot \hat{t}') \hat{n}' \times \hat{t}' \right\} e^{jk_0 \hat{k}_i \cdot \mathbf{r}'} \end{aligned} \quad (48)$$

Le vecteur \mathbf{r}' désigne le point de la surface où on considère la diffusion (voir figure III.11). Le vecteur unitaire \hat{n}' est le vecteur normal à la surface, à l'endroit où elle est localement plane. Les vecteurs \hat{n}' et \hat{k}_i définissent le plan d'incidence et $\hat{t}' = \frac{\hat{n}' \times \hat{k}_i}{|\hat{n}' \times \hat{k}_i|}$ est un vecteur normal à ce plan d'incidence (voir figure III.12).

Dans l'équation (48), R_E et R_H sont les coefficients de réflexion de Fresnel et

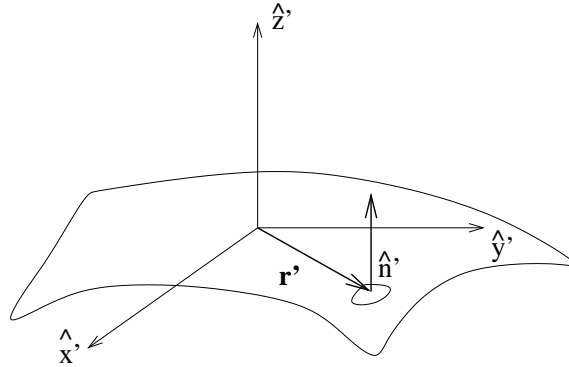
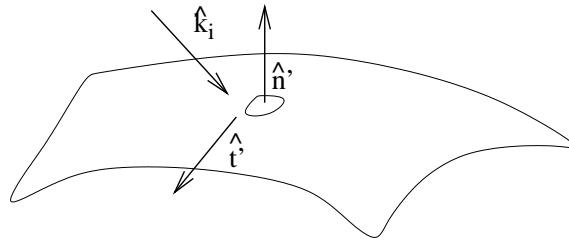

 FIG. III.11 – Définition du vecteur \mathbf{r}' .


FIG. III.12 – Définition des vecteurs de projection.

sont donnés par⁶ :

$$\begin{aligned}
 R_E &= \frac{\cos \psi - \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2 \psi}}{\cos \psi + \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2 \psi}} \\
 R_H &= \frac{\varepsilon_r \cos \psi - \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2 \psi}}{\varepsilon_r \cos \psi + \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2 \psi}}
 \end{aligned} \tag{49}$$

où $\cos \psi = -\hat{n}' \cdot \hat{k}_i$.

En faisant l'hypothèse d'une diffusion en champ lointain ($r > \frac{2D^2}{\lambda_0}$, avec D la plus grande dimension du diffuseur), les vecteurs de Hertz peuvent s'écrire :

$$\begin{aligned}
 \mathbf{\Pi}_e(\mathbf{r}) &= \frac{i\eta_0}{4\pi k_0} \frac{e^{ik_0 r}}{r} \int_{S_{ill}} \mathbf{J}_e(\mathbf{r}') e^{-(ik_0 \hat{r} \cdot \mathbf{r}')} dS' \\
 \mathbf{\Pi}_m(\mathbf{r}) &= \frac{i\eta_0^{-1}}{4\pi k_0} \frac{e^{ik_0 r}}{r} \int_{S_{ill}} \mathbf{J}_m(\mathbf{r}') e^{(ik_0 \hat{r} \cdot \mathbf{r}')} dS'
 \end{aligned} \tag{50}$$

où S_{ill} est la surface illuminée du diffuseur.

En considérant que la direction d'observation est la direction de diffusion ($\hat{r} = \hat{k}_s$), on peut à l'aide des équations (47,48 et 51) en déduire l'expression des quatre

6. Attention aux conventions !

termes de la matrice de diffusion :

$$\begin{aligned}
 S_{vv} &= - \int_{S_{iu}} \left\{ R_H(\hat{n}' \cdot \hat{v}_i)(\hat{n}' \cdot \hat{v}_s) + R_E(\hat{n}' \cdot \hat{h}_i)(\hat{n}' \cdot \hat{h}_s) \right\} \frac{\hat{n}' \cdot \hat{k}_i}{|\hat{n}' \cdot \hat{k}_i|^2} \mathcal{Q} \Bigg\} dS' \\
 S_{vh} &= - \int_{S_{iu}} \left\{ R_H(\hat{n}' \cdot \hat{h}_i)(\hat{n}' \cdot \hat{v}_s) - R_E(\hat{n}' \cdot \hat{v}_i)(\hat{n}' \cdot \hat{h}_s) \right\} \frac{\hat{n}' \cdot \hat{k}_i}{|\hat{n}' \cdot \hat{k}_i|^2} \mathcal{Q} \Bigg\} dS' \\
 S_{hv} &= - \int_{S_{iu}} \left\{ R_H(\hat{n}' \cdot \hat{v}_i)(\hat{n}' \cdot \hat{h}_s) - R_E(\hat{n}' \cdot \hat{h}_i)(\hat{n}' \cdot \hat{v}_s) \right\} \frac{\hat{n}' \cdot \hat{k}_i}{|\hat{n}' \cdot \hat{k}_i|^2} \mathcal{Q} \Bigg\} dS' \\
 S_{hh} &= - \int_{S_{iu}} \left\{ R_H(\hat{n}' \cdot \hat{h}_i)(\hat{n}' \cdot \hat{h}_s) + R_E(\hat{n}' \cdot \hat{v}_i)(\hat{n}' \cdot \hat{v}_s) \right\} \frac{\hat{n}' \cdot \hat{k}_i}{|\hat{n}' \cdot \hat{k}_i|^2} \mathcal{Q} \Bigg\} dS' \quad (51)
 \end{aligned}$$

où $\mathcal{Q} = -\frac{jk_0}{2\pi} e^{jk_0(\hat{k}_i - \hat{k}_s) \cdot \mathbf{r}'}$.

Exprimons les vecteurs \mathbf{r}' et \hat{n}' dans les coordonnées cylindriques (ρ', ϕ', z') (voir

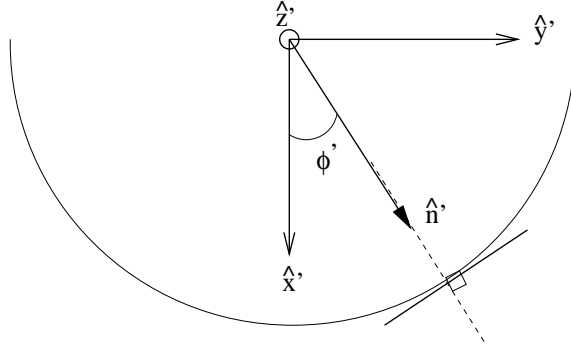


FIG. III.13 – Repère et définition du vecteur \hat{n}' .

figure III.13) :

$$\begin{aligned}
 \hat{n}' &= \cos \phi' \hat{x}' + \sin \phi' \hat{y}' \\
 \mathbf{r}' &= \rho_1 \cos \phi' \hat{x}' + \rho_1 \sin \phi' \hat{y}' + z' \hat{z}' \quad (52)
 \end{aligned}$$

Le terme \mathcal{Q} devient alors :

$$\mathcal{Q} = -\frac{jk_0}{2\pi} e^{jk_0(\hat{k}_i - \hat{k}_s) \cdot (\rho_1 \cos \phi' \hat{x}' + \rho_1 \sin \phi' \hat{y}' + z' \hat{z}')} \quad (53)$$

Et l'intégrale $\int_{S_{iu}} dS'$ s'écrit : $\int_{-h}^h \int_{\phi'_{min}}^{\phi'_{max}} \rho_1 d\phi' dz'$ avec ρ_1 la valeur de ρ' à la surface. Posons :

$$\begin{aligned}
 \cos \tilde{\phi} &= A(\hat{k}_i - \hat{k}_s) \cdot \hat{x}' \\
 \sin \tilde{\phi} &= A(\hat{k}_i - \hat{k}_s) \cdot \hat{y}' \quad (54)
 \end{aligned}$$

où A est un facteur de normalisation défini par :

$$\begin{aligned}
 \cos^2 \tilde{\phi} + \sin^2 \tilde{\phi} &= 1 \\
 &= A^2 \left((\hat{k}_i - \hat{k}_s) \cdot \hat{x}' \right)^2 + (\hat{k}_i - \hat{k}_s) \cdot \hat{y}' \right)^2 \quad (55)
 \end{aligned}$$

L'équation (53) devient :

$$\mathcal{Q} = -\frac{jk_0}{2\pi} e^{-jk_0(\rho_1 A \cos(\phi' - \tilde{\phi}) - z'(\hat{k}_s - \hat{k}_i) \cdot \hat{z}')} \quad (56)$$

Le résultat de l'intégration suivant la variable z' dans l'équation (51) est un terme $h \operatorname{sinc}\left(\frac{1}{2}k_0 h(\hat{k}_i - \hat{k}_s) \cdot \hat{z}'\right)$, et l'approximation de la phase stationnaire permet d'évaluer l'intégrale suivant ϕ' . Au point de la phase stationnaire, $\phi' = \tilde{\phi}$:

- on peut alors exprimer \hat{n}' en fonction de $\tilde{\phi}$, ce qui fait que les intégrales introduites dans l'équation (51) ne portent plus que sur \mathcal{Q}
- on peut écrire un développement au premier ordre de $\cos(\phi' - \tilde{\phi})$.

En utilisant les intégrales de Fresnel modifiées définies par :

$$\mathcal{F}(\tau) = \int_0^\tau \exp(ju^2) du$$

et en posant $u^2 = \frac{1}{2}k_0 A \rho_1 (\phi' - \tilde{\phi})^2$, on aboutit à⁷ :

$$\begin{aligned} \int_{-h}^h \int_{\phi'_{min}}^{\phi'_{max}} \rho_1 \mathcal{Q} d\phi' dz' &= -\frac{jb}{\pi} \operatorname{sinc}\left(\frac{1}{2}k_0 h(\hat{k}_i - \hat{k}_s) \cdot \hat{z}'\right) \sqrt{\frac{k_0 \rho_1}{2A\pi}} e^{-jk_0 A \rho_1} \\ &\times \left\{ \mathcal{F}\left(\sqrt{\frac{k_0 A \rho_1}{2}}(\phi'_{min} - \tilde{\phi})\right) + \mathcal{F}\left(\sqrt{\frac{k_0 A \rho_1}{2}}(\phi'_{max} - \tilde{\phi})\right) \right\} \end{aligned} \quad (57)$$

5.2 Simulations

Les simulations suivantes ont été réalisées dans des configurations problématiques pour l'approximation du cylindre infini. Faute de disposer de mesures, on s'attachera à vérifier si les anomalies supposées que nous avons constatées avec l'approximation du cylindre infini sont toujours présentes ou non.

a) Étude radiométrique

1. RÉTRODIFFUSION

On rappelle que le problème principal concernant la rétrodiffusion était lié à l'inversion répétée des niveaux relatifs des copolarisations pour de forts $k_0 a$. Les résultats présentés sur la figure III.14 montrent d'abord un coefficient de rétrodiffusion dont l'allure et les niveaux ressemblent à ceux exposés en figure III.3 pour la formulation de Senior et Sarabandi.

Concernant le rapport des coefficients de rétrodiffusion en copolarisation, on constate qu'il n'y a jamais de changement et que σ_{HH}^0 est toujours supérieur à

7. Cette formulation n'est plus valable en diffusion avant. En effet, $\hat{k}_i = \hat{k}_s$ et donc $A = 0$, impliquant que l'équation (57) n'est plus définie. Il faut alors revenir à l'expression de \mathcal{Q} dans l'équation (51) en posant $\hat{n}' \cdot \hat{k}'_i = 0$, étant donné que le seul cas qui peut physiquement correspondre à de la diffusion avant dans l'approximation de l'optique physique est celui où l'incidence est tangente à la surface au point \hat{n}' (en ce sens \hat{k}'_i est la projection de \hat{k}_i tangente à la surface).

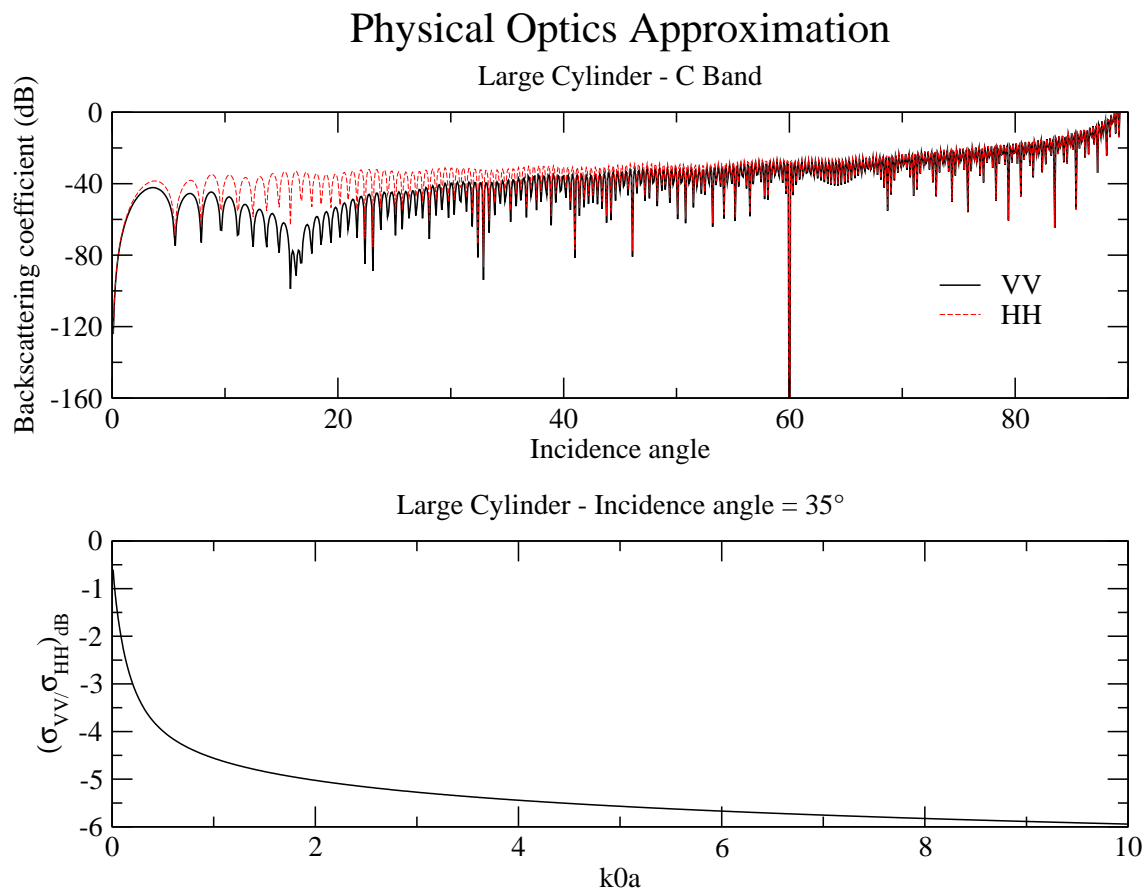


FIG. III.14 – Simulation pour un gros cylindre du coefficient de rétrodiffusion en fonction de l'angle d'incidence (figure en haut) et comparaison des coefficients de rétrodiffusion en VV et en HH en fonction de k_0a (figure en bas) en utilisant l'approximation de l'Optique Physique.

σ_{VV}^0 . L'approximation de l'Optique Physique s'appliquant pour de forts rayons de courbure⁸, c'est à dire $k_0a \gg 1$, on peut en résumé dire que les modèles de diffusion de cylindre donnent :

- $\sigma_{VV}^0 > \sigma_{HH}^0$ si $k_0a \ll 1$
- $\sigma_{VV}^0 < \sigma_{HH}^0$ si $k_0a \gg 1$

Le problème reste de savoir quel résultat on considère entre ces deux bornes. Dans [19], les auteurs constatent également les déficiences des modèles basés sur l'approximation du cylindre infini et proposent d'étendre leur domaine de validité aux rayons de courbure de l'ordre de la longueur d'onde. Les modèles issus de l'approximation de l'Optique Physique étant appliqué dans les cas complémentaire ($k_0a > 10$).

II. DIFFUSION VERS L'AVANT

Dans le cas de la diffusion vers l'avant, on a pu observer qu'il y avait séparation pour les forts k_0a entre les simulations issues des deux modèles basés sur l'approximation

⁸. et (rappel) pour des taux d'humidité tels que l'on peut négliger la pénétration des ondes dans le diffuseur.

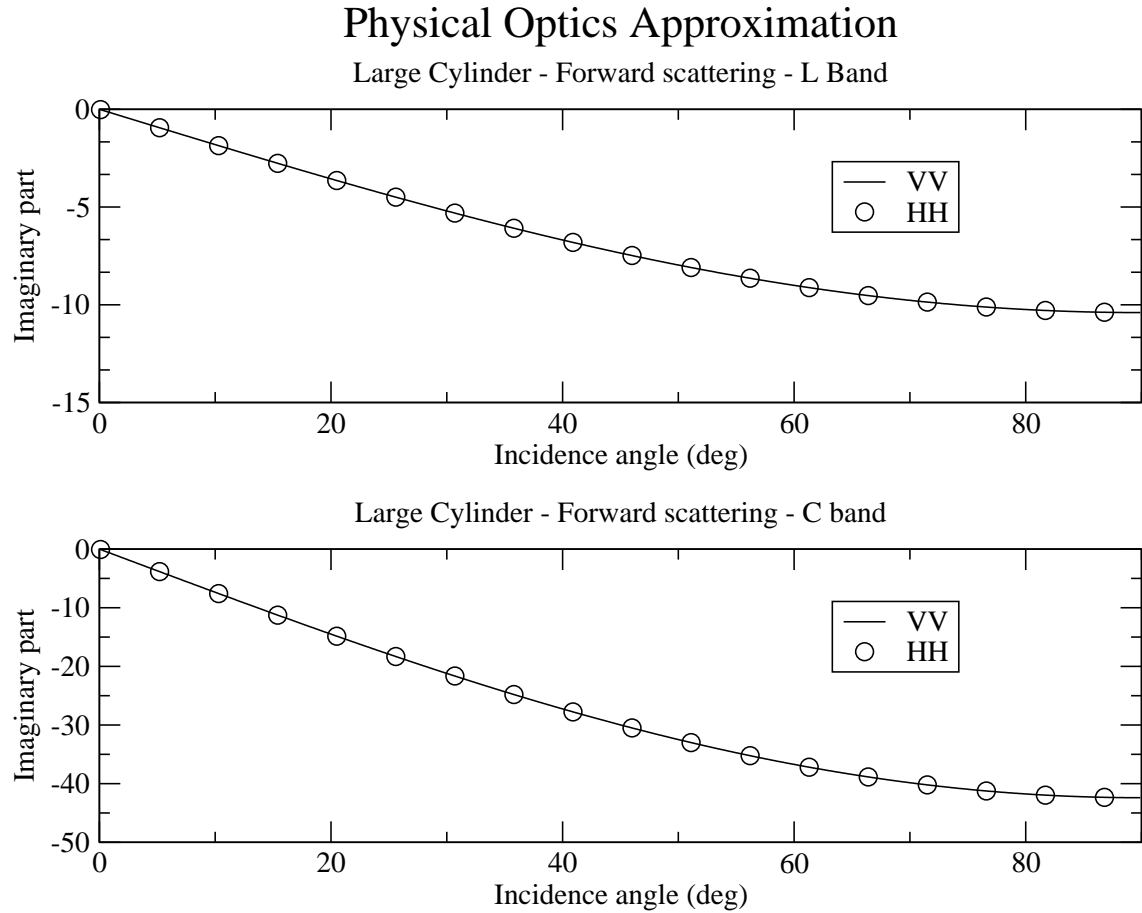


FIG. III.15 – Simulation pour un gros cylindre de la partie imaginaire de la matrice de diffusion en fonction de l'angle d'incidence en bande L (figure en haut) et C (figure en bas) avec l'approximation de l'Optique Physique.

mation du cylindre infini. A cela, venait s'ajouter un comportement oscillatoire, amenant à une inversion régulière du niveau relatif entre les copolarisations. La diffusion vers l'avant est un cas particulier pour l'approximation de l'Optique Physique étant donné que le plan incurvé sur lequel se fait la diffusion est considéré comme infini au vu de la longueur d'onde. Néanmoins, on peut calculer la contribution de la diffusion en avant en prenant la composante radiale de la direction d'incidence.

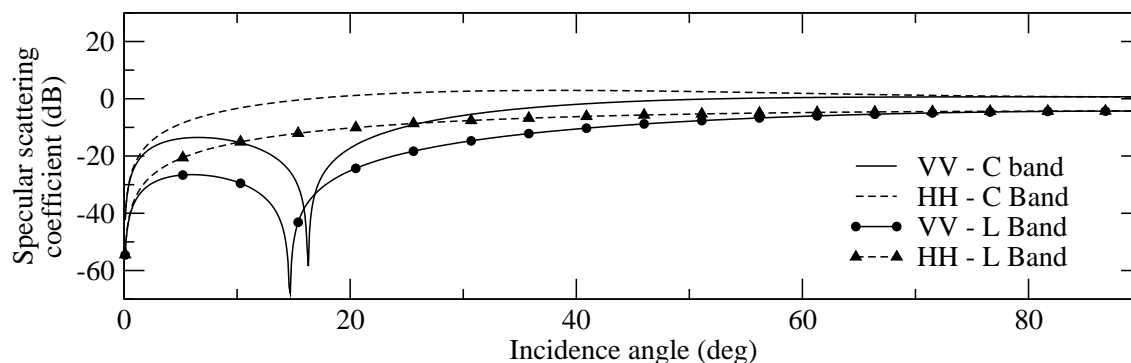
Les résultats présentés sur la figure III.15 sont très satisfaisants dans la mesure où les niveaux et la tendance (VV tend à se rapprocher de HH pour les forts k_0a) sont respectés. De plus, les oscillations ont complètement disparu.

III. DIFFUSION SPÉCULAIRE

Le cas de la diffusion spéculaire reste le moins satisfaisant dans la mesure où les comportements gênants (séparation des résultats et début d'oscillation en HH) sont encore présents. Les oscillations n'arrivent pas aussi tôt mais sont quand même visibles sur VV et sur HH aux forts k_0a . Les niveaux sont du même ordre (voir figure III.16).

Physical Optics Approximation

Mean Cylinder



Large Cylinder

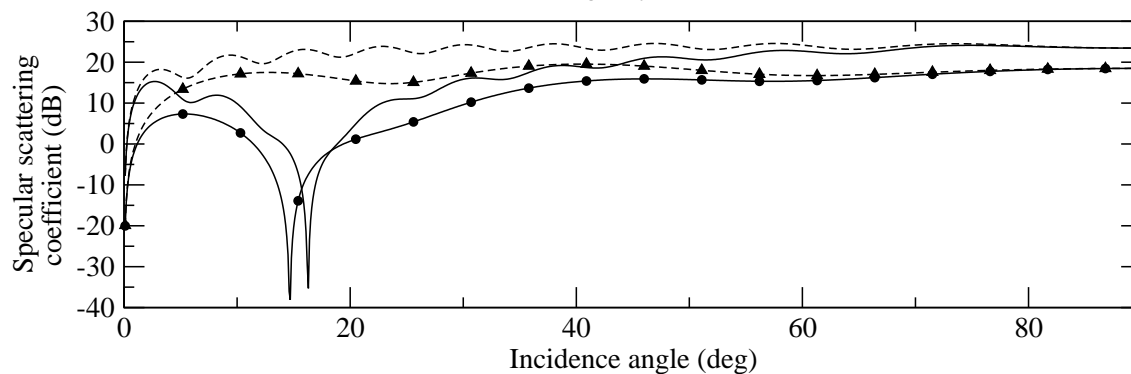


FIG. III.16 – Simulation pour un cylindre moyen (figure en haut) et pour un gros cylindre (figure en bas) du coefficient de diffusion spéculaire en fonction de l'angle d'incidence en bande L et C avec l'approximation de l'Optique Physique.

6 Conclusion

Ce travail sur la modélisation de la diffusion par les cylindres était incontournable dans la mesure où les branches et les troncs constituent la majeure contribution de la diffusion dans les modèles de végétation. La bibliographie sur ce sujet est assez fournie mais :

- peu d'articles ont considéré des mécanismes de diffusion autres que la rétrodiffusion,
- peu se sont intéressés au domaine de validité de ces modèles⁹,
- peu ont été étudiés à la lumière de la polarimétrie.

Il apparaît que :

- le domaine de validité des modèles basés sur l'approximation du cylindre infini présente une restriction supplémentaire : ces modèles ne peuvent pas s'appliquer aux cylindres dont le rayon de courbure est trop grand devant la longueur d'onde,

9. A part Lin et Sarabandi dans [19].

- les modèles issus de l'Optique Physique peuvent être utilisés pour pallier à la déficience des modèles basés sur l'approximation du cylindre infini,
- des aberrations polarimétriques apparaissent aux forts k_0a ainsi que des inversions portant sur la polarisation dominante en radiométrie dans le cas de l'approximation du cylindre infini,
- L'Optique Physique semble assurer la continuité des résultats issus de l'approximation du cylindre en radiométrie. Une étude en polarimétrie est nécessaire pour confirmer cette observation.

De plus amples études sur la diffusion par des cylindres diélectriques seraient nécessaires. L'idéal serait de disposer de mesures dans les trois cas fondamentaux de diffusion et pour $k_0a \leq 1$ et $k_0a \gg 1$ pour confirmer le résultat de nos simulations en radiométrie et en polarimétrie.

Chapitre IV

L'ellipsoïde diélectrique

1 Introduction

L'ellipsoïde est l'objet canonique qui va être employé pour modéliser la diffusion par les feuilles ou les aiguilles. Contrairement au cylindre, il n'existe pas de formulation exacte ou semi-exacte pour le calcul de la diffusion par des ellipsoïdes, exception faite pour les sphères qui en sont un cas particulier [33],[34]. Le calcul de la diffusion par des particules telles que les ellipsoïdes a été abordé par STEVENSON en 1953 [35, 36] s'appuyant sur les précédents travaux de OSBORN en 1945 portant sur les facteurs démagnétisants de l'ellipsoïde [37]. RUCK et al. en font la synthèse en 1970 dans [15] et en 1979 SCHIFFER et THIELHEIM proposent une extension de ces calculs aux ellipsoïdes allongés ou aplatis. La diffusion par les ellipsoïdes a été succinctement abordée dans [18] par SENIOR et SARABANDI en 1990. On doit à KARAM et FUNG la contribution la plus récente et la plus détaillée sur le calcul de la diffusion par des ellipsoïdes¹ [24], reprenant en partie les travaux précédents.

2 Les approximations de Rayleigh

La diffusion par des particules possédant une symétrie cylindrique ou sphérique peut être calculée de façon exacte ou semi-exacte, comme c'est le cas pour les sphères [33] ou les cylindres de longueur infinie [38, 14]. Dans la plupart des cas cependant, les objets sont asymétriques, diélectriques (leur permittivité pouvant même ne pas être uniforme).

Dans les cas où la permittivité est (quasi) constante à l'intérieur du diffuseur et que celui-ci est asymétrique, on a recours à un certain nombre d'approximations :

- en haute fréquence ou pour de grands diffuseurs : optique physique et optique géométrique,
- en basse fréquence ou pour de petits diffuseurs : méthode de Rayleigh, méthode de Stevenson, approximation de Rayleigh-Gans.

1. Quelques erreurs et fautes de frappe sont présentes dans cet article. Je les signalerai au cours de ce chapitre.

Les ellipsoïdes ne présentent pas suffisamment de symétrie, de sorte que les approximations citées au-dessus ne permettent pas de calculer la diffusion par de tels éléments, surtout si leur indice de réfraction est fort. Il a fallu attendre les travaux de SCHIFFER et THIELHEIM en 1979 [39] pour pouvoir calculer la diffusion par des objets tels que les aiguilles ou les disques, c'est à dire dont au moins une des dimensions est petite devant la longueur d'onde. Cette extension de l'approximation de Rayleigh-Gans a été par la suite désignée sous le nom d'approximation de Rayleigh-Gans généralisée dans la littérature. Avant d'aborder le calcul à proprement parler de la diffusion par un ellipsoïde, un récapitulatif des approximations de Rayleigh est présenté.

2.1 Approximation de Rayleigh

On peut résoudre les problèmes de diffusion pour des objets simples en utilisant l'équation de Laplace plutôt que l'équation de propagation des ondes. D'après [27], ceci implique que la matrice de diffusion est valable uniquement en basse fréquence. Soit D la plus grande dimension du diffuseur :

$$k_0 D \ll 1 \quad (1)$$

Dans ce cas, le champ interne est uniforme et égal au champ incident à l'emplacement \mathbf{r}_0 du centre du diffuseur² [15, 39, 24] :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_i(\mathbf{r}_0) = \mathbf{E}_0 e^{jk_0 \hat{\mathbf{i}} \cdot \mathbf{r}_0} \quad (2)$$

2.2 Approximation de Rayleigh-Gans

L'approximation de Rayleigh-Gans³ consiste à dire que l'indice de réfraction du milieu interne au diffuseur est tel que le diffuseur peut-être considéré comme transparent et le champ interne peut être approché par le champ incident⁴ [15, 39, 24, 16] :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_i(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0 e^{jk_0 \hat{\mathbf{i}} \cdot \mathbf{r}} \quad (3)$$

Cette approximation suppose que [39, 27] :

$$\begin{aligned} |n - 1| &\ll 1 \\ k_0 R |n - 1| &\ll 1 \end{aligned} \quad (4)$$

où R est la dimension typique du diffuseur⁵ et $n = \sqrt{\varepsilon_r}$ est l'indice de réfraction du milieu. L'équation (4) implique que le diffuseur est constitué d'un matériel quasi transparent, ce qui permet d'alléger la contrainte sur la dimension R .

2. La dimension du diffuseur est suffisamment petite devant la longueur d'onde pour que le diffuseur puisse être considéré comme transparent.

3. Appelée aussi approximation de Born ou approximation de Rayleigh-Gans-Debye.

4. Ceci est bien sûr à pondérer par les dimensions du diffuseur : si le diffuseur est grand comparé à la longueur d'onde, cette approximation n'est plus valide. L'équation (4) intègre cette nuance.

5. On peut discuter cette définition : qu'est-ce que la dimension typique d'un diffuseur ? Au vu de l'approximation de Rayleigh Gans généralisée, il semble que l'on puisse appliquer l'approximation de Rayleigh-Gans à des diffuseurs de forme homogène (ni trop allongé, ni trop aplati), si bien que les dimensions de ce diffuseur doivent être du même ordre, d'où la notion de dimension typique.

2.3 Approximation de Rayleigh-Gans généralisée

Considérons de nouveau l'approximation de Rayleigh-Gans : on peut étendre son application à des indices de réfraction n plus grand mais en considérant des diffuseurs de formes particulières [39]. En effet dans le cas de particules qu'on peut considérer comme petites dans au moins une direction⁶ :

$$k_0 d |n - 1| \ll 1 \quad (5)$$

où d est la plus petite des dimensions, le champ interne peut être assimilé au champ incident :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_i(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0 e^{jk_0 \hat{\mathbf{i}} \cdot \mathbf{r}} \quad (6)$$

Une condition supplémentaire est à ajouter à l'équation (5) [39] : la fluctuation de la permittivité $\delta\varepsilon(\mathbf{r})$ doit être suffisamment faible pour que l'on puisse considérer que la permittivité est constante à l'intérieur du diffuseur [27] :

$$\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon_m + \delta\varepsilon(\mathbf{r}) \quad (7)$$

où $\varepsilon(\mathbf{r})$ est la permittivité du milieu en un point donné et ε_m est la permittivité moyenne du milieu. On peut considérer que l'approximation de Rayleigh-Gans généralisée constitue une extension de Rayleigh et de Rayleigh-Gans aux hautes fréquences. Cependant, la forme atypique de ces diffuseurs (très fins ou très plats) est telle que le champ interne présente une déformation par rapport au champ incident prenant en compte cette forme particulière [37]. Ainsi, on pose [24, 16] :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \underline{\underline{A}} \cdot \mathbf{E}_i(\mathbf{r}) \quad (8)$$

où $\underline{\underline{A}}$ est un tenseur de polarisabilité venant corriger le champ incident. On peut citer les travaux de STILES et SARABANDI en 1995 proposant une démonstration de la validité de cette approximation pour des cylindres fins de longueur électrique quelconque [40].

2.4 Approximation de Born

L'approximation de Born consiste à remplacer le champ total qui règne à l'intérieur d'un volume quelconque $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ par le champ incident $\mathbf{E}_i(\mathbf{r})$ dans l'expression intégrale du champ diffusé $\mathbf{E}_s(\mathbf{r})$ [27]. En ce sens, elle est souvent assimilée à l'approximation de Rayleigh-Gans. Les différences entre ces approximations sont discutées dans [41].

3 Théorie

3.1 Passage du repère local au repère global

On passera rapidement sur ce paragraphe en rappelant les résultats issus du chapitre précédent consacré à la diffusion par les cylindres. En effet, à la différence des cylindres, les ellipsoïdes ne présentent pas en général d'axe de révolution et donc

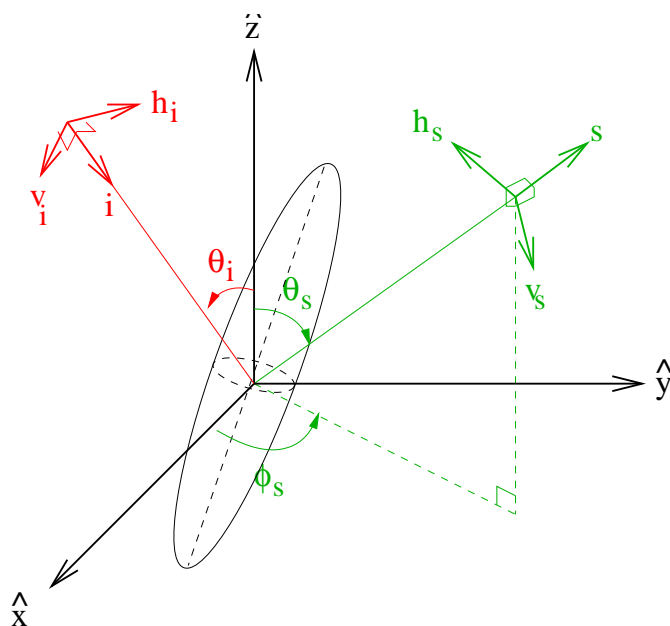


FIG. IV.1 – Définition dans le repère global des vecteurs incidents et diffusés sur un ellipsoïde orienté aléatoirement dans le cas de la convention FSA (Forward Scattering Alignment).

leur orientation est complètement décrite par les 3 angles d'Euler α, β et γ . Soit un ellipsoïde de dimensions quelconques $a \geq b \geq c$, orienté aléatoirement dans l'espace. Le point milieu de cet ellipsoïde définit le centre O du repère global $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$ (voir Figure IV.1).

Les vecteurs de polarisation \hat{i}, \hat{v}_i et \hat{h}_i sont définis dans la base $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$ comme dans le chapitre précédent :

$$\begin{aligned}\hat{i} &= \sin \theta_i \cos \phi_i \hat{x} + \sin \theta_i \sin \phi_i \hat{y} - \cos \theta_i \hat{z} \\ \hat{h}_i &= \frac{\hat{z} \times \hat{i}}{|\hat{z} \times \hat{i}|} = -\sin \phi_i \hat{x} + \cos \phi_i \hat{y} \\ \hat{v}_i &= \hat{h}_i \times \hat{i} = -\cos \theta_i (\cos \phi_i \hat{x} + \sin \phi_i \hat{y}) - \sin \theta_i \hat{z}\end{aligned}\quad (9)$$

On passe cette fois ci du repère global au repère local $(\hat{x}', \hat{y}', \hat{z}')$ au moyen de trois rotations successives : d'abord une rotation d'angle α autour de (O, \hat{z}) , puis une seconde rotation d'angle β autour de (O, \hat{y}) et finalement une troisième rotation d'angle γ autour du nouvel axe (O, \hat{z}) . Les deux repères sont reliés par l'équation suivante :

$$\begin{pmatrix} \hat{x}' \\ \hat{y}' \\ \hat{z}' \end{pmatrix} = \underline{\underline{R}}_z(\gamma) \underline{\underline{R}}_y(\beta) \underline{\underline{R}}_z(\alpha) \begin{pmatrix} \hat{x} \\ \hat{y} \\ \hat{z} \end{pmatrix}\quad (10)$$

où

$$\underline{\underline{R}}_z(\gamma) = \begin{pmatrix} \cos \gamma & \sin \gamma & 0 \\ -\sin \gamma & \cos \gamma & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}\quad (11)$$

6. C'est le cas des particules très fines comme les aiguilles ou très aplaties comme les disques.

les autres rotations autour des autres axes étant obtenues par permutation circulaire. La troisième rotation laisse invariant l'axe z et le reste du calcul est exactement identique à ce qui a été exposé pour le passage du repère global au repère local concernant le cylindre. Ainsi on montre que l'on peut passer des polarisations dans le repère global aux polarisations dans le repère local par les relations :

$$\begin{aligned}\hat{h}'_i &= \frac{U_{h_i}\hat{v}_i - U_{v_i}\hat{h}_i}{\sqrt{U_{v_i}^2 + U_{h_i}^2}} \\ \hat{v}'_i &= \frac{-U_{v_i}\hat{v}_i - U_{h_i}\hat{h}_i}{\sqrt{U_{v_i}^2 + U_{h_i}^2}}\end{aligned}\quad (12)$$

Avec $U_{v_i} = -(\sin \beta \cos \theta_i \cos(\alpha - \phi_i) + \cos \beta \sin \theta_i)$ et $U_{h_i} = \sin \beta \sin(\alpha - \phi_i)$

3.2 Calcul de la matrice locale de diffusion par un ellipsoïde

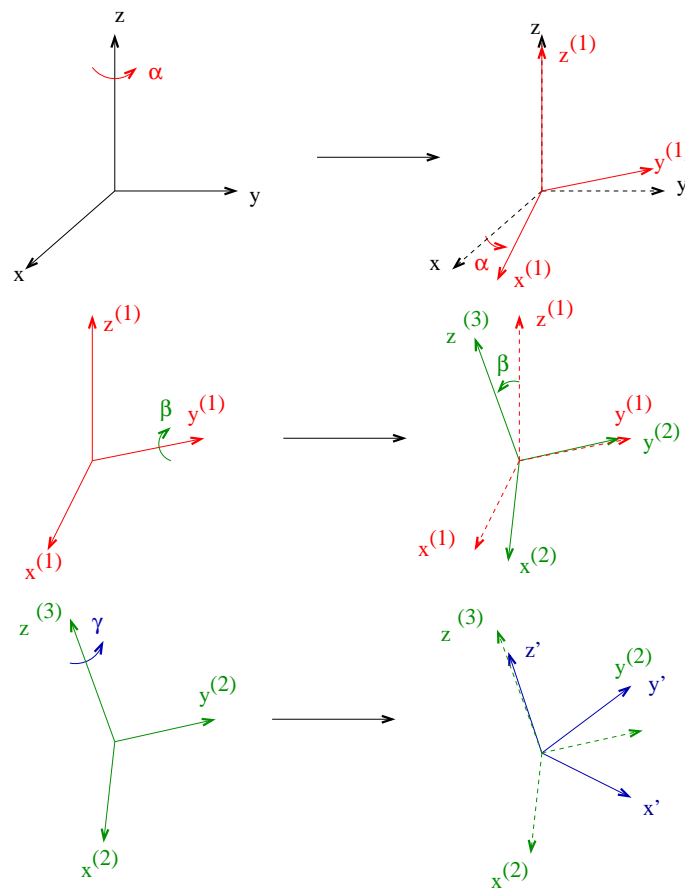


FIG. IV.2 – Passage du repère global au repère local par les trois rotations successives d'angle α , β et γ .

Dans le repère local, les axes de l'ellipsoïde de dimensions a, b et c sont alignés respectivement avec les axes $(O, \hat{x}'), (O, \hat{y}')$ et (O, \hat{z}') . Le repère local est obtenu à

partir du repère global via trois rotations successives (voir figure IV.2). Le centre O du repère est confondu avec le centre de l'ellipsoïde.

a) L'équation du champ diffusé

En champ lointain, le champ diffusé par une particule de permittivité relative ε_r uniforme s'écrit [39, 15]⁷ :

$$\mathbf{E}_s = \frac{k_0^2}{4\pi} (\underline{\underline{I}} - \hat{s} \otimes \hat{s}) \cdot \mathbf{P} \frac{\exp(-jk_0 r)}{r} \quad (13)$$

avec

$$\mathbf{P} = (\varepsilon_r - 1) \int_V dv' \mathbf{E}_{in}(\mathbf{r}') e^{jk_0 \hat{s} \cdot \mathbf{r}'} \quad (14)$$

et $\underline{\underline{I}}$ est le tenseur identité 3×3 .

b) Approximation de Rayleigh-Gans généralisée

Considérons le cas de l'ellipsoïde aplati, on a : $a > b \gg c$, tel que $k_0 c |n - 1| \ll 1$. On peut donc appliquer l'approximation du Rayleigh-Gans généralisée et estimer le champ interne de l'ellipsoïde à l'aide du champ incident :

$$\mathbf{E}_{in}(\mathbf{r}') = \underline{\underline{A}} \cdot \mathbf{E}_i(\mathbf{r}') \quad (15)$$

avec

$$\mathbf{E}_i(\mathbf{r}') = \mathbf{E}_0 e^{k_0 \hat{i} \cdot \mathbf{r}'} \quad (16)$$

Le tenseur de polarisabilité $\underline{\underline{A}}$ de l'ellipsoïde est donné par OSBORN [37] :

$$\underline{\underline{A}} = \begin{pmatrix} A_{11} & 0 & 0 \\ 0 & A_{22} & 0 \\ 0 & 0 & A_{33} \end{pmatrix} \quad (17)$$

c) Les facteurs démagnétisants

Les termes de ce tenseur s'expriment en fonction des facteurs démagnétisants g_i [24] :

$$A_{ii} = \frac{1}{(\varepsilon_r - 1)g_i + 1} \quad (18)$$

Ces facteurs sont tels que $\sum_{i=1}^3 g_i = 1$.

Dans le cas qui nous concerne ($a > b \gg c$), ces facteurs s'écrivent [37] :

$$\begin{aligned} g_1 &= \frac{c \sqrt{1 - e^2}}{a e^2} \left(K(e, \frac{\pi}{2}) - E(e, \frac{\pi}{2}) \right) \\ g_2 &= \frac{c}{a e^2 \sqrt{1 - e^2}} \left(E(e, \frac{\pi}{2}) - (1 - e^2) K(e, \frac{\pi}{2}) \right) \\ g_3 &= 1 - \frac{c E(e, \frac{\pi}{2})}{a \sqrt{1 - e^2}} \end{aligned} \quad (19)$$

7. Attention : convention temporelle en $\exp(j\omega t)$.

avec $e = \sqrt{1 - (\frac{b}{a})^2}$. Les termes $K(e, \frac{\pi}{2})$ et $E(e, \frac{\pi}{2})$ sont des intégrales elliptiques du premier et du second ordre dont les expressions sont disponibles dans [42]⁸.

d) La fonction d'interférence de Debye

L'équation (14) devient :

$$\begin{aligned} \mathbf{P} &= (\varepsilon_r - 1) \underline{\underline{A}} \cdot \mathbf{E}_0 \int_V dv' e^{-jk_0(\hat{i} - \hat{s}) \cdot \mathbf{r}'} \\ &= (\varepsilon_r - 1) \underline{\underline{A}} \cdot \mathbf{E}_0 v_0 \mu(\hat{s}, \hat{i}) \end{aligned} \quad (20)$$

où v_0 est le volume de l'ellipsoïde et

$$\mu(\hat{s}, \hat{i}) = \frac{1}{v_0} \int_V dv' e^{-jk_0(\hat{i} - \hat{s}) \cdot \mathbf{r}'} \quad (21)$$

est la fonction d'interférence de Debye. Dans notre cas ($a > b \gg c$), cette intégrale peut se simplifier et après quelques manipulations⁹, on peut montrer qu'on arrive à l'expression suivante de μ dans le repère global :

$$\mu(\hat{s}, \hat{i}) = \frac{2J_1(Q_e)}{Q_e} \quad (22)$$

Avec¹⁰ :

$$\begin{aligned} Q_e &= \{(\cos \beta q_{x\alpha} + \sin \beta q_{z\alpha})^2 (a^2 \cos^2 \gamma + b^2 \sin^2 \gamma) \\ &+ q_{y\alpha} (\cos \beta q_{x\alpha} + \sin \beta q_{z\alpha}) \sin(2\gamma (a^2 - b^2)) \\ &+ q_{y\alpha}^2 (a^2 \sin^2 \gamma + b^2 \cos^2 \gamma)\}^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (23)$$

où

$$\begin{aligned} q_{x\alpha} &= k_0 (\sin \theta_i \cos(\phi_i - \alpha) - \sin \theta_s \cos(\phi_s - \alpha)) \\ q_{y\alpha} &= k_0 (\sin \theta_i \sin(\phi_i - \alpha) - \sin \theta_s \sin(\phi_s - \alpha)) \\ q_{z\alpha} &= k_0 (\cos \theta_i + \cos \theta_s) \end{aligned} \quad (24)$$

e) Matrice de diffusion dans le repère local

Si on reprend l'équation (13), on peut écrire :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_s &= \underline{\underline{F}}'(\hat{s}, \hat{i}) \frac{\exp(-jk_0 r)}{r} \mathbf{E}_0 \\ &= \frac{k_0^2}{4\pi} (\varepsilon_r - 1) v_0 (\underline{\underline{I}} - \hat{s} \otimes \hat{s}) \cdot \underline{\underline{A}} \cdot (\underline{\underline{I}} - \hat{i} \otimes \hat{i}) \mu(\hat{s}, \hat{i}) \frac{\exp(-jk_0 r)}{r} \mathbf{E}_0 \end{aligned} \quad (25)$$

8. Les expressions de ces intégrales disponibles dans l'article de référence pour ce chapitre ([24]) sont fausses. Je vous conseille vivement de consulter l'Abramovitz [42].

9. Voir [24] pour de plus amples détails.

10. L'expression de Q_e qui suit a été corrigée par rapport à l'article de Karam et Fung [24].

On pose :

$$K(\hat{s}, \hat{i}) = \frac{k_0^2}{4\pi} (\varepsilon_r - 1) v_0 \mu(\hat{s}, \hat{i}) \quad (26)$$

En exprimant le tenseur $\underline{\underline{F}}'$ à l'aide de la notation de Dirac, on a :

$$\underline{\underline{F}}' = K(\hat{s}, \hat{i}) \times (|v'_s\rangle\langle v'_s| + |h'_s\rangle\langle h'_s|) (A_{11}|x'\rangle\langle x'| + A_{22}|y'\rangle\langle y'| + A_{33}|z'\rangle\langle z'|) (|v'_i\rangle\langle v'_i| + |h'_i\rangle\langle h'_i|) \quad (27)$$

et en projetant sur les polarisations incidentes et diffusées locales, on arrive à :

$$\begin{aligned} F'_{vv}(\hat{s}, \hat{i}) &= K(\hat{s}, \hat{i}) (A_{11}\langle v'_s|x'\rangle\langle x'|v'_i\rangle + A_{22}\langle v'_s|y'\rangle\langle y'|v'_i\rangle + A_{33}\langle v'_s|z'\rangle\langle z'|v'_i\rangle) \\ F'_{vh}(\hat{s}, \hat{i}) &= K(\hat{s}, \hat{i}) (A_{11}\langle v'_s|x'\rangle\langle x'|h'_i\rangle + A_{22}\langle v'_s|y'\rangle\langle y'|h'_i\rangle + A_{33}\langle v'_s|z'\rangle\langle z'|h'_i\rangle) \\ F'_{hv}(\hat{s}, \hat{i}) &= K(\hat{s}, \hat{i}) (A_{11}\langle h'_s|x'\rangle\langle x'|v'_i\rangle + A_{22}\langle h'_s|y'\rangle\langle y'|v'_i\rangle + A_{33}\langle h'_s|z'\rangle\langle z'|v'_i\rangle) \\ F'_{hh}(\hat{s}, \hat{i}) &= K(\hat{s}, \hat{i}) (A_{11}\langle h'_s|x'\rangle\langle x'|h'_i\rangle + A_{22}\langle h'_s|y'\rangle\langle y'|h'_i\rangle + A_{33}\langle h'_s|z'\rangle\langle z'|h'_i\rangle) \end{aligned} \quad (28)$$

3.3 Cas particuliers

Nous avons développé le cas particulier de l'ellipsoïde aplati qui correspond le plus à la forme des feuilles que nous souhaitons modéliser dans le cas des feuillus. Nous présentons succinctement dans les paragraphes suivants le cas de la sphère et de l'ellipsoïde allongé. Ce dernier est intéressant car il permet de modéliser les aiguilles, dans le cas des résineux. De plus, grâce à ces deux cas particuliers nous pouvons proposer une validation en partie de ce modèle de diffusion par les ellipsoïdes, en comparant les résultats de simulation avec la théorie dans le cas des sphères et avec les résultats issus des cylindres dans le cas des aiguilles.

a) La sphère

Dans le cas de la sphère, on se retrouve dans l'approximation de Rayleigh-Gans ou de Rayleigh suivant la permittivité et le rayon de la sphère. On peut étendre les calculs développés dans les paragraphes précédents en prenant les facteurs démagnétisants comme suit ¹¹ :

$$g_i = \frac{1}{3}, \forall i \in \{1; 2; 3\} \quad (29)$$

Il faut ensuite calculer la fonction d'interférence de Debye. On peut montrer que dans le cas d'une sphère de rayon a , il existe une rotation telle que l'équation peut s'écrire :

$$\mu(\hat{s}, \hat{i}) = \frac{3}{4\pi a^3} \int dv' e^{-jqz'} \quad (30)$$

avec $q = \|\hat{k} \cdot (\hat{i} - \hat{s})\|$. En passant aux coordonnées sphériques, on aboutit à :

$$\begin{aligned} \mu(\hat{s}, \hat{i}) &= \frac{3}{4\pi a^3} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\theta \int_0^a dr r^2 \sin \theta e^{-jqr \cos \theta} \\ &= \frac{3}{(qa)^3} (\sin(qa) - qa \cos(qa)) \end{aligned} \quad (31)$$

11. Sachant que $\sum_{i=1}^3 g_i = 1$, c'est la seule solution qui garantit cette condition en respectant l'isotropie de la sphère.

et

$$\lim_{q \rightarrow 0} \mu = 1 \quad (32)$$

b) L'ellipsoïde allongé

Dans le cas de l'ellipsoïde allongé à base circulaire, on a : $a = b \ll c$. Les facteurs démagnétisants sont donnés par [24]¹² :

$$\begin{aligned} g_1 &= \frac{e(e^2 - 1)}{2} \left(\frac{e}{e^2 - 1} + \frac{1}{2} \ln\left(\frac{1 - e}{1 + e}\right) \right) \\ g_2 &= g_1 \\ g_3 &= -(e^2 - 1) \left(\frac{1}{2} e \ln\left(\frac{1 - e}{1 + e}\right) + 1 \right) \end{aligned} \quad (33)$$

avec $e = \sqrt{1 - \left(\frac{a}{c}\right)^2}$. Étant donné $a = b \ll c$, on peut montrer que la fonction d'interférence de Debye s'exprime alors par :

$$\mu(\hat{s}, \hat{i}) = \frac{\sin(q_z c)}{q_z c} \quad (34)$$

avec $q_z = \sin \beta q_{z\alpha} - \cos \beta q_{z\alpha}$.

4 Simulations

Le problème de la modélisation par des objets canoniques est que nous n'avons pas toujours de mesures à disposition pour valider la formulation. Nous proposons ici deux cas de validation numérique, par comparaison avec des résultats connus :

- la sphère diélectrique,
- le cylindre diélectrique de dimensions finies.

Finalement, nous proposons des résultats dans les directions principales de diffusion lorsqu'on applique l'approximation de Rayleigh-Gans généralisée au cas de feuilles typiques des forêts de mangroves et des hêtraies de Fontainebleau.

4.1 Le cas limite de la sphère

Nous rappelons que l'approximation utilisée est valide pour des objets dont une dimension au moins est petite devant la longueur d'onde. Ceci implique comme nous l'avons vu précédemment que le champ incident pour être assimilé au champ interne, doit être corrigé pour prendre en compte la non-isotropie de l'élément. Le cas de la sphère est donc un cas limite, puisque l'expression du champ interne doit tendre vers celle du champ incident.

Dans un premier temps, nous avons testé le cas de la sphère métallique et nous avons vérifié que la matrice de diffusion obtenue est bien de la forme [18] :

$$\underline{\underline{S}} = \frac{a}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

12. Dans le cas des aiguilles ($a = b \ll c$), les arguments des logarithmes sont négatifs. Il faut prendre l'inverse de ces arguments.

Nous avons également vérifié la réponse angulaire de cette sphère : quels que soient les mécanismes considérés et quelle que soit la polarisation, la sphère renvoie toujours le même résultat, conformément à ce que nous attendions. Finalement, nous

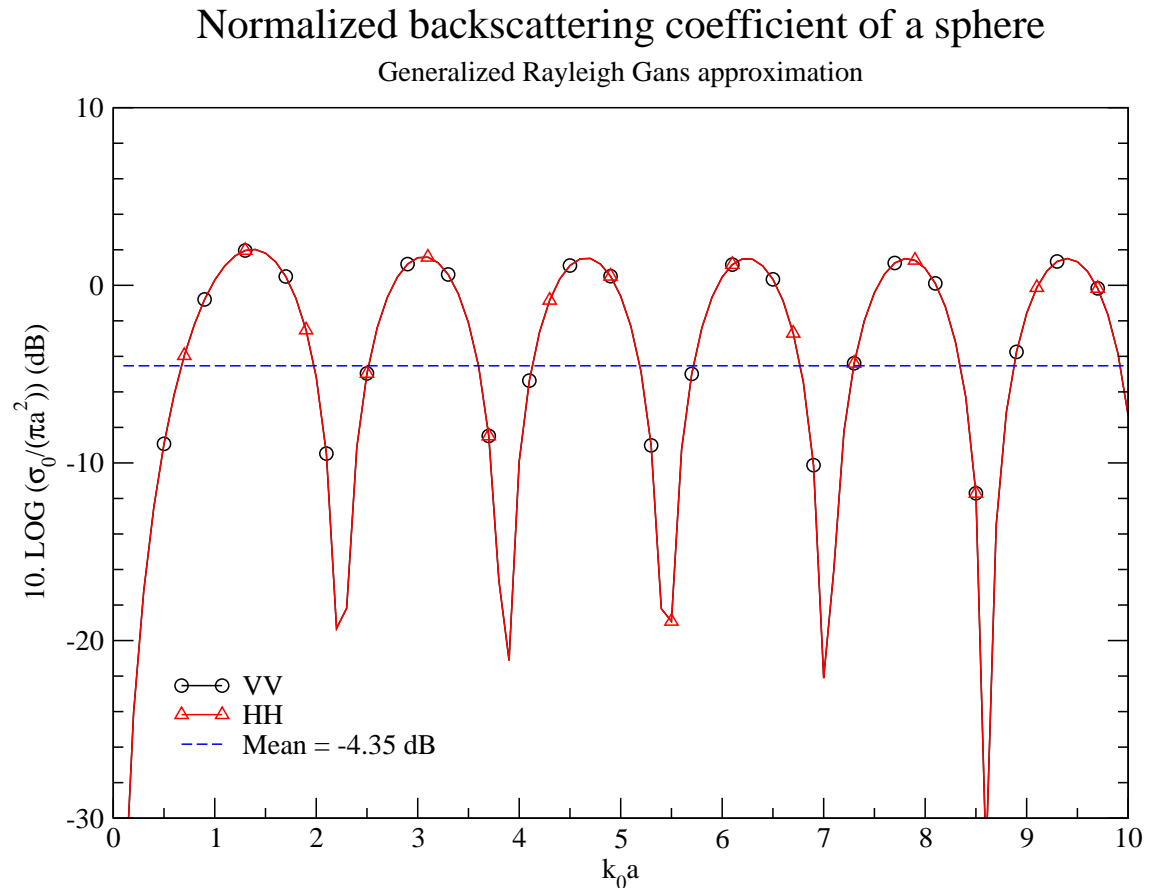


FIG. IV.3 – Étude de la sphère diélectrique : variation du coefficient de rétrodiffusion normalisé de la sphère en fonction de $k_0 a$.

avons essayé de retrouver les résultats de [18], p105 : SENIOR et SARABANDI tracent la variation du coefficient de rétrodiffusion normalisé d'une sphère en fonction de $k_0 a$. Ils comparent les résultats obtenus avec la réponse théorique d'une sphère suivant la formulation de Mie et la réponse approchée par l'optique physique. En se mettant dans les mêmes conditions de simulation, on aboutit à des résultats comparables sur la Figure (IV.3). L'approximation de Rayleigh-Gans généralisée (GRG) ne permet pas de retrouver le comportement théorique en fonction de $k_0 a$. Cependant, on retrouve les niveaux :

- le premier maximum est à $k_0 a = 1.35$ et vaut environ 2.1 dB,
- le niveau vers lequel tend la réponse théorique correspond au niveau moyen obtenu par GRG et vaut environ -4.35 dB.

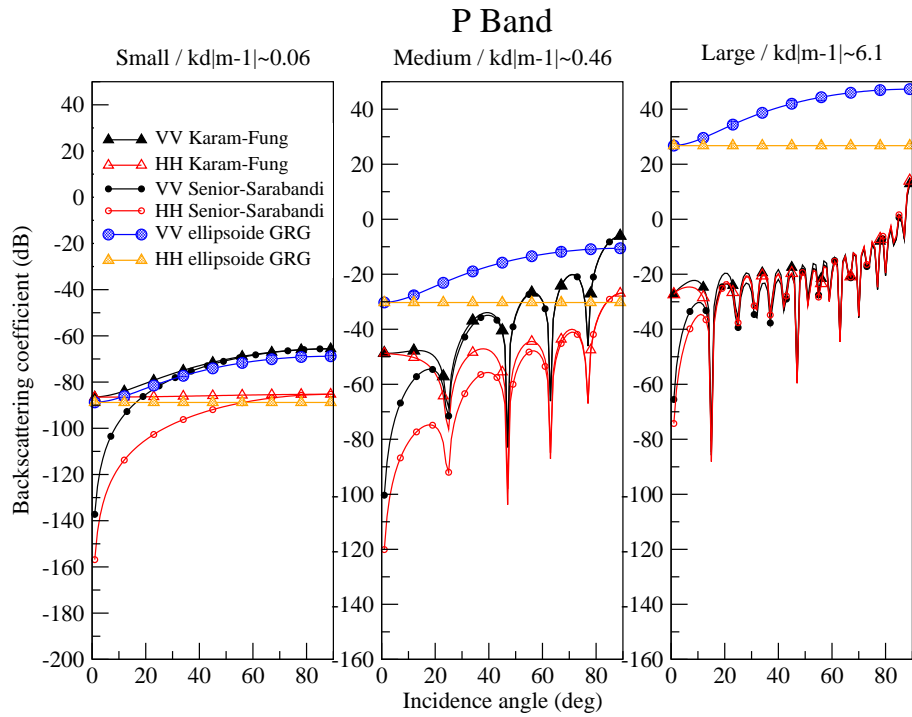


FIG. IV.4 – Comparaison des ellipsoïdes allongés avec les cylindres : variation du coefficient de rétrodiffusion en fonction de l'angle d'incidence.

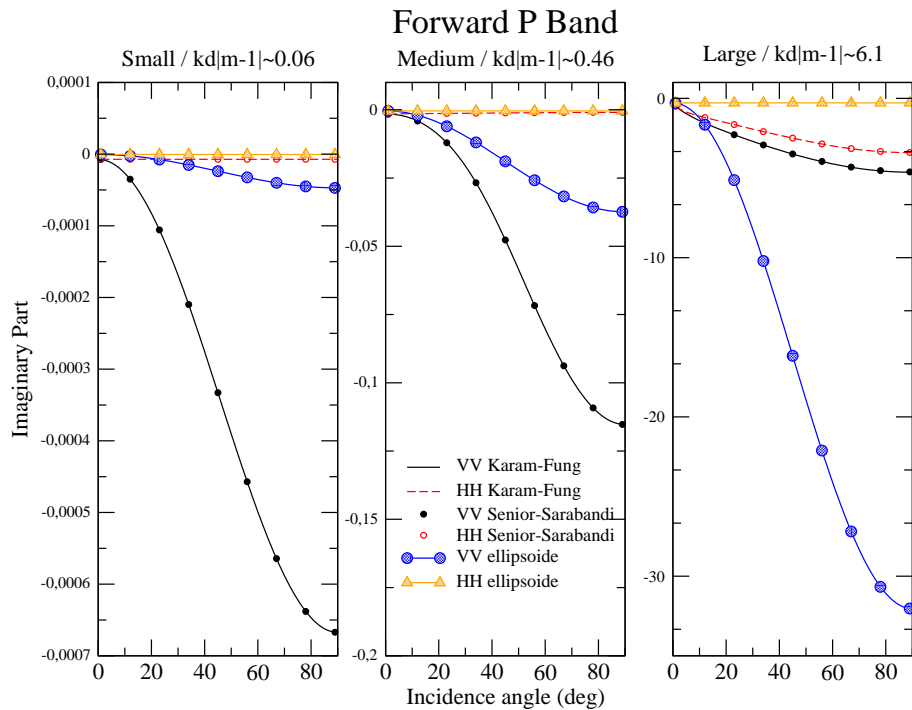


FIG. IV.5 – Comparaison des ellipsoïdes allongés avec les cylindres : variation de la partie imaginaire de la matrice de diffusion dans la direction avant en fonction de l'angle d'incidence.

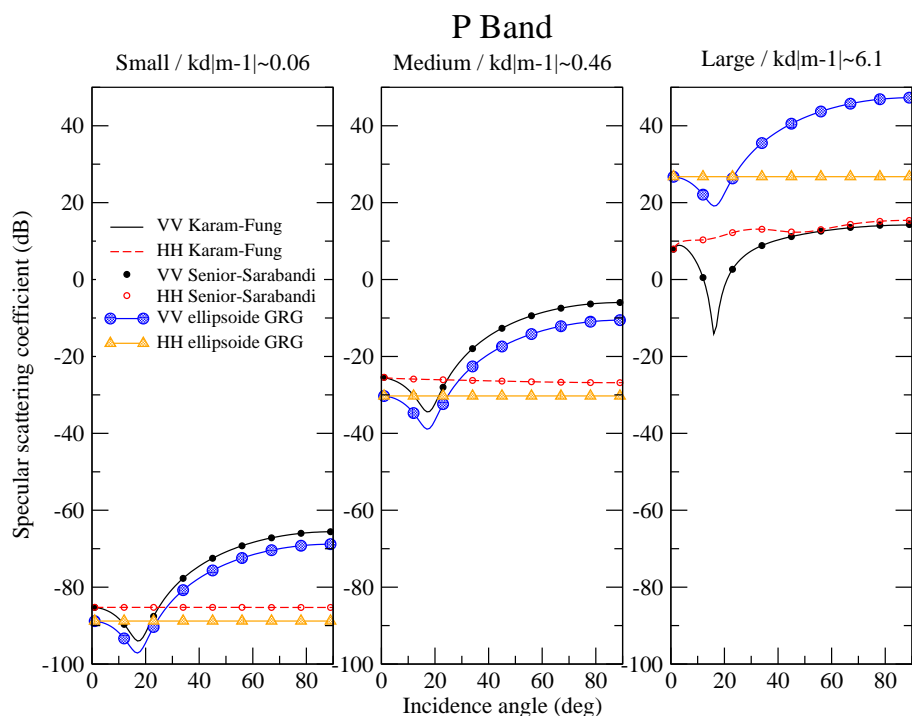


FIG. IV.6 – Comparaison des ellipsoïdes allongés avec les cylindres : variation du coefficient de diffusion spéculaire en fonction de l'angle d'incidence.

4.2 L'ellipsoïde allongé diélectrique

Un second cas de validation est possible : si l'on considère un ellipsoïde de section circulaire et allongé, on peut alors comparer les résultats de la diffusion par un tel élément avec la diffusion par un cylindre de mêmes dimensions. Nous avons simulé, pour les trois tailles de cylindre considérées dans le chapitre précédent, la diffusion par un ellipsoïde en bande P (voir figures IV.4, IV.5 et IV.6). Nous rappelons les limites de validité de l'approximation de GRG :

$$k_0 d |n - 1| \ll 1 \quad (35)$$

On peut vérifier que seules les dimensions du plus petit cylindre simulé permettent de vérifier cette condition. Tant que cette condition est vérifiée, on voit que l'on obtient un très bon accord entre les résultats obtenus pour un cylindre et ceux obtenus avec un ellipsoïde de dimensions comparables. Ceci est particulièrement visible dans le cas du coefficient de rétrodiffusion. En ce qui concerne la partie imaginaire des termes VV et HH de la matrice de diffusion en direction avant, les résultats sont sensiblement les mêmes en HH pour le petit cylindre et le cylindre moyen. Cependant, ceci n'est pas valable pour les résultats en VV, certainement à cause des différences de géométrie (rayon de courbure dans la direction verticale). Finalement les résultats de diffusion spéculaire sont très satisfaisants, hormis dans le cas du grand cylindre. En conclusion, on peut affirmer que dans la limite des conditions établies pour l'approximation de GRG, les résultats de simulation sont tout à fait satisfaisants.

4.3 L'ellipsoïde aplati diélectrique

Pour finir, nous abordons le cas de la diffusion par des ellipsoïdes diélectriques aplatis, modèles canoniques des feuilles. Nous avons repris les caractéristiques des

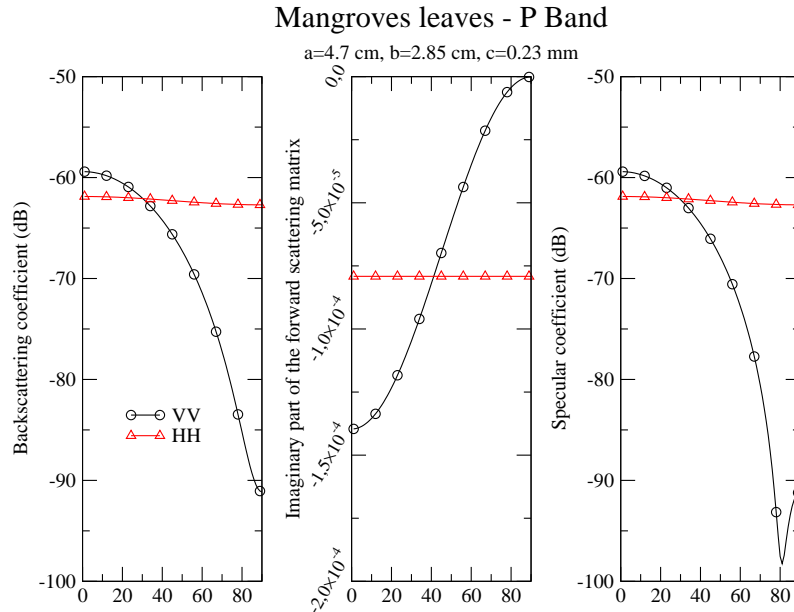


FIG. IV.7 – Modélisation du comportement angulaire de la diffusion par une feuille de dimensions typiques d’une forêt de mangroves : variation du coefficient de rétrodiffusion (à gauche) ; variation de la partie imaginaire de la matrice de diffusion dans la direction avant (au centre) ; variation du coefficient de diffusion spéculaire (à droite).

feuilles de la forêt des mangroves, en respectant à chaque fois les conditions d’observation radar. On précise que les simulations de la figure (IV.7) ont été réalisées avec $\alpha = \beta = \gamma = 0^\circ$. Il est intéressant de noter que les variations observées sont tout à fait comparables, en fréquence et suivant l’angle d’incidence, avec les résultats obtenus pour les cylindres. En effet, que ce soit à basse ou haute fréquence, les comportements en HH et VV sont symétriques, au niveau diffusé près. Cela s’explique simplement par le fait que, quand $\alpha = \beta = \gamma = 0^\circ$, les axes principaux de la feuille sont suivant \hat{x} et \hat{y} , alors que, dans le cas du cylindre, son axe principal est aligné avec \hat{z} .

5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié la modélisation des ellipsoïdes diélectriques au moyen de l’approximation généralisée de Rayleigh-Gans (GRG). Cette approximation suppose que dans une direction au moins, le diffuseur puisse être considéré comme transparent. On peut alors déterminer de manière approchée le champ interne de l’ellipsoïde, qu’il faut néanmoins corriger en tenant compte de sa géométrie particulière. Cette modélisation, faute de pouvoir comparer les simulations à des

Chapitre IV. L'ellipsoïde diélectrique

mesures, est considérée dans des cas particuliers pour lesquels les résultats peuvent être commentés : les simulations réalisées pour la sphère ainsi que pour l'ellipsoïde allongé permettent de valider en partie la modélisation de la diffusion par GRG.

Chapitre V

Modélisation de la diffusion par une surface rugueuse

1 Introduction

Ce chapitre concernant la diffusion par des surfaces rugueuses vient clore cette première partie consacrée à la diffusion par des éléments canoniques. La diffusion par le sol peut-être considérée comme la somme pondérée d'une diffusion de surface et d'une diffusion de volume. Dans ce dernier cas, on modélise le sol comme un milieu semi-infini pouvant contenir des inclusions participant à la diffusion de volume. Bien que de nombreuses travaux aient été et sont encore dédiés au calcul de la diffusion par des surfaces rugueuses, les modèles simulant le champ diffusé ne sont pas beaucoup étudiés. Bien sûr des méthodes numériques peuvent être employées pour calculer la solution exacte mais le temps de calcul et la place mémoire nécessaires les rendent inappropriées pour des modèles de diffusion par la végétation. On peut cependant citer les méthodes des moments [43], des éléments finis et des différences finies [44, 45] qui ont commencé à apparaître au milieu des années 90, faute d'arriver à trouver une expression analytique du champ diffusé en zone de résonance. On s'intéressera donc dans ce chapitre aux modèles approchés de la diffusion par des surfaces rugueuses en haute et basse fréquence.

Les premiers modèles ont été dédiés à la simulation de la diffusion par des surfaces peu rugueuses. Les modèles les plus couramment utilisés sont :

- l'approximation haute-fréquence de Kirchhoff(KA^1) dont [46] a montré qu'elle simulait correctement la rétrodiffusion par des surfaces rugueuses pour de faibles angles d'incidence.
- Concernant les forts angles d'incidences, la méthode la mieux adaptée semble être la méthode des petites perturbations(SPM^2), approximation basse fréquence [47].

La méthode de Kirchhoff suppose qu'au point où l'on considère la diffusion, le sol peut-être approché par une surface plane infinie. La méthode des petites perturba-

1. Kirchhoff Approximation.
2. Small Perturbation Method.

tions suppose elle que les variations de la hauteur et de la longueur de corrélation sont faibles devant la longueur d'onde. Bien que ces méthodes soient couramment utilisées, elles présentent un domaine de validité réduit. En 1987, FUNG et PAN font l'inventaire des questions qui restent encore en suspens à l'époque et la première d'entre elles concerne bien sûr le problème de la diffusion par des surfaces rugueuses aux fréquences intermédiaires. Des méthodes visant à calculer la diffusion par une surface rugueuse avec un domaine de validité plus étendu ont été proposées par WATSON et al. en 1984 [48] (Smoothing Method) et THORSOS et al. en 1989 [49] (Phase Perturbation Method). En 1987, FUNG et PAN proposent un modèle de diffusion par des surfaces aléatoires parfaitement conductrices [50, 51]. Leur but est de proposer un modèle permettant d'unifier les deux approximations de Kirchhoff et des petites perturbations. En 1992, avec CHEN et LI, FUNG reformule sa modélisation et l'applique aux surfaces diélectriques [52]. Les auteurs montrent que les termes de polarisation croisée sont dus majoritairement aux diffusions multiples. Cette formulation va être à la base de la méthode de l'équation intégrale ou IEM (Integral Equation Method) [25]. Cette méthode a connu de nombreuses corrections dont une des plus récentes est due à ALVAREZ-PEREZ en 2001 [53]. Il montre que IEM ne se réduit pas à SPM lorsque l'on considère des surfaces peu rugueuses en configuration bistatique. KOUDOGBO a également montré les limites d'IEM, notamment en mettant en évidence des problèmes liés à la conservation de l'énergie totale [54].

L'étude de la diffusion par les sols ne se résume évidemment pas à ces trois formulations. De nombreux travaux ont été consacrés à la diffusion par des surfaces modélisées au moyen de plusieurs échelles de rugosité [55] ou alors en utilisant une description fractale [56, 57, 58, 59, 60].

On peut regretter, dans le cadre de la modélisation cohérente par la végétation, que parmi ces nombreuses études aucune ne nous permettent de simuler l'amplitude et la phase des composantes en copolarisation et en polarisation croisée du champ diffusé par une surface rugueuse diélectrique. Ne disposant donc pas de modèles suffisamment satisfaisants pour être intégrés dans un code cohérent, nous avons choisi dans le cadre de cette thèse, pour les applications radiométriques, de nous restreindre aux approximations les plus simples, à savoir KA et SPM. Dans le cas d'applications nécessitant la connaissance de la phase du sol, nous ferons l'hypothèse que la contribution du sol est négligeable.

2 Description d'une surface rugueuse

La rugosité d'une surface, ou son degré de rugosité, se définit par rapport aux caractéristiques du système d'observation, et principalement la fréquence et l'angle d'incidence. La connaissance de la rugosité d'une surface se ramène aux données définissant sa variation verticale (loi statistique décrivant la variation de la hauteur des rugosités) et sa variation horizontale (densités des irrégularités dans le plan horizontal). La façon la plus simple de prendre cela en compte est de modéliser la surface rugueuse par une surface aléatoire gaussienne.

2.1 Distribution de hauteur

La façon la plus simple d'obtenir une surface gaussienne $z(x,y)$ est de la définir à partir de sa fonctionnelle génératrice [61, 62] :

$$\langle e^{\int_{-\infty}^{+\infty} f(x,y)z(x,y)dxdy} \rangle = e^{\frac{h_{rms}^2}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x,y)f(x',y')G(x,y;x',y')dxdydx'dy'} \quad (1)$$

où la fonction d'autocorrélation normalisée $G(x,y;x',y')$ vérifie $G(x,y;x,y) = 1$. L'invariance par translation implique que G n'est fonction que de la différence $(x - x', y - y')$:

$$G(x,y;x',y') = \rho(x - x', y - y') \quad (2)$$

Remarquons que dans (1), la hauteur moyenne est nulle par convention. De plus, avec $f(x,y) = q\delta(x - x_0, y - y_0)$ ³ dans (1) :

$$\langle e^{qz} \rangle = e^{\frac{q^2 h_{rms}^2}{2}} \quad (3)$$

et donc $\langle z^2 \rangle = h_{rms}^2$.

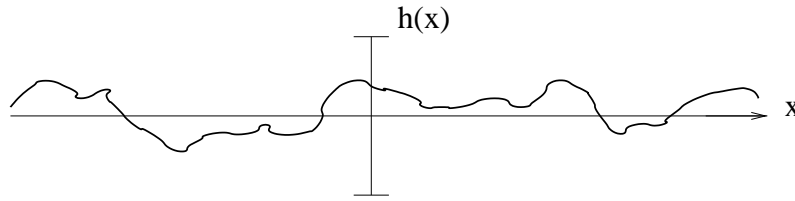


FIG. V.1 – Exemple d'un profil unidimensionnel de sol.

2.2 Longueur de corrélation de surface

La forme de la fonction d'autocorrélation permet de définir les irrégularités de la surface : si celle-ci est très localisée (par exemple un pic de Dirac), la surface est très rugueuse, mais si au contraire elle décroît lentement ou a une distance de décroissance assez grande, la surface est peu rugueuse. Dans le cas usuel d'une surface isotrope en chaque point, ρ ne dépend que de la distance ξ entre les deux points considérés $M(x,y)$ et $M'(x',y')$. Le cas le plus simple est celui d'une dépendance gaussienne[18] :

$$\rho(\xi) = e^{-\frac{\xi^2}{l_c^2}} \quad (4)$$

où l_c est la longueur de corrélation de surface. Si l_c est grande devant la longueur d'onde, la surface est lisse ; dans le cas inverse, elle est très rugueuse. On considère parfois aussi des fonctions d'autocorrélation à décroissance plus lente[18] :

$$\rho(\xi) = \frac{1}{\left(1 + \frac{\xi^2}{l_c^2}\right)^q} \quad (5)$$

3. $f(x,y)$ est un champ qui permet de fixer la moyenne de $z(x,y)$. Dans le cas que l'on a choisi, la moyenne se fait autour de 0. Si on avait posé $f(x,y) = ax + by$, on aurait eu des surfaces avec des fluctuations gaussiennes autour du plan $z = ax + by$.

avec par exemple $q = 1/2$ dans [62] et $q = 3/2$ dans [61]. Il existe d'autres types de profils, permettant par exemple d'interpoler entre les profils gaussien et exponentiel. Dans cette thèse, uniquement des profils gaussiens ont été considérés.

2.3 Écart-type de la pente et du rayon de courbure

On peut définir la rugosité de la surface, comme nous venons de le voir, au moyen de la longueur de corrélation de surface l_c et l'écart-type sur les hauteurs h_{rms} . On peut également définir les écarts-type de la pente et du rayon de courbure de cette surface. L'expression de l'écart-type du rayon de courbure dépend de la fonction de corrélation de la surface et de la hauteur quadratique moyenne[62] :

$$\Gamma_{rms} = \sqrt{\frac{2h_{rms}^2}{\pi}\rho^{(4)}(0)} \quad (6)$$

De même on peut définir la pente Z_x d'une surface décrite par la fonction $z(x)$:

$$Z_x = \lim_{\Delta_x \rightarrow 0} \frac{z(x + \Delta_x) - z(x)}{\Delta_x} \quad (7)$$

Si la distribution de la hauteur est une gaussienne centrée en 0 et d'écart-type h_{rms} , l'écart-type de la pente est donné par :

$$\langle Z_x^2 \rangle = -h_{rms}^2 \rho''(0) \quad (8)$$

2.4 Critères de rugosité

La rugosité de la surface va jouer sur l'importance relative des puissances diffusées par le sol dans la direction spéculaire et la direction de rétrodiffusion. Ainsi, une surface plutôt lisse diffusera majoritairement dans la direction spéculaire (voir figure V.3). ULABY et al. indiquent dans [62] qu'une surface peut être considérée comme lisse si le critère de Fraunhofer est respecté :

$$h_{rms} < \frac{\lambda}{32 \cos \theta_i} \quad (9)$$

3 Modélisation de la diffusion par une surface rugueuse

La diffusion par une surface dépend de sa rugosité : plus la surface est rugueuse, moins la contribution dans la direction spéculaire est importante, au profit d'une composante diffuse grandissante (voir figure V.3). On a représenté sur la figure (V.2), les conditions d'illumination de la surface.

3.1 Approximation de Kirchhoff

Parmi les modèles approchés les plus utilisés, on trouve ceux qui utilisent la solution de Kirchhoff⁴[63, 34, 64, 62]. C'est une méthode dite haute-fréquence en raison

4. Appelée aussi approximation du plan tangent.

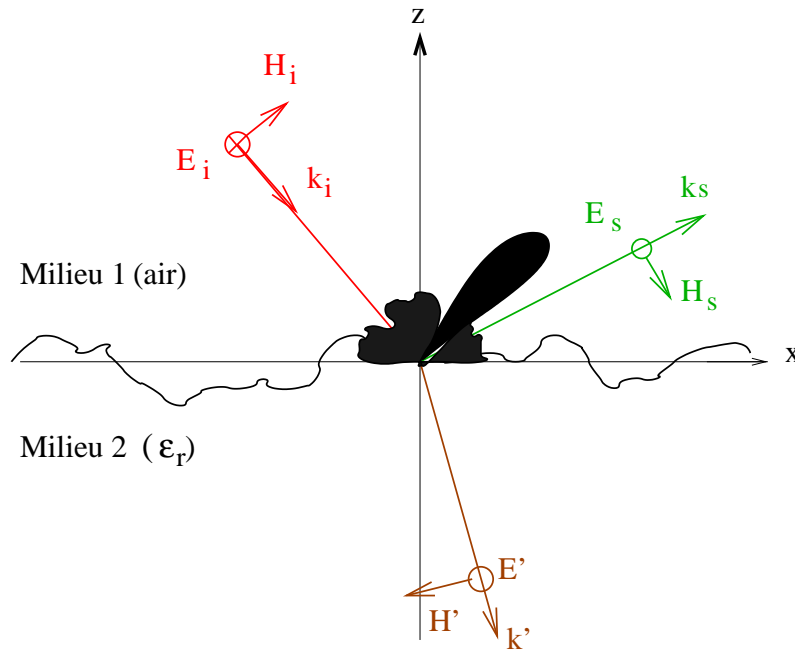


FIG. V.2 – Configuration géométrique et exemple de l'effet de la rugosité.

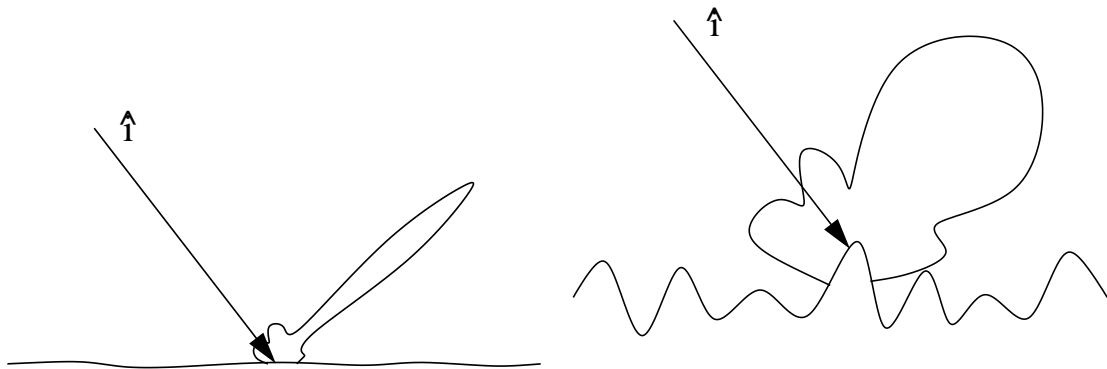


FIG. V.3 – Exemple de diffusion dans le cas d'une surface peu rugueuse (à gauche) et d'une surface très rugueuse (à droite).

de l'approximation qui est faite d'un plan tangent en tout point de la surface. Cette méthode ne prend pas en compte ni les diffractions multiples, ni les effets d'ombre et donc à ce titre elle ne pourra être appliquée qu'à de faibles angles d'incidence.

a) Domaine de validité

Cette solution, en champ lointain, fait l'approximation que la surface est localement plane. Ainsi en tout point de la surface, le champ total résulte de l'onde incidente en ce point auquel on ajoute le champ réfléchi par la surface en ce point, en supposant qu'elle y est infiniment plane. Cette solution est valide si la surface est

grande, lisse et peu courbe. En d'autres termes [18, 62] :

$$\begin{aligned} k_0 l_c &> 2\pi \\ \Gamma_{rms} &> \lambda \end{aligned} \quad (10)$$

L'hypothèse de champ lointain implique :

$$r \gg \frac{2d^2}{\lambda} \text{ et } d^2 \gg \lambda^2 \quad (11)$$

où d est la longueur du profil (fini) considéré et r est la distance au point d'observation. Avoir un grand rayon de courbure implique [45] :

$$k_0 h_{rms} \leq 1.5 \text{ et } l_c^2 > 2.76 \lambda h_{rms} \quad (12)$$

b) Calcul du coefficient de rétrodiffusion

I. CHAMP DIFFUSÉ DANS LE REPÈRE LOCAL

Une onde plane de polarisation \hat{p} illumine une interface rugueuse séparant deux milieux de caractéristiques diélectriques différentes (voir figure V.2) :

$$\mathbf{E}_i = \hat{p} E_i = \hat{p} E_0 \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \quad (13)$$

On montre que le champ diffusé par cette surface rugueuse en zone lointaine peut s'écrire [18] :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_s(\mathbf{r}) = & -\frac{e^{-jk_0 r}}{r} \frac{jk_0}{4\pi} \hat{s} \times \\ & \left\{ \int_{S_{ill}} \hat{n}' \times \mathbf{E}(\mathbf{r}') e^{jk_0 \hat{s} \cdot \mathbf{r}'} dS' \right. \\ & \left. - \eta_0 \hat{s} \times \hat{s} \times \int_{S_{ill}} \hat{n}' \times \mathbf{H}(\mathbf{r}') e^{jk_0 \hat{s} \cdot \mathbf{r}'} dS' \right\} \end{aligned} \quad (14)$$

où :

- \mathbf{E} et \mathbf{H} sont les champs totaux à l'interface des deux milieux,
- \mathbf{r} est le vecteur observation,
- S_{ill} est la surface illuminée,
- \hat{n}' est le vecteur normal à la surface au point où on considère la diffusion.

Il est à noter que l'équation (14) est exprimée dans un repère local, où on peut définir un vecteur normal \hat{n}' à la surface illuminée. Ce repère local est défini par les vecteurs unitaires \hat{i}, \hat{t} et \hat{d} formant un trièdre direct :

$$\begin{aligned} \hat{t} &= \frac{\hat{i} \times \hat{n}'}{|\hat{i} \times \hat{n}'|} \\ \hat{d} &= \hat{i} \times \hat{t} \end{aligned} \quad (15)$$

Les expressions des vecteurs d'onde incident et diffusé, \hat{i} et \hat{s} , sont données dans l'équation (48). Les vecteurs de polarisation sont définis par [25] :

$$\begin{aligned}
 \hat{h}_i &= -\sin \phi_i \hat{x} + \cos \phi_i \hat{y} \\
 \hat{v}_i &= \cos \theta_i \cos \phi_i \hat{x} + \cos \theta_i \sin \phi_i \hat{y} + \sin \theta_i \hat{z} \\
 \hat{h}_s &= \sin \phi_s \hat{x} - \cos \phi_s \hat{y} \\
 \hat{v}_s &= -\cos \theta_s \cos \phi_s \hat{x} - \cos \theta_s \sin \phi_s \hat{y} + \sin \theta_s \hat{z}
 \end{aligned} \tag{16}$$

II. EXPRESSION DES CHAMPS TANGENTS À LA SURFACE

Dans l'équation (14), il faut exprimer les composantes tangentielles des champs électriques et magnétiques. Pour cela, on décompose d'abord les champs incidents suivant leurs composantes parallèles et verticales à la surface :

$$\begin{aligned}
 \mathbf{E}_i &= \mathbf{E}_{i\parallel} + \mathbf{E}_{i\perp} \\
 &= (\hat{p} \cdot \hat{t}) \hat{t} E_i + (\hat{p} \cdot \hat{d}) \hat{d} E_i
 \end{aligned} \tag{17}$$

$$\begin{aligned}
 \mathbf{H}_i &= \mathbf{H}_{i\parallel} + \mathbf{H}_{i\perp} \\
 &= \frac{1}{\eta_0} \left((\hat{p} \cdot \hat{t}) \hat{t} E_i + (\hat{p} \cdot \hat{d}) \hat{d} E_i \right)
 \end{aligned} \tag{18}$$

Si l'on souhaite maintenant exprimer leur composante tangentielle à la surface que l'on a considérée comme localement "infiniment" plane, on peut utiliser les coefficients de réflexion de Fresnel R_{\parallel} et R_{\perp} . Après quelques manipulations, on obtient [25]:

$$\begin{aligned}
 \hat{n}' \times \mathbf{E}_{\perp} &= \hat{n}' \times \mathbf{E}_i (1 + R_{\perp}) \\
 \hat{n}' \times \mathbf{E}_{\parallel} &= -(1 - R_{\parallel}) (\hat{n}' \cdot \hat{i}) (\hat{p} \cdot \hat{d}) \hat{t} E_i
 \end{aligned} \tag{19}$$

Dans l'équation (19), $R_{\perp} = R_H$, $R_{\parallel} = R_E$, et $\psi = \theta_i$.

3.2 Méthode des petites perturbations

La méthode des petites perturbations (SPM = Small Perturbation Model) a été introduite par RICE en 1951 et développé par ISHIMARU [65] et ULABY et al. en 1986 [62]. Dans le cas précédent, les conditions pour appliquer Kirchhoff sont d'être à une fréquence telle que le rayon de courbure ainsi que la longueur de corrélation de surface sont grands vis à vis de la longueur d'onde. Dans le cas opposé où la longueur de corrélation et l'écart-type sur les hauteurs sont petites devant λ , on peut appliquer la méthode des petites perturbations, qui consiste à développer le champ total en séries de la hauteur et ses premières dérivées.

a) Position du problème

Soit un champ incident polarisé horizontalement qui se propage dans le plan (xOz) (voir figure V.2). En chaque point de la surface (x,y) , on peut définir une hauteur $z(x,y)$.

Dans le milieu 1 (air), le champ qui a une composante uniquement suivant y :

$$E_{iy} = E_0 e^{-j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \quad (20)$$

avec $\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} = k_0 x \sin \theta - k_0 z \cos \theta$.

À l'ordre 0, la surface peut être considérée comme plane, et le champ total s'écrit :

$$E_y = E_0 (e^{-jk_0 x \sin \theta + jk_0 z \cos \theta} + R_{\perp} e^{-jk_0 x \sin \theta - jk_0 z \cos \theta}) \quad (21)$$

L'expression la plus générale du champ total peut être décomposée sur les ondes planes, de sorte que dans le milieu 1

$$\begin{aligned} E_x &= \frac{E_0}{2\pi} \int \int_{-\infty}^{+\infty} U_x(k_x, k_y) f dk_x dk_y \\ E_y &= \frac{E_0}{2\pi} \int \int_{-\infty}^{+\infty} U_y(k_x, k_y) f dk_x dk_y + e^{-jk_0 x \sin \theta + jk_0 z \cos \theta} + R_{\perp} e^{-jk_0 z \cos \theta - jk_0 x \sin \theta} \\ E_z &= \frac{E_0}{2\pi} \int \int_{-\infty}^{+\infty} U_z(k_x, k_y) f dk_x dk_y \end{aligned} \quad (22)$$

où $f = e^{jk_x x + jk_y y - jk_z z}$ et $k_z = \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}$, et dans le milieu 2

$$\begin{aligned} E'_x &= \frac{E_0}{2\pi} \int \int_{-\infty}^{+\infty} D_x(k_x, k_y) g dk_x dk_y \\ E'_y &= \frac{E_0}{2\pi} \int \int_{-\infty}^{+\infty} D_y(k_x, k_y) g dk_x dk_y + T_{\perp} e^{-jk'_0 x \sin \theta' + jk_0 z' \cos \theta'} \\ E'_z &= \frac{E_0}{2\pi} \int \int_{-\infty}^{+\infty} D_z(k_x, k_y) g dk_x dk_y \end{aligned} \quad (23)$$

où $g = e^{jk_x x + jk_y y + jk'_z z}$ et $k'_z = \sqrt{k_0'^2 - k_x^2 - k_y^2}$. De plus, k'_0 et k_0 vérifient $k_0 \sin \theta = k'_0 \sin \theta'$ et les coefficients de réflexion et de transmission sont reliés par la relation $T_{\perp} = 1 + R_{\perp}$.

Il y a ainsi 6 amplitudes à calculer, ce qui requiert 6 équations indépendantes.

b) Calcul des champs au premier ordre

I. VÉRIFICATION DE L'ÉQUATION DE MAXWELL-GAUSS

En l'absence de charges, dans les milieux 1 et 2, on peut écrire :

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{E} &= 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{E}' &= 0 \end{aligned} \quad (24)$$

qui amène à :

$$\begin{aligned} k_x U_x + k_y U_y - k_z U_z &= 0 \\ k_x D_x + k_y D_y + k'_z D_z &= 0 \end{aligned} \quad (25)$$

II. CONTINUITÉ DE LA COMPOSANTE TANGENTIELLE DES CHAMPS

A l'interface entre ces deux milieux, la composante tangentielle des champs est continue :

$$\begin{aligned}\hat{n} \wedge \mathbf{E} &= \hat{n} \wedge \mathbf{E}' \\ \hat{n} \wedge \mathbf{H} &= \hat{n} \wedge \mathbf{H}'\end{aligned}\tag{26}$$

où le vecteur normal à la surface vérifie

$$\hat{n} \propto -\frac{\partial z}{\partial x}\hat{x} - \frac{\partial z}{\partial y}\hat{y} + \hat{z}\tag{27}$$

On pose $\Delta E_u = E_u - E'_u$ et $\Delta H_u = H_u - H'_u$ avec $u = x, y, z$, et (26) donne :

$$\begin{aligned}\Delta E_y + \frac{\partial z}{\partial y}\Delta E_z &= 0 \\ \Delta E_x + \frac{\partial z}{\partial x}\Delta E_z &= 0\end{aligned}\tag{28}$$

et

$$\begin{aligned}\Delta H_y + \frac{\partial z}{\partial y}\Delta H_z &= 0 \\ \Delta H_x + \frac{\partial z}{\partial x}\Delta H_z &= 0\end{aligned}\tag{29}$$

On remarque qu'il y a 2 équations et non pas 3 portant sur les composantes de \mathbf{E} (resp. \mathbf{H}) : la dernière équation résulte en effet d'une combinaison linéaire des deux premières. Ceci peut s'expliquer par le fait qu'on exprime les conditions à la surface portant sur les composantes tangentielles du champ, qui par définition n'ont que deux composantes.

En posant ensuite $\Delta E'_u = E_u - E'_u/\mu_r$, on obtient :

$$\begin{aligned}\Delta H_x &= \frac{j}{\omega\mu_0} \left(\frac{\partial\Delta E'_z}{\partial y} - \frac{\partial\Delta E'_y}{\partial z} \right) \\ \Delta H_y &= \frac{j}{\omega\mu_0} \left(\frac{\partial\Delta E'_x}{\partial z} - \frac{\partial\Delta E'_z}{\partial x} \right) \\ \Delta H_z &= \frac{j}{\omega\mu_0} \left(\frac{\partial\Delta E'_y}{\partial x} - \frac{\partial\Delta E'_x}{\partial y} \right)\end{aligned}\tag{30}$$

et en substituant cette expression de $\delta\mathbf{H}$ dans (29), on obtient :

$$\begin{aligned}\frac{\partial\Delta E'_x}{\partial z} - \frac{\partial\Delta E'_z}{\partial x} + \frac{\partial z}{\partial y} \left(\frac{\partial\Delta E'_y}{\partial x} - \frac{\partial\Delta E'_x}{\partial y} \right) &= 0 \\ \frac{\partial\Delta E'_z}{\partial y} - \frac{\partial\Delta E'_y}{\partial z} + \frac{\partial z}{\partial x} \left(\frac{\partial\Delta E'_y}{\partial x} - \frac{\partial\Delta E'_x}{\partial y} \right) &= 0\end{aligned}\tag{31}$$

La méthode des petites perturbations consiste à développer les amplitudes U_u et D_u en série :

$$\begin{aligned} U_u &= \sum_{i=0}^{\infty} U_{ui} \\ D_u &= \sum_{i=0}^{\infty} D_{ui} \end{aligned} \quad (32)$$

où les U_{ui} et D_{ui} sont des infiniment petits d'ordres croissant (c'est-à-dire $U_{u,i+1} \ll U_{ui}$), avec par définition $U_{u0} = 0$ et $D_{u0} = 0$. On peut donc déterminer ordre par ordre les valeurs des U_{ui} et D_{ui} . Nous le ferons ici à l'ordre non-trivial minimal, soit l'ordre 1. On peut ainsi exprimer les champs électriques dans les milieux 1 et 2, en développant les exponentielles :

$$\begin{aligned} E_x &= \frac{E_0}{2\pi} \int \int_{-\infty}^{+\infty} (U_{x1} + \dots) (1 - jk_z z - \dots) e^{jk_x x + jk_y y} dk_x dk_y \\ E'_x &= \frac{E_0}{2\pi} \int \int_{-\infty}^{+\infty} (D_{x1} + \dots) (1 + jk'_z z - \dots) e^{jk_x x + jk_y y} dk_x dk_y \end{aligned} \quad (33)$$

Les termes “...” sont d'ordre 2 au moins et sont donc négligés. À partir de là, on peut écrire ΔE_u et $\Delta E'_u$ et leurs dérivées. En utilisant ces expressions dans (31), (24) et (28), on obtient finalement :

$$\begin{aligned} DU_{x1} &= k_x k_y (ak'_z - k_z) \alpha - \mu_r (k_z k'_z + ak_x^2) \beta + a \mu_r k_x k_y \gamma \\ DU_{y1} &= -(ak_x^2 k'_z + k_z k'^2) \alpha + a \mu_r k_x k_y \beta - \mu_r (k_z k'_z + ak_x^2) \gamma \end{aligned} \quad (34)$$

où

$$\begin{aligned} a &= \frac{\mu_r k'_z + k_z}{\mu_r k_z + k'_z} \\ D &= (k_x^2 + k_y^2) (\mu_r k'_z + k_z) + k_z k'_z (\mu_r k_z + k'_z) \\ \alpha &= jk'_0 \cos \theta' \left(\frac{1}{\mu_r} - 1 \right) T_{\perp} z (k_x + k_0 \sin \theta, k_y) \\ \beta &= jk_0 k_y \sin \theta \left(1 - \frac{1}{\mu_r} \right) T_{\perp} z (k_x + k_0 \sin \theta, k_y) \\ \gamma &= jT_{\perp} \left[\frac{k_0'^2 \cos^2 \theta'}{\mu_r} - k_0^2 \cos^2 \theta - (k_x + k_0 \sin \theta) k_0 \sin \theta \left(1 - \frac{1}{\mu_r} \right) \right] \\ &\quad \times z (k_x + k_0 \sin \theta, k_y) \end{aligned} \quad (35)$$

On obtient l'expression du champ diffusé pour une polarisation incidente verticale en appliquant le principe de dualité :

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &\rightarrow \mathbf{H} \\ \mathbf{H} &\rightarrow -\mathbf{E} \\ \mu_r &\rightarrow \varepsilon_r \\ \varepsilon_r &\rightarrow \mu_r \end{aligned} \quad (36)$$

c) Coefficient de diffusion bistatique

Le coefficient de diffusion bistatique σ_{pq}^0 est obtenu en moyennant $E_{pq}E_{pq}^*$ sur toutes les réalisations possibles de la surface aléatoire. Il ne fait donc intervenir que le second moment de la distribution de celle-ci :

$$\langle z(x,y)z(x',y') \rangle = h_{rms}^2 \rho(x-x',y-y') \quad (37)$$

qui n'est fonction que de la différence des positions du fait de l'invariance par translation. Sa transformée de Fourier est proportionnelle à

$$W(k_x, k_y) = \frac{1}{2\pi} \int \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(x,y) e^{-jk_x x - jk_y y} dx dy \quad (38)$$

Le coefficient de diffusion s'exprime alors sous la forme

$$\sigma_{pq}^0 = 8 \|k_0^2 h_{rms} \cos \theta \cos \theta_s \alpha_{pq}\|^2 W(k_{sx} + k_0 \sin \theta, k_{sy}) \quad (39)$$

où les coefficients α_{pq} peuvent être trouvés dans [62].

d) Domaine de validité

L'approximation des petites perturbations est valide tant que les fluctuations de la hauteur sont telles que les conditions suivantes sont respectées [18] :

$$\begin{aligned} k_0 h_{rms} &< 0.3 \\ k_0 l_c &\leq 3 \\ \sqrt{2} \frac{h_{rms}}{l_c} &< 0.3 \end{aligned} \quad (40)$$

4 Conclusion

En l'absence de formulation de la diffusion cohérente par des surfaces rugueuses, nous avons choisi de nous restreindre à la contribution incohérente des sols. Les modèles de diffusion sont relativement nombreux mais les plus compliqués d'entre eux comme IEM, présentant a priori un large de domaine de validité, ne nous paraissent pas suffisamment satisfaisants pour justifier l'emploi d'une formulation si compliquée. Nous avons ainsi choisi de reprendre les formulations les plus simples de diffusion par les surfaces rugueuses, à savoir l'approximation haute fréquence de Kirchhoff (KA) et le modèle basse fréquence des petites perturbations (SPM).

Chapitre VI

Conclusion

Dans cette partie, nous avons abordé l'ensemble des descriptions et des modèles qui nous sont nécessaires pour pouvoir modéliser la diffusion électromagnétique par une forêt. Il semble plus pertinent d'utiliser des modèles approchés plutôt que des modèles numériques exacts. En effet, dès que l'on modélise une forêt, on considère un nombre très important d'éléments et il ne paraît pas judicieux d'employer des méthodes exactes qui seraient très longues à s'exécuter. Cependant, nous l'avons vu au cours de cette première partie, cette approximation a un coût : ces modèles ont été développés dans un but précis (simuler le coefficient de rétrodiffusion) et en dehors de ces applications, peu d'études et de mesures ont été consacrées à leur validation. C'est ainsi que, si l'on prend le cas de la réponse polarimétrique d'un cylindre diélectrique, elle n'est pas toujours satisfaisante, même si l'on respecte scrupuleusement le domaine de validité. Une autre restriction concerne bien sûr les domaines de validité. La forêt est typiquement un milieu multi-échelles dans lequel se côtoient des éléments de tailles tellement différentes qu'il faut impérativement disposer de plusieurs formulations pour la diffusion d'un même type d'objet. Même dans ce cas là - on le verra par la suite - les problèmes demeurent : en effet, les troncs et les branches par exemple ont des dimensions telles qu'on se situe généralement dans la zone de résonance où malheureusement nous ne savons pas formuler la diffusion électromagnétiques par des cylindres.

En conclusion, nous proposons un résumé de l'ensemble des domaines de validité des modèles que nous avons pu voir jusqu'ici.

Modélisation de la permittivité

- Pour le sol : $f \in [0.3,1.3]GHz \cup [1.4,18]GHz$,
- Pour la végétation :
 - $f \in [0.2,20]GHz$,
 - $S \leq 10\%$

Modélisation de la diffusion par des cylindres diélectriques

- Pour l’approximation du cylindre infini :
 - $h \gg a$,
 - $kh \gg 1$,
 - $ka \ll 1$.
- Pour l’approximation de l’optique physique :
 - $kh \gg 1$,
 - $ka \gg 1$,
 - milieu à pertes.

Modélisation de la diffusion par des ellipsoïdes diélectriques

- L’approximation de Rayleigh-Gans généralisée implique :
- $k_0 d |n - 1| \ll 1$,
 - $\varepsilon(\mathbf{r}) \simeq \varepsilon_m$.

Modélisation de la diffusion par une surface rugueuse

- Pour le modèle de Kirchhoff :
 - champ lointain : $r \gg \frac{d^2}{\lambda}$, $d^2 \gg \lambda^2$
 - faibles angles d’incidence,
 - surface grande, lisse et peu courbe :
 - $kl_c \gg 2\pi$,
 - $kh_{rms} \leq 1.5$,
 - $l_c^2 > 2.76\lambda h_{rms}$.
- Pour le modèle des petites perturbations, la surface doit présenter une hauteur faiblement fluctuante :
 - $kh_{rms} < 0.3$,
 - $kl_c \leq 0.3$,
 - $\sqrt{2} \frac{h_{rms}}{l_c} < 0.3$.

Deuxième partie

Modélisation de la diffusion par une scène forestière

Chapitre I

Introduction

1 Historique des modèles de diffusion par la végétation

Dans la première partie, nous nous sommes intéressés à la modélisation de la diffusion par des éléments canoniques tels que les cylindres, les ellipsoïdes et les interfaces rugueuses diélectriques. Nous avons pu mettre en évidence des domaines de validité plus restreints que ceux annoncés dans la littérature avec, de surcroît, des inconsistances polarimétriques. Conscients de ces restrictions, nous pouvons alors aborder la modélisation de la diffusion électromagnétique par une scène forestière.

La difficulté réside dans le fait que les forêts sont par nature des milieux complexes et multi-échelles. De nombreux facteurs peuvent contribuer à la réponse radar comme la constitution de la forêt mais aussi le type d'interaction qui domine dans la réponse: simple diffusion ou double rebonds? Contribution des troncs ou des feuilles? etc ... Comme on peut le supposer de nombreuses configurations pourraient correspondre à une même réponse radar et on se heurte alors à un système indéterminé. Il est donc nécessaire, pour réduire ces indéterminations, de compléter ou définir d'autres quantités observables. C'est ainsi que, d'une part, on s'est orienté vers la polarimétrie avec des modèles en intensité ou en champ mais complètement polarimétriques et d'autre part, on a défini d'autres quantités observables comme les paramètres polarimétriques H et α de CLOUDE.

Les premiers modèles de diffusion par la végétation datent du milieu des années 1980. On commence alors à avoir des données radar aéroportées et des campagnes de mesures terrain. On peut citer les campagnes de mesures terrain et radar du laboratoire américain Jet Propulsion Laboratory (JPL). Ces mesures radar aéroportées effectuées avec AIRSAR, un système radar à synthèse d'ouverture, permettent d'obtenir des mesures complètement polarimétriques, et pour les bandes de fréquence P (0.44 GHz), L (1.25 GHz) et C (5.30 GHz). Voici quelques références de campagnes de mesures du JPL durant cette période :

- durant l'été 1985, une forêt du Maine a été survolée et des mesures radar ont été prise en bande L. Cette forêt comporte différentes zones: forêt dense, marécages et clairières.
- en mars 1988 sur le site expérimental de la forêt de Bonanza Creek (épicéas,

marais), AIRSAR a relevé des mesures en bande L.

- en septembre 1989, des mesures ont été effectuées sur un site de pruches (conifères) pour les 3 bandes de fréquence.

De nombreux articles sont alors publiés afin de présenter une interprétation des images SAR et les premiers résultats de classification [66]. Cependant, dans un même temps, la nécessité de modèles de diffusion théoriques se fait sentir et on voit apparaître les tout premiers modèles à cette époque. En 1987, RICHARD, SUN et SIMONETT présentent un modèle de rétrodiffusion par des forêts en bande L [67], s'appuyant sur la simulation des mécanismes de diffusion principaux. La canopée est modélisée par un nuage de gouttelettes d'eau et les troncs sont représentés avec le sol au moyen de dièdres réflecteurs.

KARAM et FUNG en 1988 publient un article qui présente leur modélisation de la diffusion par des cylindres diélectriques aléatoirement orientés et disposés sur un sol rugueux [1]. L'interaction entre la surface et le sol est calculée grâce à l'équation de transfert radiatif au premier ordre. Dans cet article, KARAM et FUNG mettent en évidence l'importance de la distribution de l'orientation et des dimensions du cylindre. Des comparaisons entre les mesures et les simulations du coefficient de rétrodiffusion en bande X attestent de la robustesse de leur formulation. On reste néanmoins sur une description aléatoire et peu réaliste de la forêt.

En 1989, le modèle de RICHARD et al. est repris et amélioré par DURDEN, VAN ZYL et ZEBKER [68] : cette fois, la contribution des feuilles est négligée et les branches et les troncs sont modélisés par des cylindres diélectriques aléatoirement orientés, disposés sur un sol rugueux dont ils modélisent la diffusion au moyen de la méthode des petites perturbations. Cette volonté de passer à une représentation plus réaliste vient du fait que les auteurs ne veulent plus simplement simuler un coefficient de rétrodiffusion, mais souhaitent retrouver la signature polarimétrique de la forêt grâce aux matrices de Stokes. Dans cet article, ils considèrent deux types de forêts pour lesquelles un mécanisme de diffusion dominant différent est identifié à chaque fois. Or les simulations montrent que les signatures polarimétriques sont distinctes et donc les auteurs mettent en évidence que la polarimétrie peut aider à la classification.

MIMICS (MICHIGAN MICROWAVE Canopy Scattering) est un modèle de diffusion par la végétation s'appuyant sur la théorie du transfert radiatif. Il a été développé à l'université du Michigan par ULABY, McDONALD, SARABANDI, WHITT et DOBSON. Il a été présenté initialement au symposium IGARSS de 1988 [69] avant de faire l'objet d'une publication en 1990 [70]. La forêt est modélisée par deux couches horizontales au-dessus d'un sol rugueux diélectrique. La première couche contient uniquement les troncs et la seconde contient les éléments de la canopée (feuilles et branches). Ce modèle prend en compte les contributions simples et les contributions troncs-sol mais ne considère pas la contribution directe des troncs. Un domaine de validité fréquentielle est donné dans [71], couvrant la bande [0.5,10] GHz. Comme KARAM et FUNG, les auteurs mettent en évidence l'importance de la distribution de l'orientation des diffuseurs.

En 1991, SUN, SIMONETT et STRAHLER reprennent leur modèle de 1987 et mettent en avant la nécessité de considérer les forêts, non plus comme des milieux continus et homogènes, mais en rendant compte de la variation de la densité des

éléments et en traitant la diffusion arbre par arbre [72]. La contribution totale résulte de la sommation des contributions suivantes :

- rétrodiffusion de volume,
- rétrodiffusion directe par la surface,
- rebonds sol-diffuseur, diffuseur-sol et sol-diffuseur-sol.

Comme les phases de ces mécanismes sont supposées indépendantes, les matrices de Stokes sont sommées directement.

CHAUHAN, LANG et RANSON utilisent en 1991 l'approximation de Born modifiée pour calculer les coefficients de rétrodiffusion d'une forêt modélisée par une couche de cylindres diélectriques aléatoirement orientés sur un sol rugueux. Cette approximation implique qu'on ne considère que les mécanismes de diffusion simple dans un milieu effectif moyen. On utilise généralement l'approximation de Foldy-Lax pour calculer le coefficient de propagation du milieu effectif à partir des caractéristiques du milieu réel discret et aléatoire. Ces deux approximations supposent que les diffuseurs sont indépendants. Le coefficient de rétrodiffusion total est obtenu à partir de la sommation cohérente des champs diffusés par chaque élément, comme s'il était éclairé par un champ incident moyen. Les simulations faites en bande P, L et C donnent systématiquement des résultats en dessous des valeurs expérimentales, peut-être, d'après les auteurs, parce qu'il faut prendre en compte des mécanismes de diffusion supplémentaires.

YUEH, KONG, YAO, SHIN et LE TOAN publient en 1992 un article proposant un modèle de diffusion s'appuyant sur une description réaliste de la végétation [73]. Le *Branching model* construit progressivement l'arbre :

- dans un premier temps, on place les feuilles autour de la plus petite branche,
- on connecte ces petites branches pourvues de feuilles à des branches moyennes,
- on les connecte finalement à des branches plus grosses ou à des troncs afin de reproduire une structure réaliste.

Cette modélisation permet de prendre en compte les effets cohérents induits à l'intérieur des structures. Des simulations ont montré que ce modèle fournit un meilleur accord avec les mesures.

Dans le même esprit, en 1995, IMHOFF utilise MIMICS pour simuler la réponse de forêts présentant une même biomasse mais ayant une structure différente [74]. En rétrodiffusion des différences allant jusqu'à 18 dB ont été simulées, uniquement dues à ces différences structurelles. Cet effet est valable quelque soit la fréquence (Bandes P, L et C) et l'angle d'incidence (de 20 à 60 degrés).

La même année SUN et RANSON proposent un modèle de diffusion de type transfert radiatif s'appuyant sur une description réaliste de la végétation [75]. Les mécanismes de diffusion classiques sont pris en compte :

- diffusion directe par la surface,
- diffusion directe par les troncs et la canopée,
- interaction entre le houppier et le sol,
- rebonds troncs-sol.

La forêt est divisée en cellules afin de reproduire les résolutions spatiales du radar d'observation. Les éléments de végétation y sont distribués de telle manière, que

l'allure de la canopée, propre à chaque espèce, est respectée. Cette modélisation de la forêt permet de reproduire un couvert forestier qui n'a pas une hauteur constante (contrairement aux modèles discrets aléatoires en couches) et permet d'inclure des clairières. De bons accords sont obtenus entre les simulations et les mesures pour toutes les fréquences (Bandes P, L et C) et toutes les polarisations.

Les premiers modèles à s'appuyer sur la diffusion cohérente apparaissent à la fin des années 90. Il faut correctement modéliser les différences de phases induites par la position relative des diffuseurs. On accorde alors plus de soin à la description de l'environnement qui jusqu'ici, pour les modèles discrets, consistait à considérer une ou deux couches de végétation dans lesquelles les diffuseurs sont distribués aléatoirement en taille et en orientation.

On peut citer parmi les premières tentatives de modèles de diffusion cohérents les travaux de SAATCHI et MCDONALD en 1997 [76]. Ils comparent les coefficients de rétrodiffusion simulés par un modèle de transfert radiatif d'une part et par un modèle utilisant l'approximation de Born modifiée de l'autre. Leur objectif est de mettre en évidence les effets cohérents essentiellement contenus dans la diffusion couplée volume/surface. Ils aboutissent à la conclusion que les modèles sont équivalents à part en basse fréquence, où la contribution volume-surface devient aussi importante (voire plus) que la contribution de volume. Ceci est à nuancer car leur modèle de forêt reste un modèle en couche où les diffuseurs sont répartis aléatoirement. Supposant une distribution uniforme pour l'orientation et les dimensions de leurs diffuseurs, ils arrivent à des expressions simplifiées mais impliquant que la forme de l'arbre est totalement perdue.

En 1999, SARABANDI et LIN proposent un modèle de diffusion cohérent s'appuyant sur une description fractale de la végétation : le FCSM (Fractal based Coherent Scattering Model) [77]. L'objectif est de calculer la phase absolue du champ total diffusé par des arbres modélisés de manière réaliste. Un processus de Monte-Carlo est finalement appliqué afin de caractériser le coefficient de rétrodiffusion moyen. SARABANDI et LIN prennent en compte la contribution du sol (qui peut-être incliné) mais de manière indirecte, via les contributions de type rebonds sol-troncs ou rebonds sol-houppier. En effet, il n'existe pas de formulation cohérente de la diffusion par la végétation. Néanmoins, l'accord entre les mesures et les simulations en bandes L et C est très bon. En 2000, SARABANDI publie ses premiers résultats sur la caractérisation du centre de phase des forêts et sur l'inversion des hauteurs [78],[79], faisant partie ainsi des premiers à utiliser un code de diffusion cohérent pour modéliser la cohérence interférométrique.

En 2000, ISRAELSSON, ULANDER, MARTIN et ASKNE développent un modèle cohérent aux très basses fréquences (20-90 MHz), correspondant aux fréquences que le système SAR suédois CARABAS est en mesure de couvrir [80]. A ces fréquences, le problème de la saturation des mesures avec la biomasse ne se pose pas mais on rencontre des difficultés pour le calcul des éléments canoniques. Optant pour une représentation simplifiée de la forêt (les auteurs considèrent uniquement des troncs et des branches au-dessus d'un sol rugueux), seuls les cylindres sont utilisés. Les contributions sont calculées par MIMICS puis modifiées de manière à les rendre cohérentes. Là encore comme pour SARABANDI, on procède à une sommation

cohérente des mécanismes de diffusion directe par le cylindre et des mécanismes de diffusion couplée avec le sol (sol-cylindre, cylindre-sol et sol-cylindre-sol). La prise en compte de ces derniers mécanismes à de telles fréquences permet d'obtenir de meilleurs accords et rendent ainsi les codes cohérents plus adaptés.

Plus récemment, les travaux sur le coefficient de rétrodiffusion effectués en partie par l'équipe du CESBIO de LE TOAN ont utilisé un modèle cohérent basses fréquences (travail en commun avec Ulander) [81] ainsi qu'un code de diffusion appliqué à la bande X, basé sur un modèle de transfert radiatif et prenant les effets cohérents en le couplant au *Branching model* [82]. Ces deux articles illustrent la volonté de décrire le plus rigoureusement possible l'architecture des arbres. Ces travaux ont en effet utilisé AMAP (Atelier de Modélisation de l'Architecture des Plantes), un modèle de croissance d'arbres permettant de retrouver un maximum d'informations structurelles sur les données terrains.

On s'intéresse donc à la modélisation de la végétation, et des forêts en particulier, depuis maintenant un peu plus de vingt ans. Les modèles sommaires de diffusion par la végétation ont rapidement évolué dans le but constant de reproduire le plus fidèlement possible les conditions réelles de la diffusion. Dans un premier temps, les efforts se sont donc portés sur la modélisation canonique des éléments constitutifs de la forêt. Le calcul de la diffusion totale par une forêt s'est très longtemps fait en intensité. Deux types de modèle peuvent être alors distingués : ceux qui s'appuient sur des méthodes de résolution globale comme le transfert radiatif et ceux qui ne considèrent qu'un nombre fini de mécanismes de diffusion et somment leurs contributions. Il faudra attendre les années 2000 pour que des chercheurs comme SARABANDI proposent des résultats interférométriques, impliquant la connaissance du champ complexe diffusé. Entre temps et assez rapidement s'est imposée l'idée que la structure de l'arbre devait elle aussi être correctement modélisée et on a commencé à utiliser des modèles plus ou moins compliqués pour rendre compte de l'architecture des arbres. Parmi les modèles les plus simples, il y a ceux qui répartissent les éléments dans des volumes permettant de définir grossièrement le squelette de l'arbre. En ce qui concerne les modèles les plus compliqués, on peut citer ceux qui s'appuient sur les descriptions fractales et les modèles de croissance d'arbres. En même temps que les premiers modèles réalistes de végétation apparaissent, on réalise qu'il faut prendre en compte les interactions des éléments avec le sol mais aussi entre eux. Un moyen de considérer ces nouvelles contributions, intimement liées avec la description de l'arbre, va être de modéliser partiellement les effets cohérents dus à la structure. C'est ainsi que l'on arrive à des modèles hybrides qui globalement sont incohérents mais localement prennent en compte les effets cohérents de groupe.

2 Les modèles usuels de diffusion par la végétation

Dans ce qui va suivre, nous allons présenter dans un premier temps les modèles en intensité puis les modèles en champ dans leur version complètement polarimétrique. Dans un second temps, nous reviendrons sur chacun de ces modèles afin de présenter les améliorations récentes dont ils ont fait l'objet.

2.1 Les modèles incohérents

Comme le proposent KARAM et FUNG [83], les modèles de diffusion par la végétation peuvent être rangés dans deux catégories : les modèles phénoménologiques et les modèles physiques. Les premiers sont basés sur une estimation a priori des contributions les plus importantes [67, 68]. Les seconds calculent l'interaction entre les ondes électromagnétiques et la forêt toute entière. La forêt peut être modélisée comme un milieu continu, caractérisé par une permittivité équivalente, qui peut être fonction de la profondeur de la canopée. Elle peut aussi être considérée comme un milieu discret, constitué de diffuseurs aléatoirement distribués en taille, en position et en orientation. Dans ce dernier cas, pour les codes incohérents, l'intensité diffusée peut être calculée soit par la méthode du Transfert Radiatif [71],[1], soit par une méthode de Monte-Carlo dérivée de la première [84]. Dans notre exposé sur les codes incohérents, nous nous concentrerons sur la théorie du Transfert Radiatif et ses applications.

a) La théorie du Transfert Radiatif

La majeure partie des modèles incohérents de la diffusion par la végétation s'appuient sur la théorie qui a été présentée par ISHIMARU [65]. Initialement employée dans la théorie cinétique des gaz, l'équation de transfert a été utilisée afin de déterminer le transport d'énergie à travers un nuage de particules [85]. L'équation de transfert établit la conservation de l'énergie d'une onde se propageant dans un cylindre de section unitaire et de longueur infinitésimale ds . Elle prend en compte les pertes d'énergie et les contributions subies par l'onde lors de son déplacement.

I. FORMULATION SCALAIRE

Soit $I(\mathbf{r}, \hat{s})$, quantité scalaire et non polarisée, désignant l'intensité spécifique d'une onde observée en \mathbf{r} et se propageant dans la direction \hat{s} . La variation élémentaire de cette intensité le long de la distance ds est donnée par l'équation du transfert radiatif :

$$dI(\mathbf{r}, \hat{s}) = -K_a I(\mathbf{r}, \hat{s}) ds - K_s I(\mathbf{r}, \hat{s}) ds + J_a(\mathbf{r}, \hat{s}) ds + J_s(\mathbf{r}, \hat{s}) ds \quad (1)$$

Dans cette équation, K_a est le coefficient d'absorption, K_s est le coefficient de diffusion, J_a est la source d'émission thermique et J_s représente l'ensemble des intensités diffusées dans la direction de propagation \hat{s} et issues de directions quelconques :

$$J_s(\mathbf{r}, \hat{s}) = \int_{4\pi} d\Omega' P(\hat{s}, \hat{s}') I(\mathbf{r}, \hat{s}') \quad (2)$$

$P(\hat{s}, \hat{s}')$ est la fonction de phase permettant de relier l'intensité issue de la direction \hat{s}' à l'intensité diffusée dans la direction \hat{s} (probabilité de diffuser dans la direction \hat{s} en venant de la direction \hat{s}'). En posant $K_e = K_a + K_s$ (coefficient d'extinction) et en négligeant la source d'émission J_a - hypothèse valable en télédétection active - l'équation (1) devient :

$$dI(\mathbf{r}, \hat{s}) = -K_e I(\mathbf{r}, \hat{s}) ds + I(\mathbf{r}, \hat{s}) ds \int_{4\pi} P(\hat{s}, \hat{s}') d\Omega' \quad (3)$$

II. FORMULATION VECTORIELLE

Cependant, dans les milieux étudiés en télédétection, il est important de pouvoir rendre compte de la dépolarisation de ces ondes. Ainsi on définit de manière analogue à 3, l'équation vectorielle du transfert radiatif :

$$d\mathbf{I}(\mathbf{r}, \hat{s}) = -\underline{\underline{K}}_e \cdot \mathbf{I}(\mathbf{r}, \hat{s}) ds + \int_{4\pi} \underline{\underline{P}}(\hat{s}, \hat{s}') \cdot \mathbf{I}(\mathbf{r}, \hat{s}') d\Omega' ds \quad (4)$$

Cette fois, $\mathbf{I}(\mathbf{r}, \hat{s})$ est une quantité vectorielle que l'on définit à partir du vecteur de Stokes modifié par :

$$\mathbf{I} = \begin{pmatrix} I_v \\ I_h \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |E_v^i|^2 \\ |E_h^i|^2 \\ 2\text{Re}(E_v^i E_h^{i*}) \\ 2\text{Im}(E_v^i E_h^{i*}) \end{pmatrix} \quad (5)$$

E_v^i et E_h^i étant respectivement les projections verticale et horizontale d'une onde incidente à polarisation elliptique se propageant dans un milieu d'impédance η :

$$\mathbf{E}^i = (E_v^i \hat{v} + E_h^i \hat{h}) \exp(jk_0 \hat{k} \cdot \hat{r}) \quad (6)$$

De même, $\underline{\underline{K}}_e$ et $\underline{\underline{P}}$ sont alors des quantités matricielles 4×4 appelées respectivement matrice d'extinction et matrice de phase. Ces deux quantités sont formées à partir de la matrice de diffusion $\underline{\underline{S}}$ d'une particule définie par :

$$\begin{pmatrix} E_v^s \\ E_h^s \end{pmatrix} = \frac{\exp(jk_0 r)}{r} \begin{pmatrix} S_{vv} & S_{vh} \\ S_{hv} & S_{hh} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_v^i \\ E_h^i \end{pmatrix} \quad (7)$$

En effet, la matrice de phase $\underline{\underline{P}}$ est donnée par la moyenne sur les caractéristiques géométriques de N diffuseurs de la matrice de Mueller [18] :

$$\underline{\underline{P}} = N \langle \underline{\underline{M}}_m \rangle \quad (8)$$

$\underline{\underline{M}}_m$ est la matrice de Mueller modifiée définie à partir des termes de la matrice de diffusion [18][86] :

$$\underline{\underline{M}}_m = \begin{pmatrix} |S_{vv}|^2 & |S_{vh}|^2 & \text{Re}(S_{vh}^* S_{vv}) & -\text{Im}(S_{vh}^* S_{vv}) \\ |S_{hv}|^2 & |S_{hh}|^2 & \text{Re}(S_{hh}^* S_{hv}) & -\text{Im}(S_{hv}^* S_{hh}) \\ 2\text{Re}(S_{vv} S_{hv}^*) & 2\text{Re}(S_{vh} S_{hh}^*) & \text{Re}(S_{vv} S_{hh}^* + S_{vh} S_{hv}^*) & -\text{Im}(S_{vv} S_{hh}^* - S_{vh} S_{hv}^*) \\ 2\text{Im}(S_{vv} S_{hv}^*) & 2\text{Im}(S_{vh} S_{hh}^*) & \text{Im}(S_{vv} S_{hh}^* + S_{vh} S_{hv}^*) & \text{Re}(S_{vv} S_{hh}^* - S_{vh} S_{hv}^*) \end{pmatrix} \quad (9)$$

De même, la matrice d'extinction est reliée à la matrice de diffusion par la relation suivante [18] :

$$\underline{\underline{K}}_e = \begin{pmatrix} -2\text{Re}(M_{vv}) & 0 & -\text{Re}(M_{vh}) & -\text{Im}(M_{vh}) \\ 0 & -2\text{Re}(M_{hh}) & -\text{Re}(M_{hv}) & \text{Im}(M_{hv}) \\ -2\text{Re}(M_{hv}) & -2\text{Re}(M_{vh}) & -\text{Re}(M_{vv} + M_{hh}) & \text{Im}(M_{vv} - M_{hh}) \\ 2\text{Im}(M_{hv}) & -2\text{Im}(M_{vh}) & -\text{Im}(M_{vv} - M_{hh}) & -\text{Re}(M_{vv} + M_{hh}) \end{pmatrix}$$

où

$$M_{pq} = j \frac{2\pi N}{k_0} \langle S_{pq} \rangle_N \quad p, q = v, h \quad (10)$$

La résolution de la formulation vectorielle de l'équation du transfert radiatif revient à résoudre, de manière itérative, une équation différentielle avec second membre. Si l'on distingue la direction ascendante et descendante pour le vecteur de l'intensité spécifique, on obtient deux solutions $\mathbf{I}^+(r, \hat{s})$ et $\mathbf{I}^-(r, \hat{s})$. Les solutions pour les ordres 0, 1 et 2 dans la direction de rétrodiffusion sont données dans [18]. Leur sommation permet d'exprimer le vecteur de Stokes modifié rétrodiffusé total :

$$\mathbf{I}_t^s = \sum_{k=1}^N \mathbf{I}_k^s = \left(\sum_{k=1}^N \underline{\underline{H}}_k \right) \mathbf{I}_0 = \underline{\underline{H}}_t \mathbf{I}_0 \quad (11)$$

$\underline{\underline{H}}_t$ est la matrice de transformation totale.

b) Application aux modèles de diffusion radar par la végétation

La théorie du transfert radiatif, vectorielle ou scalaire, suppose que les ondes diffusées par les particules distribuées aléatoirement ont une phase aléatoire et de ce fait sont totalement décorréliées. La contribution totale de l'intensité rayonnée peut alors s'exprimer par la sommation incohérente des intensités diffusées par chaque particule. L'université du Michigan, par exemple, a développé un code appelé MI-MICS (MIchigan MICrowave Canopy Scattering model)[71] qui permet de calculer la solution au premier ordre du transfert radiatif appliqué au calcul de l'intensité rétrodiffusée par une forêt, modélisée par des couches horizontales de végétation. Ils considèrent la forêt comme étant constituée par deux couches horizontales de végétation au-dessus d'une surface rugueuse diélectrique. La couche la plus haute contient des branches et des feuilles tandis que la couche inférieure ne contient que des troncs. Le calcul se fait alors en deux parties : dans un premier temps, le sol est traité comme une interface dont on ne considère que la contribution dans la direction spéculaire. On peut alors prendre en compte, dans la direction de rétrodiffusion, les contributions du type tronc-sol. La résolution de l'équation vectorielle du transfert radiatif appliqué à ce cas donne la matrice de transformation $\underline{\underline{H}}_v$. Dans un second temps, on considère la contribution directe du sol, atténuée par la végétation, ce qui donne $\underline{\underline{H}}_s$. Finalement, les auteurs définissent la matrice de transformation totale $\underline{\underline{H}}_t$ de la rétrodiffusion par la scène observée : $\underline{\underline{H}}_t = \underline{\underline{H}}_v + \underline{\underline{H}}_s$ et $\mathbf{I}_t^s = \underline{\underline{H}}_t \cdot \mathbf{I}_0$. Les expressions de $\underline{\underline{H}}_v$ et $\underline{\underline{H}}_s$ sont développées dans [18] et des exemples d'application y sont présentés.

Beaucoup d'autres modèles s'appuient sur la théorie du transfert radiatif. Ce qui les différencie va être la manière dont les diffuseurs sont modélisés ainsi que les méthodes employées pour calculer leur diffusion propre. De ce fait, tous ces modèles n'ont pas le même domaine de validité en fréquence. D'ailleurs la fréquence utilisée va pouvoir justifier, dans certains modèles, qu'on ne prenne pas en compte l'ensemble des diffuseurs et certains d'entre eux, comme les feuilles, les troncs ou le sol, vont être négligés. Finalement, ces modèles diffèrent par le nombre de couches servant à définir la forêt, ce qui permet d'obtenir une description plus fine de la canopée.

c) Les inconvénients du Transfert Radiatif

Les inconvénients majeurs du transfert radiatif sont issus d'une de ses hypothèses les plus fondamentales, à savoir la non-corrélation entre les champs diffusés par les particules. Cette non-corrélation implique d'une part que les diffuseurs sont distribués aléatoirement et d'autre part que leur fraction volumique est telle qu'on peut considérer que la distance moyenne entre deux particules est supérieure à la longueur d'onde λ . Ce sont ces hypothèses qui justifient la sommation incohérente des contributions.

3 Les modèles cohérents

La modélisation cohérente de la diffusion par la forêt est liée à l'essor de l'interférométrie radar. En effet, dans ce cas, la disposition des diffuseurs notamment joue un rôle important dans le calcul du champ diffusé par la forêt. Un des premiers modèles à prendre en compte les effets cohérents a été développé par YUEH et al en 1992 pour calculer la diffusion par des plants de soja [73]. C'est cependant à SARABANDI que l'on doit le plus grand nombre de travaux dédiés au calcul cohérent de la diffusion par la végétation [77, 78, 87, 88, 89, 79]. Dans le cadre des modèles cohérents, la contribution totale d'une forêt, que ce soit en intensité et naturellement en champ, résulte de la sommation cohérente des champs diffusés par chacune des composantes de la forêt, considérées individuellement ou en groupe. Cette sommation cohérente implique que chaque contribution doit être pondérée par un terme prenant en compte le déphasage dû à la position relative des diffuseurs entre eux. De plus, l'atténuation que subit l'onde incidente (ou diffusée) à l'approche (ou au départ) d'un diffuseur doit être calculée non pas en intensité, comme dans les modèles incohérents, mais en amplitude complexe. Les modèles cohérents plus que les modèles incohérents ont donc besoin de s'appuyer sur des descriptions aussi réalistes que possible de la végétation. C'est ainsi par exemple, que LIN et SARABANDI ont introduit des modèles de type fractal [77], alors que d'autres ont fait appel à des modèles de croissance d'arbre [82, 81]. Dans cette thèse, nous nous sommes essentiellement appuyés sur les travaux de SARABANDI que nous avons appliqués non pas à un arbre mais à un ensemble d'arbres. La méthode de la diffusion cohérente et la génération de forêts que nous avons employées seront exposées dans les chapitres suivants.

4 Améliorations des modèles de végétation

Comme exposé précédemment, un des défauts majeurs des codes incohérents - et aussi de certains codes cohérents - a été de considérer les diffuseurs comme indépendants. Cette hypothèse est vérifiée si la fraction volumique des particules n'est pas trop élevée, i.e. inférieure à 1% [22]. Dans le cas de la neige par exemple, cette fraction volumique dépasse 20% et on est alors obligé de considérer la diffusion des particules en groupe et non plus de manière isolée. Appliqué aux forêts, le cas est

plus litigieux car la fraction volumique des diffuseurs ne dépasse généralement pas 0.5%, mais il peut y avoir de manière localisée des groupements de diffuseurs, comme par exemple des feuilles autour d'une branche. La contribution de ces groupements de diffuseurs doit être alors calculée de manière spécifique, à la fois pour corriger le champ ou l'intensité rétrodiffusé(e) par ce groupe, mais aussi pour re-évaluer l'atténuation qu'il va engendrer. Dans le cadre du transfert radiatif, AU et al [22] proposent de prendre en compte ces interactions mutuelles cohérentes en proposant une nouvelle expression de la matrice de phase :

$$\underline{\underline{P}}(\hat{k}_s, \hat{k}_i) = N \langle |\underline{\underline{F}}_p(\hat{k}_s, \hat{k}_i)| \rangle \quad (12)$$

où $\underline{\underline{F}}_p$ est l'amplitude de diffusion d'un diffuseur dit primaire. Suivant ses dimensions et la longueur d'onde, ce diffuseur primaire pourra être un diffuseur seul ou un groupement de diffuseurs. La définition d'un diffuseur primaire implique que les diffuseurs primaires sont indépendants entre eux. $\underline{\underline{F}}_p$ est calculée en employant la méthode des moments pour résoudre les équations de Maxwell, appliquées à un diffuseur inhomogène. Les résultats montrent que ces interactions mutuelles sont majoritairement responsables du niveau de polarisation croisée. De plus, l'absorption d'un groupement de diffuseurs se révèle être plusieurs fois supérieure à l'absorption que l'on obtiendrait si les diffuseurs étaient considérés indépendants.

Chapitre II

Modélisation de la diffusion par la forêt

1 Modélisation de la forêt

1.1 Les modèles de forêts

Nous avons vu, dans le chapitre précédent, qu'un effort régulier et permanent a été produit depuis que les premiers codes de diffusion par la végétation sont apparus afin de modéliser la forêt et la diffusion de la manière la plus réaliste possible. Cet aspect réaliste est à pondérer suivant la longueur d'onde: les exigences pour les mesures terrain ne sont pas les mêmes à basse ou à haute fréquence. Dans le premier cas, on s'attache surtout à décrire correctement les troncs et le sol alors que dans le second cas, on attache un intérêt tout particulier aux petites branches et aux feuilles, en tâchant de relever plus précisément leurs dimensions et leurs orientations.

Les forestiers étudient depuis longtemps la croissance des arbres, notamment dans le but d'estimer le volume de bois disponible. La dendrométrie (*science de la mesure des arbres*) permet à partir d'inventaires de mesures dans un peuplement d'estimer le volume moyen d'un arbre de ce peuplement. Elle a aussi pour but de modéliser et de prévoir la croissance des peuplements et des arbres [90]. Ces modèles s'appuient généralement sur des *tables de production* qui font l'inventaire du volume et de la croissance de peuplement pour une zone géographique précise sur plusieurs années et permettent d'en déduire l'évolution par des relations allométriques. Il ne s'agit donc pas de reproduire la structure d'un arbre mais de prédire l'évolution de ses paramètres les plus importants (diamètre, longueur des troncs et des branches). Ce type de données nécessite des campagnes terrain importantes et devient très complexe quand le milieu ne contient pas qu'une seule espèce. Ce genre de mesures est typiquement employé dans le traitement statistique de la diffusion par la végétation, comme cela peut-être le cas dans des modèles incohérents tels que MIMICS, où la forêt est décrite comme un milieu discret constitué par une ou plusieurs couches superposées, dans lesquelles les diffuseurs sont distribués aléatoirement en taille et en orientation. Si l'on souhaite travailler sur des structures plus réalistes, comme c'est le cas lorsque l'on veut prendre en considération les effets cohérents, on a plusieurs

possibilités :

- soit on utilise des modèles mathématiques graphiques,
- soit on utilise des modèles mathématiques botaniques,



FIG. II.1 – Représentation fractale d'un arbre par un L-système.

Le premier groupe inclut les modèles utilisant la vectorisation [91] et ceux s'appuyant sur les fractales [77]. La vectorisation permet de reconstruire un arbre de manière récursive : on commence par construire des branches nœud par nœud, puis on les associe à une structure plus grande (tronc). Cette méthode s'appuie sur des mesures terrains (nombre de nœuds, dimensions des branches, ...), mais la manière de les construire n'est pas réaliste. En effet, les angles introduits lors de la génération nœud par nœud des branches ne sont pas liés par exemple au poids qu'elles supportent. La description fractale qu'utilise SARABANDI s'appuie sur les systèmes de Lindenmayer. Un système de Lindenmayer, ou L-système, consiste en un ensemble de motifs et une transformation qui à un motif associe une suite finie de motifs. Afin d'exploiter l'auto-similarité de la structure végétale, chaque motif est remplacé à l'aide de la transformation. Le processus est itéré jusqu'à ce qu'un degré de complexité suffisant soit atteint. L'allure des arbres dépend du choix de cette application, sur la figure (II.1) on a l'exemple d'un arbre réalisé au moyen d'un L-système. Là encore, la génération de cet arbre ne répond à aucune exigence botanique bien qu'apparemment



FIG. II.2 – Exemple de réalisation d’arbres par le modèle de croissance AMAP

elle nous semble réaliste. Finalement, on peut citer AMAP, qui est un modèle réaliste de croissance d’arbres développé initialement pour des botanistes. Sur la figure (II.2) on a un exemple de modélisation d’arbres réalisé par AMAP et que l’on peut trouver sur le site du CEMAGREF. Ces maquettes réalistes d’arbres sont alors adaptées pour correspondre aux entrées des modèles de diffusion. On peut procéder à un découpage en couches aussi fin que l’on souhaite et récupérer les caractéristiques statistiques de chacune des couches [92].

1.2 Répartition choisie des éléments

Dans le cas où l’on souhaite comparer les résultats issus des simulations avec des mesures radar, il est nécessaire de connaître la vérité terrain de la zone considérée. Un des handicaps de AMAP est qu’il existe peu de variétés d’arbres dont la paramétrisation est connue. En l’absence de paramétrisation, il faut s’appuyer uniquement sur la vérité terrain. Or la description de cette vérité terrain va contraindre la représentation que l’on pourra faire de la végétation. En effet, les mesures terrains sont rarement exhaustives et ne permettent pas en général d’utiliser une description fractale.

Une autre possibilité s’offre à nous, permettant d’aboutir à un compromis. A la manière de SUN et RANSON, la forêt peut être modélisée de la façon simple suivante :

- les arbres sont répartis aléatoirement (et uniformément) en assurant une distance minimale entre eux,
- les diffuseurs de la canopée sont placés aléatoirement dans un volume défini au-dessus des troncs. La forme de ce volume peut être sphérique, conique ou ellipsoïdale afin de respecter le plus possible la forme des arbres.

On a représenté sur la figure (II.3) une vue de dessus de la répartition des troncs et des branches uniquement, puis avec les feuilles dans le cas d’un houppier sphérique. Sur la figure (II.4), on a représenté des coupes d’une même scène mais pour des arbres de type pommier (houppier sphérique), hêtre (houppier ellipsoïdal) ou sapin (houppier conique). Les points représentés correspondent au centre des diffuseurs;

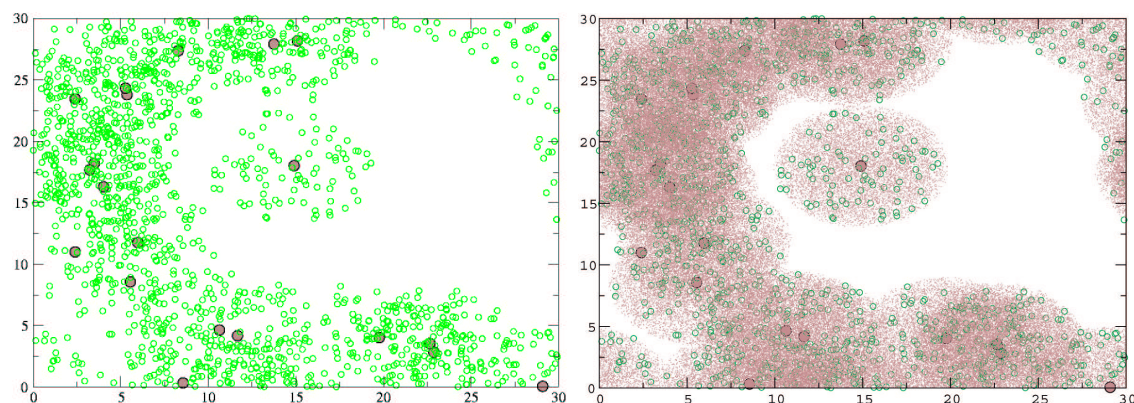


FIG. II.3 – Exemple de répartition des troncs et des branches dans le cas d'un houppier sphérique, puis ajout des feuilles. Vue de dessus.

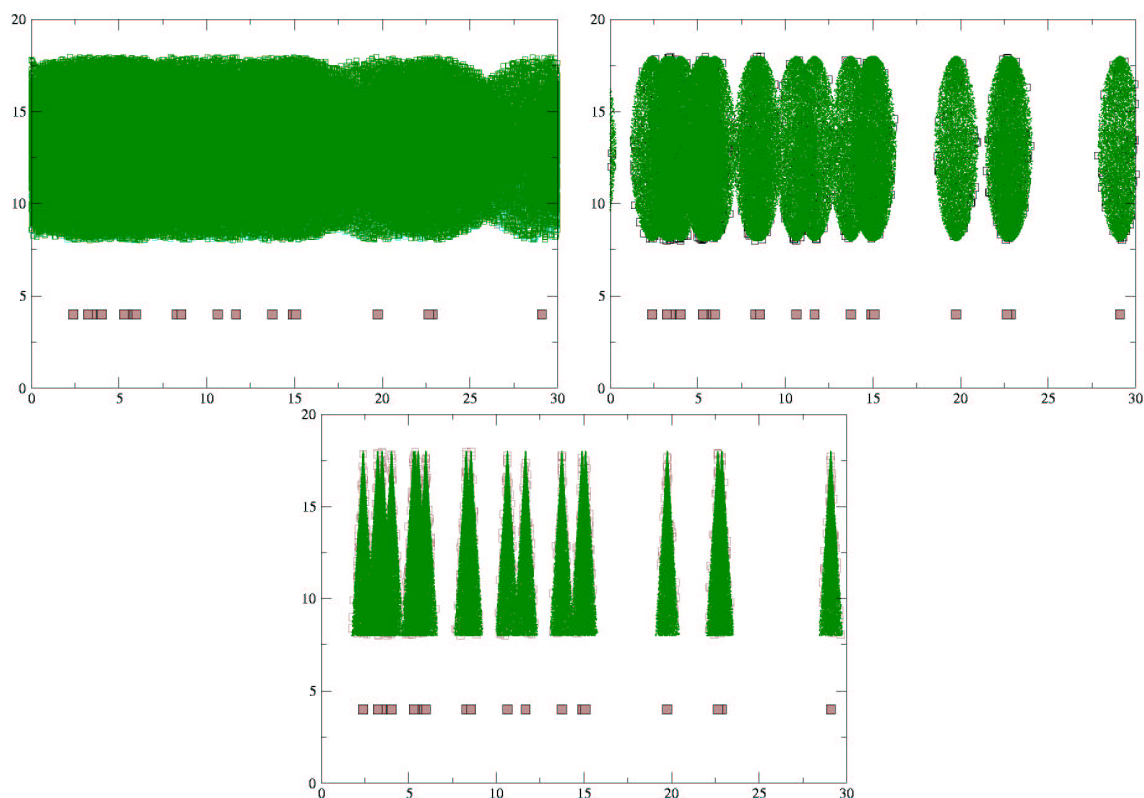


FIG. II.4 – Exemple de répartition des troncs, des branches et des feuilles dans le cas d'un houppier sphérique, ellipsoïdal et conique. Vue de côté.

leurs dimensions sur ce graphe ne sont pas respectueuses des rapports d'échelle.

1.3 Entrées du modèle de diffusion radar

Les données utilisées durant cette thèse pour valider le modèle de diffusion radar par la végétation sont des données statistiques par couche. La forêt est décrite comme un milieu discret placé au-dessus d'une surface diélectrique rugueuse et composé de

2 ou 3 couches horizontales superposées contenant plusieurs types de diffuseurs. La première couche contient uniquement des troncs, les suivantes contiennent une ou plusieurs catégories de branches et de feuilles. Chacun de ces diffuseurs est caractérisé par :

- ses dimensions,
- sa densité,
- son humidité,
- sa distribution d'orientation.

Le sol quant à lui est décrit par sa rugosité et son humidité.

Comme nous l'avons expliqué dans le paragraphe précédent, les éléments sont placés dans les couches de manière à respecter l'allure des arbres. A chacun de ces diffuseurs sont donc associées :

- une position dans l'espace (qui est référencé),
- des caractéristiques géométriques,
- des propriétés diélectriques.

L'orientation de ces diffuseurs n'est pas toujours donnée et de manière générale on considère que les troncs sont pratiquement verticaux, et que les branches et les feuilles sont orientées de manière isotrope dans l'espace. Soit le triplet des angles d'Euler $\alpha, \beta, \gamma \in \Omega$, décrivant l'orientation d'un diffuseur dans le domaine angulaire $\Omega = [\alpha_1, \alpha_2] \times [\beta_1, \beta_2] \times [\gamma_1, \gamma_2]$. On définit leur loi de probabilité par¹ :

$$\begin{aligned}
 p(\alpha, \beta, \gamma) &= \frac{\sin \beta}{(\alpha_2 - \alpha_1)(\cos \beta_1 - \cos \beta_2)(\gamma_2 - \gamma_1)} \text{ si } \alpha, \beta, \gamma \in \Omega \\
 &= 0 \text{ sinon}
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

La figure (II.5) illustre cette distribution angulaire en β . Il est à noter que, de

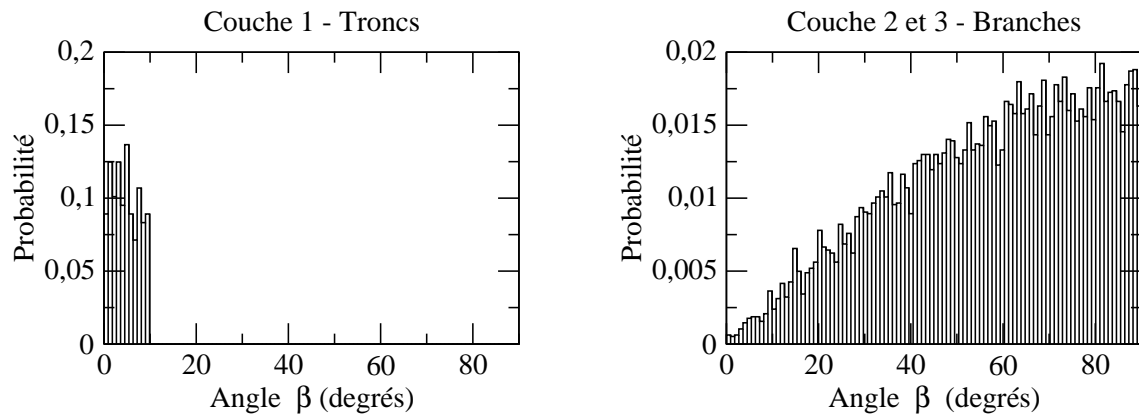


FIG. II.5 – Distribution choisie de l'angle d'Euler β dans le cas des mangroves.

par la symétrie de révolution du cylindre, employé pour modéliser les troncs et les

1. Cette loi de probabilité signifie que la distribution des orientations est isotrope en terme d'angle solide. Il faut donc bien faire attention que cette probabilité est exprimée en fonction des angles d'Euler (et non pas des coordonnées sphériques usuellement utilisées pour définir les angles solides).

branches, le troisième angle d'Euler γ ne joue aucun rôle. Ce n'est bien sûr pas le cas pour l'ellipsoïde aplati, pour lequel nous considérerons une variation uniforme de $\gamma \in [0, 2\pi]$, faute de pouvoir mesurer cette variation. A défaut de disposer des mesures de la distribution des distances entre les arbres, une distance minimale correspondant à deux fois la taille des plus grandes branches a été imposée.

2 Modélisation cohérente de la diffusion radar par la forêt

2.1 Formulation générale

En zone lointaine, le champ rétrodiffusé par la scène peut se mettre sous la forme :

$$\mathbf{E}_s = \frac{e^{jk_0 r}}{r} \left(\sum_{t=1}^T \sum_{n_t=1}^{N_t} e^{(i-\hat{s}) \cdot \mathbf{r}_{n_t}} \underline{\underline{S}}_{n_t} + \underline{\underline{S}}_{sol} \right) \cdot \hat{p} E_0 \quad (2)$$

N_t représente le nombre de diffuseurs (troncs, branches, feuilles) que contient le $t^{\text{ième}}$ arbre. La matrice $\underline{\underline{S}}_{n_t}$ est la matrice de diffusion équivalente de l'élément n de cet arbre : elle prend en compte tous les mécanismes de diffusion fondamentaux. Le vecteur \mathbf{r}_{n_t} correspond à la position de cet élément dans le repère global. Les

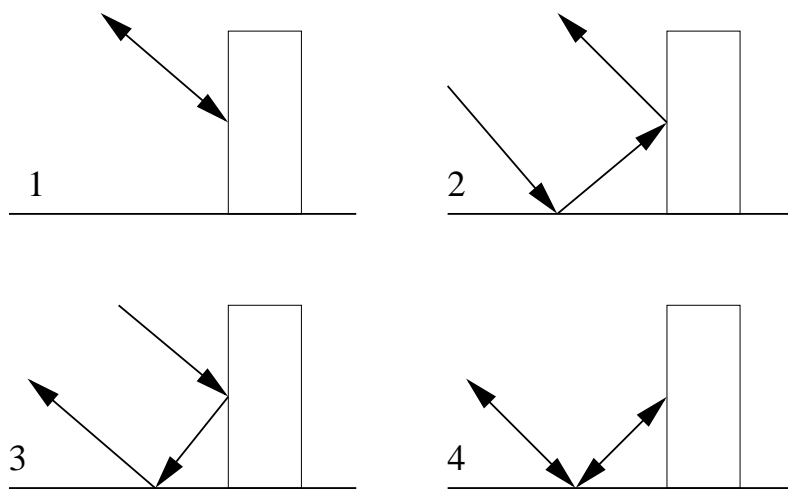


FIG. II.6 – Mécanismes principaux de diffusion dans la forêt.

principaux mécanismes que nous considérons dans ce code sont les suivants :

- la rétrodiffusion directe de l'élément n (cas 1 sur la figure II.6): $\underline{\underline{S}}_{n_t}^d(\hat{i}, \hat{s})$
- les double-rebonds qui comportent :
 - la contribution sol-diffuseur (cas 2 sur la Figure II.6): $\underline{\underline{S}}_{n_t}^{gs}(\hat{i}, \hat{s})$
 - la contribution diffuseur-sol (cas 3 sur la Figure II.6): $\underline{\underline{S}}_{n_t}^{sg}(\hat{i}, \hat{s})$
 - la contribution sol-diffuseur-sol (cas 4 sur la Figure II.6): $\underline{\underline{S}}_{n_t}^{sgs}(\hat{i}, \hat{s})$

Le vecteur \hat{s} indique la direction de diffusion. On peut alors exprimer $\underline{\underline{S}}_{n_t}$ comme la somme cohérente de toutes ces contributions :

$$\underline{\underline{S}}_{n_t} = \underline{\underline{S}}_{n_t}^d + \underline{\underline{S}}_{n_t}^{sg} + \underline{\underline{S}}_{n_t}^{gs} + \underline{\underline{S}}_{n_t}^{gsg} \quad (3)$$

a) Problème de la contribution cohérente du sol

Dans l'équation (2) la matrice $\underline{\underline{S}}_{sol}$ représente la contribution directe et cohérente du sol, après atténuation. Cependant, comme nous ne disposons pas de modèle de diffusion cohérente par des surfaces rugueuses, cette contribution ne sera pas considérée. Le sol intervient également dans les double-rebonds, où il est nécessaire de le prendre en compte. Dans le cas où le sol est très lisse, une bonne approximation - que nous effectuerons et discuterons par la suite - consiste à modéliser sa contribution au moyen de coefficients de réflexion de Fresnel. La contribution en rétrodiffusion directe (et atténuée) du sol sera ajoutée de façon incohérente au coefficient de rétrodiffusion de la végétation : on sommerá les coefficients de rétrodiffusion de la végétation et du sol atténué.

2.2 Détail des différents mécanismes

a) Mise en évidence des déphasages

Considérons maintenant une onde plane incidente, polarisée linéairement suivant $\hat{p} = \hat{v}$ ou \hat{h} et où la direction d'incidence est donnée par le vecteur unitaire \hat{i} :

$$\mathbf{E}_i = \hat{p} E_0 e^{-jk_0 \hat{i} \cdot \mathbf{r}} \quad (4)$$

Elle éclaire un élément n de cette scène repéré par son vecteur position \mathbf{r}_n .

I. CAS DE LA RÉTRODIFFUSION DIRECTE

A grande distance, le champ directement rétrodiffusé par cet élément peut se mettre sous la forme :

$$\mathbf{E}_s = \frac{e^{-jk_0 \hat{s} \cdot |\mathbf{r} - \mathbf{r}_n|}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_n|} \underline{\underline{S}}_n \cdot \mathbf{E}_i \quad (5)$$

En champ lointain², quand la direction d'observation est confondue avec la direction de rétrodiffusion, on peut écrire au premier ordre : $|\mathbf{r} - \mathbf{r}_n| \simeq r - \hat{s} \cdot \mathbf{r}_n$ [18]. L'équation (5) devient :

$$\mathbf{E}_s = \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \underline{\underline{S}}_n \cdot \hat{p} E_0 e^{-j\Phi_n} \quad (6)$$

Avec :

$$\Phi_n = k_0 (\hat{i} - \hat{s}) \cdot \mathbf{r}_n \quad (7)$$

II. CAS DU DOUBLE-REBOND SURFACE-ÉLÉMENT

Dans le cas où l'élément est éclairé par une onde provenant d'une surface lisse (comme c'est le cas lors des rebonds), l'onde incidente sur l'élément s'exprime de la

2. i.e. quand la distance \mathbf{r}_n (localisation du diffuseur) est faible devant \mathbf{r} (localisation du point d'observation)

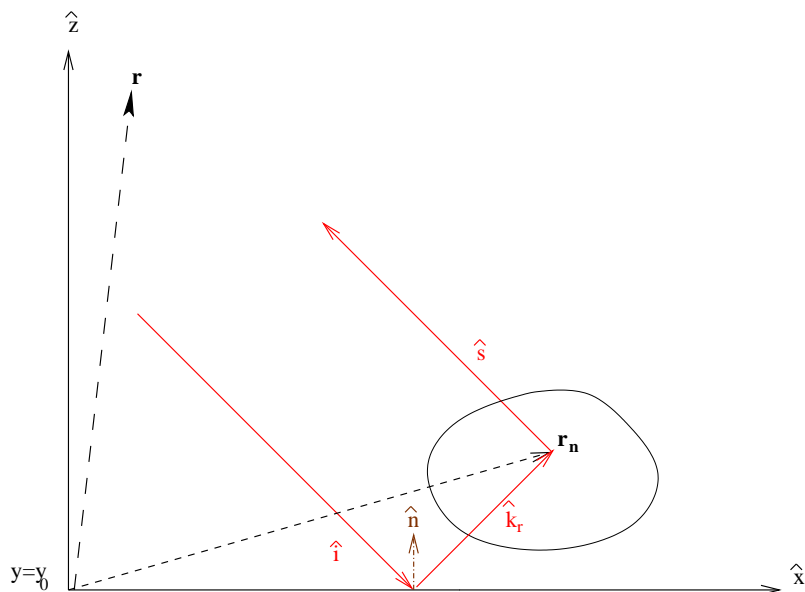


FIG. II.7 – Configuration en double-rebond surface-élément.

manière suivante :

$$\mathbf{E}_i = \hat{p} E_0 e^{-jk_0 \hat{k}_r \cdot \mathbf{r}} \quad (8)$$

Comme la surface est considérée comme lisse, il est possible d'exprimer le vecteur unitaire \hat{k}_r , indiquant la direction incidente sur l'élément, en fonction des vecteurs \hat{i} et \hat{n} , où \hat{n} est le vecteur unitaire normal à la surface. Cette configuration est représentée sur la figure II.7.

Dans le cas de la réflexion sur un plan :

$$\hat{k}_r - \hat{i} = -2\hat{n}(\hat{n} \cdot \hat{i}) \quad (9)$$

En remplaçant \hat{k}_r dans l'équation (8) par son expression dans (9), on montre que :

$$\mathbf{E}_s = \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \underline{\underline{S}}_n \cdot \hat{p} E_0 e^{-j\Phi_n} e^{j\tau_i} \quad (10)$$

Avec :

$$\tau_i = 2k_0(\hat{n} \cdot \mathbf{r}_n)(\hat{n} \cdot \hat{i}) \quad (11)$$

III. CAS DU DOUBLE-REBOND ÉLÉMENT-SURFACE

Finalement on considère la cas où l'élément est éclairé par l'onde incidente et on s'intéresse à l'intensité diffusée par l'élément dans la direction du sol. En champ lointain on écrit : $|\mathbf{r} - \mathbf{r}_n| \simeq r - \hat{k}'_r \cdot \mathbf{r}_n$ où \hat{k}'_r est la direction de diffusion vers le sol. Si la surface est lisse, on a la relation suivante :

$$\hat{k}'_r - \hat{s} = -2\hat{n}(\hat{n} \cdot \hat{s}) \quad (12)$$

En procédant comme précédemment, on montre qu'on aboutit à l'expression suivante :

$$\mathbf{E}_s = \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \underline{\underline{S}}_n \cdot \hat{p} E_0 e^{-j\Phi_n} e^{j\tau_s} \quad (13)$$

Avec :

$$\tau_s = -2k_0(\hat{n} \cdot \mathbf{r}_n)(\hat{n} \cdot \hat{s}) \quad (14)$$

b) Expression des contributions non atténuées

L'expression des contributions de l'équation (2) s'expriment en fonction des matrices de coefficients de Fresnel et s'écrivent :

$$\begin{aligned} \underline{\underline{S}}_{nt}^d &= \underline{\underline{S}}_{nt}^0(\theta_i, \phi_i; \theta_i, \phi_i + \pi) \\ \underline{\underline{S}}_{nt}^{ggs} &= \exp(-j\tau_s) \underline{\underline{\Gamma}}(\theta_i) \underline{\underline{S}}_{nt}^0(\theta_i, \phi_i; \pi - \theta_i, \phi_i + \pi) \\ \underline{\underline{S}}_{nt}^{sg} &= \exp(-j\tau_i) \underline{\underline{S}}_{nt}^0(\pi - \theta_i, \phi_i; \theta_i, \phi_i + \pi) \underline{\underline{\Gamma}}(\theta_i) \\ \underline{\underline{S}}_{nt}^{gsg} &= \exp(-j(\tau_i + \tau_s)) \underline{\underline{\Gamma}}(\theta_i) \\ &\quad \underline{\underline{S}}_{nt}^0(\pi - \theta_i, \phi_i; \pi - \theta_i, \phi_i + \pi) \underline{\underline{\Gamma}}(\theta_i) \end{aligned} \quad (15)$$

La matrice $\underline{\underline{\Gamma}}(\theta_i)$ contient les coefficients de réflexion de Fresnel. Dans le cas où le sol est incliné, cette matrice 2×2 est complète et on peut trouver son expression dans [19]. Dans notre cas, le sol est horizontal ; la matrice de réflexion par le sol est donc diagonale et s'exprime comme :

$$\underline{\underline{\Gamma}}(\theta_i) = \begin{pmatrix} R_{vv}(\theta_i) & 0 \\ 0 & R_{hh}(\theta_i) \end{pmatrix} \quad (16)$$

Les coefficients de réflexion de Fresnel sont donnés par :

$$R_{hh}(\theta_i) = \frac{\cos \theta_i - (\varepsilon_r - \sin^2 \theta_i)^{\frac{1}{2}}}{\cos \theta_i + (\varepsilon_r - \sin^2 \theta_i)^{\frac{1}{2}}} \quad (17)$$

$$R_{vv}(\theta_i) = \frac{\varepsilon_r \cos \theta_i - (\varepsilon_r - \sin^2 \theta_i)^{\frac{1}{2}}}{\varepsilon_r \cos \theta_i + (\varepsilon_r - \sin^2 \theta_i)^{\frac{1}{2}}} \quad (18)$$

c) Expression des contributions atténuées

I. APPROXIMATION DE FOLDY-LAX

L'approximation de Foldy-Lax revient à considérer un groupement de particules comme un milieu homogène et anisotrope dont on calcule le tenseur de polarisabilité à partir des matrices de diffusion moyennées sur les caractéristiques des diffuseurs. On montre que la variation du champ moyen électrique avec la distance parcourue s s'écrit de la manière suivante [27] :

$$\frac{d\mathbf{E}}{ds} = -j(k_0 \underline{\underline{I}} + \underline{\underline{M}}) \cdot \mathbf{E} \quad (19)$$

avec

$$\underline{\underline{M}} = \frac{2\pi}{k_0} \sum_n \mathcal{D}_n \langle \underline{\underline{S}}_n(\hat{k}, \hat{k}) \rangle \quad (20)$$

où $\langle \underline{\underline{S}}_n(\hat{k}, \hat{k}) \rangle$ est la moyenne, sur toutes les orientations des diffuseurs de type n , de la matrice de diffusion dans la direction avant. \mathcal{D}_n est la densité des éléments de type n et la matrice $\underline{\underline{M}}$ résulte de la sommation de cette quantité calculée pour tous les types de diffuseurs contenus dans la scène que l'on considère.

II. MATRICE DE TRANSMISSIVITÉ

Du fait de la symétrie azimutale de la distribution des diffuseurs, \underline{M} est diagonale. La matrice de transmissivité \underline{T} caractérise l'atténuation complexe sur une distance s . L'expression du champ électrique est :

$$\mathbf{E}(s) = e^{-jk_0s} \underline{T}(s, \hat{k}) \cdot \hat{p} E_0 \quad (21)$$

où

$$\underline{T} = \begin{pmatrix} e^{-jM_{vv}s} & 0 \\ 0 & e^{-jM_{hh}s} \end{pmatrix} \quad (22)$$

On note $T^{1,N} = \prod_{k=1}^N T^k$ l'atténuation de l'onde traversant toutes les couches une fois, produit des atténuations dues aux couches successives. Sur la figure (II.8) un

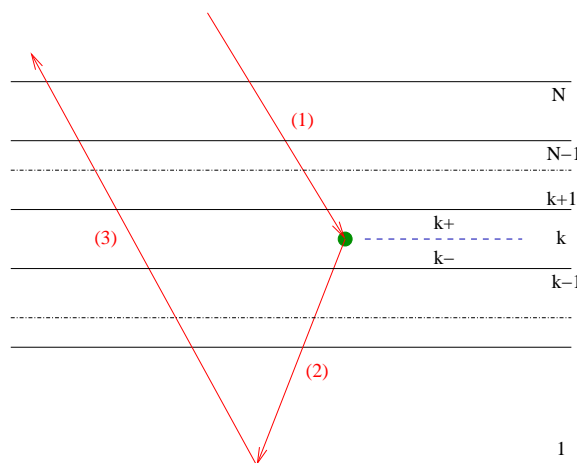


FIG. II.8 – Trajet d'une onde incidente et diffusée, dans le cas du mécanisme de rebond diffuseur-sol, pour un élément placé dans la couche k .

exemple de mécanisme est représenté avec les notations correspondantes aux divers types d'atténuation. Considérons une forêt divisée en N couches, numérotées à partir de la couche la plus basse. L'onde incidente, avant d'arriver sur le diffuseur n , va traverser la canopée de la couche N à la couche $k+1$, puis pénétrera dans la couche k jusqu'au diffuseur. Cette première traversée amène une atténuation que l'on va noter $\underline{T}_n^{k+1,N}$. En effet en traversant la couche N l'onde est atténuée par T^N , puis en traversant la couche $N-1$, l'onde subit alors une atténuation totale de $T^{N-1}T^N$ et ainsi de suite. Dans la couche k , pour arriver au diffuseur l'onde est de nouveau atténuée. On note la matrice de transmissivité correspondante \underline{T}_n^{k+} , où $k+$ réfère à la partie supérieure de la couche k . L'onde est alors diffusée par l'élément n vers le sol. Elle franchit d'abord la partie inférieure de la couche k , puis successivement toutes les couches de $k-1$ à 1. L'atténuation totale s'écrit alors : $\underline{T}_n^{1,k-1} \underline{T}_n^{k-}$. Au niveau de la surface diélectrique parfaitement lisse, l'onde est réfléchie dans la direction de rétrodiffusion. Elle est alors atténuée par $\underline{T}_n^{N,1}$, représentant l'atténuation subie à travers toutes les couches de la forêt.

III. EXPRESSION DES CONTRIBUTIONS ATTÉNUÉES

Finalelement les contributions atténuées de l'élément n sont :

$$\begin{aligned}
 \underline{\underline{S}}_n^d &= \underline{\underline{T}}^{N,k+1} \underline{\underline{T}}_n^{k+} \underline{\underline{S}}_n^0(\theta_i, \phi_i; \theta_i, \phi_i + \pi) \underline{\underline{T}}_n^{k+} \underline{\underline{T}}_n^{k+1,N} \\
 \underline{\underline{S}}_n^{gs} &= \exp(-j\tau_s) \underline{\underline{T}}_n^{N,1} \underline{\underline{\Gamma}}_n(\theta_i) \underline{\underline{T}}_n^{1,k-1} \underline{\underline{T}}_n^{k-} \\
 &\quad \underline{\underline{S}}_n^0(\theta_i, \phi_i; \pi - \theta_i, \phi_i + \pi) \underline{\underline{T}}_n^{k+} \underline{\underline{T}}_n^{k+1,N} \\
 \underline{\underline{S}}_n^{sg} &= \exp(-j\tau_i) \underline{\underline{T}}_n^{N,k+1} \underline{\underline{T}}_n^{k+} \\
 &\quad \underline{\underline{S}}_n^0(\pi - \theta_i, \phi_i; \theta_i, \phi_i + \pi) \underline{\underline{T}}_n^{k-} \underline{\underline{T}}_n^{k-1,1} \underline{\underline{\Gamma}}_n(\theta_i) \underline{\underline{T}}_n^{1,N} \\
 \underline{\underline{S}}_n^{sgs} &= \exp(-j(\tau_i + \tau_s)) \underline{\underline{T}}_n^{N,1} \underline{\underline{\Gamma}}_n(\theta_i) \underline{\underline{T}}_n^{1,k-1} \underline{\underline{T}}_n^{k-} \\
 &\quad \underline{\underline{S}}_n^0(\pi - \theta_i, \phi_i; \pi - \theta_i, \phi_i + \pi) \underline{\underline{T}}_n^{k-} \underline{\underline{T}}_n^{k-1,1} \underline{\underline{\Gamma}}_n(\theta_i)
 \end{aligned} \tag{23}$$

Une remarque pratique s'impose ici : les termes d'interaction sol-diffuseur et diffuseur-sol de l'équation (23) se déduisent l'un de l'autre à l'aide du théorème de réciprocité. En effet, l'action de l'opérateur \mathcal{R} de réciprocité sur une matrice de diffusion $\underline{\underline{S}}$ est d'en échanger les éléments diagonaux tout en changeant leur signe. Le théorème de réciprocité traduit que $\underline{\underline{S}}(-\hat{s}, -\hat{i}) = \mathcal{R} \underline{\underline{S}}(\hat{i}, \hat{s})$. Ici, les matrices de transmittivité sont diagonales, et donc, compte-tenu de $\tau_i = \tau_s$, les contributions atténuées vérifient :

$$\underline{\underline{S}}_{nt}^{gs} = \mathcal{R} \underline{\underline{S}}_{nt}^{sg} \tag{24}$$

Ceci permet de diminuer le temps de calcul du champ total diffusé.

3 Expression des quantités observables radar

Maintenant que l'on sait calculer le champ complexe diffusé par une forêt, il faut exprimer les observables radar que sont le coefficient de rétrodiffusion σ^0 et la cohérence interférométrique γ . Une remarque sur le type de statistique s'impose. Dans le cas d'une comparaison avec des observables mesurées, la modélisation de la forêt que nous avons adoptée va refléter l'effet d'une structure qui n'a aucune raison d'être semblable à celle de la forêt observée. Dans le cas du coefficient de rétrodiffusion, on peut raisonnablement espérer obtenir la valeur typique de celui-ci en moyennant sur plusieurs réalisations de la forêt.

3.1 Le coefficient de rétrodiffusion

Le coefficient de rétrodiffusion est défini de la manière suivante :

$$\sigma^0 = \lim_{r \rightarrow \infty} \frac{4\pi r^2}{A} \frac{|\mathbf{E}_s|^2}{|\mathbf{E}_i|^2} \tag{25}$$

où r est la distance au point d'observation, A , la zone éclairée, \mathbf{E}_i et \mathbf{E}_s , les champs incident et diffusé par cette zone. Si l'on souhaite définir plus précisément le coefficient de rétrodiffusion, en fonction des polarisation incidente et réfléchie, on le notera σ_{qp}^0 . Il est alors défini pour une onde incidente polarisée suivant \hat{p} et dont on

considère la diffusion en polarisation \hat{q} :

$$\sigma_{qp}^0 = \lim_{r \rightarrow \infty} \frac{4\pi r^2}{A} \frac{|\mathbf{E}_{s,q}|^2}{|\mathbf{E}_{i,p}|^2} \quad (26)$$

Or on sait que le champ diffusé **par les éléments de végétation** peut se mettre sous la forme :

$$\mathbf{E}_s(\mathbf{r}) = \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \sum_{i=1}^N e^{-j\Phi_i} \underline{S}_i \cdot \hat{p} E_0 \quad (27)$$

N représentant le nombre de diffuseur discrets.

Sachant que $\mathbf{E}_i(\mathbf{r}) = e^{-jk_0 \hat{i} \cdot \mathbf{r}} \hat{p} E_0$, $|\mathbf{E}_i(\mathbf{r})| = E_0$. On peut alors écrire :

$$\sigma_{qp}^0 = \frac{4\pi}{A} \left(\sum_{i=1}^N e^{-j\Phi_i} S_{i,qp} \right) \left(\sum_{k=1}^N e^{-j\Phi_k} S_{k,qp} \right)^* + \sigma_{qp}^{0,\text{sol}} \quad (28)$$

Si maintenant on choisit de faire cette sommation sur les arbres en moyennant sur plusieurs réalisations de la forêt :

$$\sigma_{qp}^0 = \frac{4\pi}{A} \left\langle \left| \sum_{t=1}^T \sum_{i_t=1}^{N_t} e^{-j\Phi_{i_t}} S_{i_t,qp} \right|^2 \right\rangle + \sigma_{qp}^{0,\text{sol}} \quad (29)$$

$$= \frac{4\pi}{A} \left\langle \left(\sum_{t=1}^T \sum_{i=1}^{N_t} e^{-j\Phi_i} S_{i,qp} \right) \left(\sum_{t'=1}^T \sum_{k=1}^{N_{t'}} e^{-j\Phi_k} S_{k,qp} \right)^* \right\rangle + \sigma_{qp}^{0,\text{sol}} \quad (30)$$

Dans cette équation T est le nombre d'arbres et N_t est le nombre d'éléments formant l'arbre t . Les termes obtenus pour $t = t'$ correspondent au coefficient de rétrodiffusion que l'on obtiendrait en considérant les arbres comme indépendants. Les autres termes, correspondant à $t \neq t'$, permettent de calculer les couplages qu'il peut y avoir entre les arbres. Comme lors de la construction de la forêt les arbres ont été répartis de manière à assurer une distance minimale entre eux, on peut raisonnablement faire l'hypothèse que les termes de couplage sont nuls en moyenne³. Ainsi, on peut écrire :

$$\sigma_{qp}^0 = \frac{4\pi}{A} \left\langle \sum_{t=1}^T \left| \sum_{i_t=1}^{N_t} e^{-j\Phi_{i_t}} S_{i_t,qp} \right|^2 \right\rangle + \sigma_{qp}^{0,\text{sol}} \quad (31)$$

$$= \frac{4\pi}{T} \mathcal{D}_s \left\langle \sum_{t=1}^T \left| \sum_{i=1}^{N_t} e^{-j\Phi_i} S_{i,qp} \right|^2 \right\rangle + \sigma_{qp}^{0,\text{sol}} \quad (32)$$

avec $\mathcal{D}_s = TA^{-1}$ la densité surfacique d'arbres.

3. On discutera de cette hypothèse dans la dernière partie.

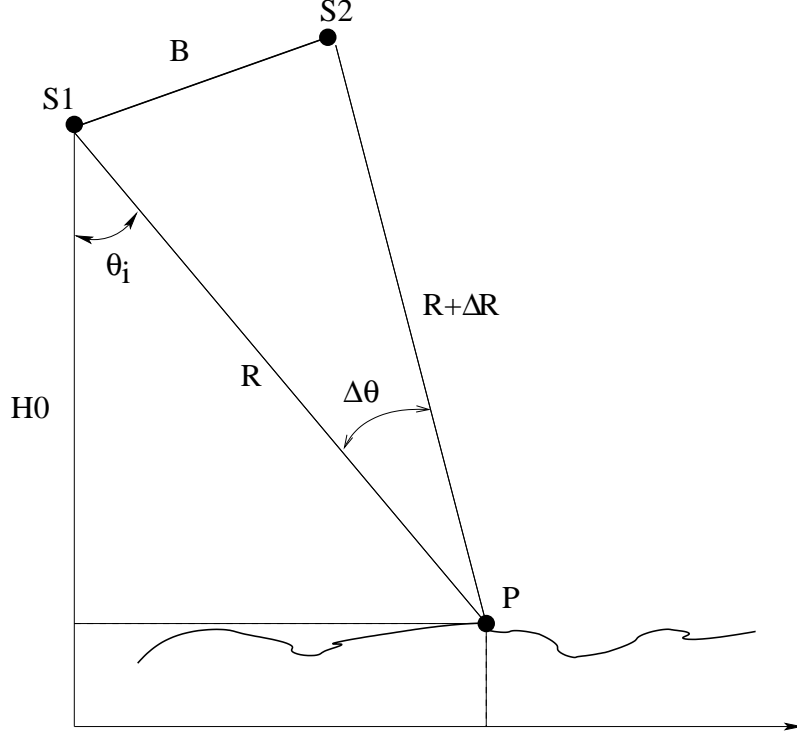


FIG. II.9 – Configuration géométrique pour l'interférométrie.

3.2 La cohérence interférométrique

La cohérence interférométrique est une mesure de la similitude entre deux images acquises sous une incidence légèrement différente. De nombreuses applications y sont liées et nous en proposons une revue détaillée dans la partie suivante. On peut générer un interférogramme à partir des champs scalaires complexes s^1 et s^2 émis par la même scène mais avec une incidence légèrement différente (voir figure II.9). On obtient l'interférogramme complexe en formant le produit [29] :

$$s^1(R)s^{2*}(R + \Delta R) = |s^1(R)s^{2*}(R + \Delta R)| \exp(j \frac{4\pi}{\lambda_0} \Delta R) \quad (33)$$

La phase ϕ de l'interférogramme (ou la phase interférométrique) est reliée à la différence de trajet ΔR et elle s'écrit :

$$\phi \equiv \frac{4\pi}{\lambda_0} \Delta R \pmod{2\pi} \quad (34)$$

Le bruit observé dans les interférogrammes provient de la décorrélation entre les deux images. La cohérence interférométrique γ est donc à ce titre une mesure de la qualité de l'interférogramme. On peut calculer quatre cohérences interférométriques en prenant pour champ scalaire s les composantes E_{qp} du champ mesuré en rétrodiffusion en polarisation \hat{q} pour une onde émise en polarisation \hat{p} :

$$\gamma_{qp} = \left| \frac{\langle E_{qp}^1 E_{qp}^{2*} \rangle}{\sqrt{\langle E_{qp}^1 E_{qp}^{1*} \rangle \langle E_{qp}^2 E_{qp}^{2*} \rangle}} \right| \quad (35)$$

La moyenne de $E_{qp}^1 E_{qp}^{2*}$ est une moyenne spatiale, réalisée sur N pixels[93] :

$$\langle E_{qp}^1 E_{qp}^{2*} \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N E_{qp,i}^1 E_{qp,i}^{2*} \quad (36)$$

La cohérence interférométrique γ_{qp} est une grandeur positive inférieure ou égale à 1 : si les deux signaux sont identiques, la mesure de leur corrélation est forte ($\gamma_{qp} = 1$), si, au contraire, les signaux sont totalement décorrélés, alors $\gamma_{qp} = 0$. Si les deux signaux sont suffisamment corrélés, il est alors possible de déterminer précisément la phase interférométrique ϕ_{qp} et de retrouver par exemple la hauteur d'une cible ponctuelle ou la hauteur du centre de phase d'une scène complexe.

4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons proposé une modélisation **cohérente** de la diffusion radar par des scènes forestières. Nous nous sommes attachés dans un premier temps à générer des forêts de manière aussi réaliste que le permettent les données terrains dont nous disposons. Le calcul de la diffusion radar a été ensuite explicité en mettant en avant les caractéristiques d'un modèle cohérent à savoir, le calcul complexe de l'atténuation subie par l'onde à la traversée du milieu et les multiples déphasages, induits soit par la position du diffuseur, soit par les caractéristiques de la diffusion. Cependant, l'algorithme que nous avons développé présente des restrictions fortes :

- absence de modélisation de la diffusion cohérente par la surface,
- absence de prise en compte des interactions entre les diffuseurs (diffusion de groupe).

De plus, nous savons pas nous prononcer sur la pertinence de la modélisation que nous avons choisie de développer pour la forêt. Dans la dernière partie de cette thèse, consacrée aux applications, nous nous attacherons à évaluer l'impact de ces restrictions.

Troisième partie

Applications

Chapitre I

Introduction

1 Problème de l'inversion de la biomasse

Les mesures optiques et infrarouges sont très performantes pour mesurer la biomasse foliaire mais pas pour mesurer la biomasse du bois qui représente plus de 90% de la biomasse totale pour un arbre mature. Depuis le milieu des années 80, des études se succèdent pour essayer d'établir les relations entre la biomasse et les mesures du coefficient de rétrodiffusion radar qu'elles soient aéroportées ou spatiales. Ces études ont été faites avec plusieurs angles d'incidence, plusieurs fréquences et plusieurs polarisations. Certaines d'entre elles ont montré qu'il y a des corrélations entre les mesures en rétrodiffusion et certains paramètres de la forêt [94] :

- l'âge moyen des parcelles et leur biomasse moyenne (SIR B, Bande L et polarisation HH),
- la hauteur moyenne des parcelles et leur âge moyen (aéroportées, bande L, HH),
- la hauteur moyenne des parcelles, le diamètre des troncs et la surface terrière (aéroportées, bande L, HV).

Parmi ces correspondances, seule la relation entre le coefficient de rétrodiffusion et l'âge de la parcelle fait consensus.

En 1991, HUSSIN et HOFFER confirment qu'en bande L et pour une incidence de 35 à 45° il y a bien des corrélations statistiques (surtout en polarisation HV) entre les mesures en rétrodiffusion et les éléments suivants :

- le diamètre des troncs,
- la hauteur moyenne de la parcelle,
- la densité d'arbres,
- l'âge de la parcelle,
- la surface terrière.

Ils développent donc dans [94] un modèle mathématique prédictif pour évaluer la biomasse moyenne en fonction des mesures en rétrodiffusion. Ce modèle suppose que l'on connaît la surface terrière et la hauteur moyenne de la parcelle observée. Il ressort de leur étude que la polarisation HV est la mieux adaptée pour déterminer

la biomasse. Cependant cette méthode ne peut pas s'appliquer quand les parcelles sont matures ou en tout cas très denses (HF) car l'onde pénètre peu et les troncs sont donc peu visibles. Leur modèle permet de faire une évaluation correcte en polarisation HV et en bande L.

Bien que ces résultats soient encourageants, on ne peut pas les généraliser car on ne peut pas toujours comparer les mesures radars relevées sur les différents sites. Il faut attendre 1990 et les travaux de ZEBKER et Lou [95] et VAN ZYL [96] pour que les mesures soient calibrées.

En 1992, les résultats présentés par DOBSON, ULABY, LE TOAN, KASISCHKE et CHRISTENSEN utilisent les travaux sur la calibration et comparent les mesures de deux forêts de pins [97] : une dans les Landes et une aux Etats-Unis, observées sous une incidence de 40 à 50°, pour toutes les polarisations et pour les bandes P, L et C. Ils observent alors la saturation du coefficient de rétrodiffusion et mettent en évidence dans cet article des seuils de saturation en fonction de la biomasse (voir tableau I.1).

	Fréquence		
	0.44 GHz	1.25 GHz	5.3 GHz
Biomasse (tonnes/ha)	200	100	≪

TAB. I.1 – Niveau seuil de biomasse avant saturation d'après DOBSON et al. (1992).

La comparaison de ces mesures calibrées en rétrodiffusion montre que le coefficient de rétrodiffusion est fortement lié à la biomasse : σ^0 (en dB) suit une loi logarithmique en fonction de la biomasse. Cette corrélation est d'autant plus forte que la fréquence est faible. De plus les auteurs constatent que la corrélation la plus forte a été obtenue en HV, comme il a été trouvé dans les travaux précédents. Cependant dans quelle mesure ces résultats peuvent être étendus à d'autres forêts? La structure joue-t-elle un rôle?

LE TOAN et al. confirment ces résultats la même année dans [98] : pour inverser la biomasse, il vaut mieux être en basse fréquence (bande L ou P) et étudier la composante HV. Cependant même si les précédents travaux ont montré qu'il peut y avoir une forte relation entre les mesures radars et les paramètres de la forêt, les applications semblent limitées : il paraît difficile de retrouver les caractéristiques des forêts dans le cas où elles sont mixtes, les mesures ne sont plus significatives si l'observation se limite à la canopée, il faut prendre en compte les effets de la structure des forêts etc ... En basse fréquence les mécanismes dominants sont supposés être :

- la rétrodiffusion directe par les branches,
- les double-rebonds tronc-sol,
- la rétrodiffusion directe du sol.

Les mesures montrent effectivement de fortes corrélations en HV et des résultats en VV inférieurs de 2 à 3 dB à ceux obtenus en HH. Mais quel est le mécanisme dominant?

En 1994, BEAUDOIN et al. proposent un modèle pour répondre à cette question [99]. Le modèle qui est utilisé a été développé par YUEH et al. en 1992 et est connu

sous le nom de *Branching model* [73]. Ils reprennent le cas d'étude de LE TOAN et al. de 1992 et le modèle montre qu'en bande P le niveau rétrodiffusé en polarisation *HV* (comme c'est également le cas en polarisation *VV*) est plutôt relié à la biomasse du couvert tandis que le coefficient de rétrodiffusion en polarisation *HH* reflète la biomasse des troncs. Les différents canaux de polarisation ne semblent donc pas être sensibles aux mêmes éléments et de ce fait, ne représentent que partiellement l'effet de la biomasse sur le coefficient de rétrodiffusion.

A la suite de ces travaux, d'autres modélisateurs viennent alors étudier la variation du coefficient de rétrodiffusion et RANSON et SUN par exemple utilisent leur modèle développé en 1991 pour proposer en 1994 des cartographies de biomasse. Ils font partie des premiers à mettre en avant le problème des parcelles jeunes et de faible biomasse et l'intérêt d'une observation en bande C dans ces cas-là.

Cette bande C va intéresser de manière récurrente l'équipe finlandaise de PULLIAINEN et HALLIKAINEN. De 1994 à 1999 ils vont publier une série d'articles sur l'estimation de la biomasse dans le cas des forêts boréales. Ces forêts ont la particularité d'être assez clairsemées et des ondes même en bande C pourraient y pénétrer suffisamment. En 1994, ils confirment tout de même que la bande C n'est pas la meilleure des bandes pour faire des mesures [100]. Néanmoins, partant du principe que les éléments de la canopée sont une fonction indirecte de la biomasse, ils persistent et en 1996 ils introduisent une nouvelle méthode pour estimer la biomasse [101] : ils utilisent un modèle semi-empirique simple (la forêt est modélisée comme un nuage de particules) et accordent les simulations aux mesures. La description de la forêt "accordée" leur permet de remonter à la biomasse. Ils étudient dans le même temps les variations du coefficient de rétrodiffusion en fonction du temps (et donc des changements climatiques) : la neige, le gel et le dégel ont des effets très importants, et même plus importants que des variations de biomasse. L'inversion directe de la biomasse est donc difficile vue l'influence importante des conditions climatiques [102]. En 1995, IMHOFF pose deux questions importantes [74] :

	Fréquence		
	0.44 GHz	1.25 GHz	5.3 GHz
Biomasse (tonnes/ha)	100	40	20

TAB. I.2 – Niveau seuil de la biomasse avant saturation d'après IMHOFF (1995).

- dans quelle mesure la saturation des mesures radar avec la biomasse est-elle générale?
- Cette saturation peut-elle avoir un impact sur l'inventaire de la biomasse?

Afin de répondre à ces questions, il propose l'étude de trois forêts très différentes mais avec une échelle de biomasse comparable : deux forêts de conifères, une en Europe et l'autre en Amérique du Nord, et une forêt tropicale à Hawaï. Le même radar réalise des mesures en bandes P, L et C sur ces trois sites et IMHOFF propose les seuils de saturation reportés dans le tableau I.2¹.

1. Les résultats des tableaux I.1 et I.2 sont différents alors que l'on serait tenté de fixer un seuil de saturation pour chaque bande de fréquence. Il faut faire attention que les conditions de mesure

La saturation du coefficient de rétrodiffusion en fonction de la biomasse semble donc générale et dépend effectivement de la fréquence. Il est intéressant de noter qu'avant le seuil de saturation, les mesures semblent être confondues quelle que soit la forêt. Par contre, après la saturation on observe une différenciation des forêts (conifères, tropicales) suivant la polarisation. L'impact sur l'inventaire de la biomasse est quant à lui très pénalisant : en 1998, IMHOFF et al. indiquent que 81% de la phytomasse réside dans des forêts de biomasse supérieure à 100 tonnes/ha et 41% des parcelles ont une densité supérieure à 200 tonnes /ha !

Avec ces données en bande P, RIGNOT et al. estiment que l'on peut quand même cartographier les forêts boréales et en partie les forêts tempérées. RIGNOT, ZIMMERMANN et VAN ZYL s'intéressent à l'inversion de la biomasse en 1995 et travaillent sur l'observation radar des forêts en bande P [103]. Afin de prendre en compte des effets atmosphériques sur la dépolarisation de l'onde incidente, ils proposent d'utiliser une polarisation incidente circulaire, moins sensible à ces changements. Leurs modèles montrent que cette polarisation est finalement peu sensible à la biomasse et confirment l'utilité d'une polarisation rectiligne. De la même manière que BEAUDOIN et al. en 1994 [99], ils montrent que la bande P est la meilleure bande et que les polarisations HH et HV sont plus sensibles que VV à la biomasse. On peut alors étendre le domaine d'inversion de la biomasse en combinant plusieurs fréquences et plusieurs polarisations, compte-tenu que :

- le signal en HV est dominé par la diffusion des branches les plus larges et les plus basses de la canopée,
- aux fortes biomasses, la polarisation HH peut être dominée par la diffusion tronc-sol,

L'erreur d'estimation de la biomasse obtenu par ce procédé est de 12 à 20%.

En 1998, IMHOFF, CARSON et JONHSON publient un article important dans la résolution du problème de saturation du coefficient de rétrodiffusion avec la biomasse [104]. Partant du principe que les basses fréquences permettent d'obtenir les points de saturation les plus élevés, ils proposent des mesures à des fréquences allant de 50 à 450 MHz. Ils montrent que jusqu'à 120 MHz, ils sont capables de discriminer deux parcelles dont les biomasses valent respectivement 87 et 323 tonnes/ha.

En 2000, SMITH et ULANDER réalisent un modèle aux très basses fréquences. En effet en 1999, ULANDER, FRANSSON ET WALTER publient des résultats impressionnants en VHF : ils réalisent des mesures entre 20 et 90 MHz sur des forêts boréales et le système SAR ne montre aucun signe de saturation du coefficient de rétrodiffusion jusqu'à 375 tonnes/ha. Le modèle de rétrodiffusion par la forêt développé par SMITH et ULANDER considère uniquement la polarisation HH et est valide quand les double-rebonds dominant. Le modèle permet de mettre en évidence la relation entre le coefficient de rétrodiffusion et les troncs des parcelles observées. Il reste cependant un problème, observé à la fois dans les mesures et les simulations, avec les parcelles de

ne sont pas complètement connues et de plus, on a vu que les conditions climatiques pouvaient fortement perturber les mesures. Il paraît donc normal que les seuils de mesure ne soient pas identiques. L'important est de noter que la saturation de la biomasse avec la fréquence est un facteur très rapidement limitant surtout au vu des fréquences radar des systèmes d'observation actuels.

faible densité qui présentent une faible corrélation avec les mesures. De plus à très basse fréquence les mesures dépendent énormément de la topographie.

En 2001, MELON et al. complètent l'étude de SMITH et ULANDER [81] : ils utilisent le radar aéroporté CARABAS sur deux plantations de pins dans le sud de la France. Ils utilisent également leur code cohérent, basé sur l'approximation de Born et couplé avec un modèle de croissance, et montrent que les troncs sont les diffuseurs principaux, avec les branches quand celles-ci ont des dimensions comparables. L'effet de la topographie est également étudié et les auteurs montrent qu'une pente de 15° peut diminuer la sensibilité des mesures à la biomasse de 10 dB.

2 Applications liées à la cohérence interférométrique

La cohérence interférométrique est une mesure de la similarité qui existe entre deux images acquises avec une incidence légèrement différente. Deux approches sont possibles :

- soit deux récepteurs distincts réalisent l'acquisition des images simultanément,
- soit un récepteur, en survolant deux fois la même zone, réalise l'acquisition de ces images séparément dans le temps.

Dans le premier cas, on parle d'interférométrie simultanée et dans le second cas d'interférométrie différée. Le principe de l'interférométrie a été énoncé par GRAHAM en 1974 [105] : il lance alors l'idée d'une antenne réceptrice supplémentaire pour former un interféromètre et faire ainsi de la topographie. Il faudra attendre une quinzaine d'années et l'apparition des radars à synthèse d'ouverture (SAR) pour que se développe l'interférométrie SAR (INSAR). En 1986, ZEBKER et GOLDSTEIN donnent des exemples de données topographiques issues de mesures INSAR aéroportées [106]. En 1988, un rapport de la NASA sur l'intérêt de données topographiques précises et les méthodes à développer pour les obtenir incite un certain nombre de chercheurs américains à se lancer dans l'INSAR. En 1990, LI et GOLDSTEIN proposent d'utiliser les systèmes SAR spatiaux et présentent le principe de l'interférométrie différée [107]. Cette méthode ne peut s'appliquer que sous certaines conditions :

- les satellites doivent repasser régulièrement par les mêmes orbites,
- il faut pouvoir négliger les changements intervenus dans la scène observée entre les deux prises de vue²,
- il faut pouvoir recalibrer les images, car entre deux passages on peut noter jusqu'à 1km de décalage pour l'orbite dans le cas de SEASAT.

Les auteurs mettent en évidence l'importance de la baseline, la distance qui sépare les deux satellites, ou les deux positions du satellite dans le temps. Si elle est trop courte, la différence de phase entre les deux images n'est pas suffisamment importante pour être décelée, si elle est trop longue, la décorrélation des images est telle que les informations dérivées ne sont plus pertinentes. De plus, le temps écoulé entre

2. Par exemple, en 1993, GRAY et FARRIS-MANNING indiquent que la cohérence dans le cas de l'interférométrie différée dépend fortement de la vitesse du vent.

les deux prises de vue est important à considérer : il constitue une autre source de décorrélation (la décorrélation temporelle) qu'on rend d'autant plus faible que ce temps est court. L'interférométrie simultanée (aéroportée) paraît être l'approche qui présente le plus grand nombre d'avantages, notamment parce qu'elle évite la décorrélation temporelle. Cependant, l'utilisation des SAR spatiaux présente un avantage indéniable : la surface couverte est beaucoup plus grande. Si on connaît la phase interférométrique entre deux points, on montre, par des considérations géométriques, que l'on peut retrouver la hauteur relative entre les deux points. Cependant, la phase interférométrique est connue à 2π près et cette ambiguïté amène une incertitude sur la hauteur. Il faut alors "dérouler" cette phase. En 1992, ZEBKER et al. utilisent un point de référence pour calibrer la phase [108] et en 1993 MADSEN et al. proposent un algorithme pour dérouler la phase : il n'y a plus besoin de point de référence. Le déroulement de phase n'est pas le seul problème qui est rencontré lorsque l'on veut faire de l'interférométrie. Dès qu'il s'agit de mesures aéroportées, il faut correctement considérer les déviations de l'avion et compenser ses dérives. MADSEN et al. proposent des résultats en interférométrie simultanée aéroportée en bande C : les hauteurs retrouvées sont comparées avec des modèles numériques d'élévation générés par des systèmes optiques et les erreurs maximales constatées varient de 2.2 m en plaine à 5.0m en montagne. On commence à voir à cette époque que l'INSAR a d'autres applications que la topographie : on peut faire de la localisation dans l'espace et également corriger les images radars. ZEBKER s'intéresse à l'interférométrie différée afin de voir s'il est possible de discriminer les sources de décorrélation [109]. L'avantage de l'interférométrie différée (spatiale), outre le fait qu'elle couvre de grandes zones, est que les systèmes SAR nécessaires sont déjà en place (SEASAT, ERS-1, RADARSAT) et qu'on dispose de nombreuses données aéroportées. L'interférométrie différée apparaît à ZEBKER comme une source importante d'information sur la forêt : on peut entre autre observer la croissance de la végétation, le mouvement des glaciers, le gel et le dégel du permafrost ainsi que les effets de l'humidité du sol. Pour comprendre les relations qui existent entre les décorrélations et les caractéristiques de la forêt, il faut définir quelles sont les sources de décorrélation. Il répertorie :

- la décorrélation spatiale due à la baseline,
- la décorrélation temporelle (en différé),
- la décorrélation due au bruit thermique des récepteurs.

Il montre que la décorrélation totale résulte du produit de ces trois décorrélations. Or la décorrélation due au bruit thermique peut être calculée, la décorrélation totale peut être mesurée et la décorrélation spatiale peut être dérivée par application de la transformée de Fourier sur les réponses impulsionnelles en intensité, et il est donc possible de connaître la corrélation totale.

MASSONNET [110] puis GRAY et FARRIS-MANNING[111] en 1993, introduisent le principe de l'interférométrie différentielle, déjà décrit par GABRIEL et al. en 1989 [112]. Pour générer un interférogramme différentiel, il faut faire la différence entre deux interférogrammes. Ceci nécessite donc trois images de la zone observée : deux images prises simultanément forment le premier interférogramme et une troisième image, acquise plus tard et associée à une des deux premières, permet de construire

le second interférogramme. La *différence* entre ces deux interférogrammes devrait être nulle sauf si :

- la scène observée a changé,
- l'épaisseur de l'atmosphère a changé aléatoirement entre les trois prises de vue.

Les interférogrammes sont différents également si certains pixels qui composent l'image ont bougé entre la première et la seconde prise de vue. Il est donc possible d'évaluer les faibles mouvements de terrain (de l'ordre du cm) lors d'un tremblement de terre, d'une éruption volcanique ou lors du déplacement des plaques tectoniques. L'échelle de temp du phénomène observé impose la durée entre les deux prises de vue.

En 1995, WEGMÜLLER et WERNER utilisent les données en interférométrie répétée de ERS-1 en bande C pour classer des forêts [93]. Un niveau plus faible de la cohérence interférométrique a été observé pour les forêts que pour les autres types de végétation et les zones urbanisées : on peut donc discriminer les zones forestières. De plus, les auteurs montrent qu'il est possible de distinguer les forêts de conifères, de feuillus et les forêts mixtes. De la même manière, les vergers, les clairières ont des corrélations interférométriques plus fortes que les forêts et ils peuvent donc également être distingués. Les auteurs ont établi des cartes de classification où les couleurs suivantes ont été employées :

- rouge pour la corrélation interférométrique,
- vert pour l'intensité rétrodiffusée,
- bleu pour la différence d'intensité entre les images de la paire interférométrique.

HAGBERG, ULANDER et ASKNE cherchent à comprendre ce qui peut dégrader la cohérence interférométrique quand on observe des forêts de pins en bande C (ERS-1) et en interférométrie répétée [113]. La décorrélation temporelle est la source de décorrélation la plus forte, mais il semble qu'elle dépend également du type de surface que l'on observe. De plus, l'effet du vent, de la pluie et de la neige n'est pas le même d'une forêt à une autre.

En 1997, WEGMÜLLER et WERNER proposent un algorithme pour la classification. Les entrées de ce modèle sont les mêmes que celles qui leur permettent de faire des cartes RGB (Red, Green, Blue), auxquelles il faut ajouter la texture (rapport entre l'écart-type et la moyenne de l'intensité rétrodiffusée). Ils définissent pour chacune des catégories (zone urbaine, végétation éparsée, forêt, eau, ...) des domaines de variation pour les entrées. L'application de cet algorithme de classification donne des résultats satisfaisants. Un grand nombre de travaux sont alors dédiés à la classification, à l'état des forêts (denses, parsemées, coupées, brûlées, ...) et à l'étude des surfaces agricoles (champs labourés, croissance des plantes, moissons, ...).

Jusqu'ici, on utilisait des relations géométriques simples pour dériver la hauteur de la scène observée (c'est à dire la hauteur des pixels de l'image formée) avec un déroulement de la phase pour lever l'ambiguïté sur la hauteur. Mais de quelle hauteur s'agit-il? Tant qu'il s'agit d'une cible ponctuelle, la hauteur retrouvée correspond à la hauteur de la cible. Mais pour des cibles distribuées, comme c'est le cas dans les forêts, la hauteur retrouvée n'est pas forcément la hauteur de la forêt (de l'extrémité supérieure du houppier). La hauteur retrouvée correspond au centre de phase, c'est

à dire qu'elle localise un niveau situé entre celui du sol et celui de la hauteur de la forêt. Ce niveau dépend :

- des caractéristiques de l'observation radar (fréquence, incidence, polarisation),
- du type de végétation,
- de la biomasse,
- des propriétés diélectriques.

Pour SARABANDI, si l'on veut correctement interpréter les informations issues de la cohérence interférométrique, il faut comprendre les interactions cohérentes qu'il y a entre les ondes électromagnétiques et la végétation. C'est ainsi qu'en 1997, il s'intéresse aux relations qu'il y a entre les mesures INSAR et les caractéristiques de la végétation, afin d'étudier la position du centre de phase [114]. Pour dériver la hauteur, il utilise un modèle théorique basé sur l'équivalence qu'il y a entre obtenir une mesure interférométrique d'une part par un léger décalage de l'angle d'incidence et d'autre part, par un léger changement de la fréquence de l'onde incidente. En 2000, il utilise sa méthode, appliquée au code cohérent qu'il a développé afin de caractériser le centre de phase des forêts [78]. En 1998, CLOUDE et PAPATHANASSIOU introduisent la polarimétrie interférométrique [115]. Une définition généralisée de la cohérence est proposée : au lieu d'utiliser les quatre cohérences fabriquées à partir de la base de polarisations verticale/horizontale, la cohérence est définie pour n'importe quelle base de polarisation possible. La base la mieux adaptée est celle qui permet d'optimiser le module de la cohérence. On peut alors retrouver la hauteur à partir de la phase de la cohérence, censée être plus précise car les deux images sont plus corrélées. On peut également déterminer la combinaison linéaire qui permettrait d'isoler les mécanismes de diffusion (double-rebonds, simple diffusion, ...), auxquels on pourrait associer une hauteur. Cependant, quand il y a de la diffusion de volume, les interactions entre les éléments perturbent la phase et rendent difficile l'extraction de la hauteur. Les auteurs utilisent donc un modèle de diffusion par la forêt (en supposant qu'elle est uniforme) pour relier la cohérence à des caractéristiques de la forêt, comme sa hauteur et son extinction [116].

L'interférométrie SAR est une technique utilisée depuis à peine une quinzaine d'années mais ses applications sont déjà très nombreuses : de la topographie, à la classification en passant par la détermination des hauteurs dans le cas de milieux complexes, les mesures en interférométrie simultanée et surtout en interférométrie différée ont été beaucoup étudiées. Récemment certains auteurs comme SARABANDI, HAGBERG, ULANDER et ASKNE ont attiré l'attention sur le fait que les résultats obtenus sont fortement dépendants des conditions d'observation et des caractéristiques de la scène au moment où elle est illuminée. Il faut donc comprendre avant tout les interactions entre les ondes et la matière pour pouvoir discuter de la précision des résultats, évaluer l'impact du paysage et affirmer l'universalité de certains comportements. De nouvelles techniques comme l'interférométrie polarimétrique sont apparues à la fin des années 90, mais là encore, la compréhension des mécanismes est nécessaire et les modèles de diffusion sont utilisés.

3 Présentation des forêts étudiées

Dans la suite de ce chapitre et dans les chapitres suivants, nous allons nous intéresser à l'application de notre modèle cohérent à deux forêts, l'une tropicale et l'autre tempérée. Des mesures radars en bande P, L et C (AIRSAR) sont disponibles sur la forêt tropicale des mangroves et uniquement en bande C (ERS 1) sur Fontainebleau. Les mesures terrains sont également disponibles et ont été réalisées par le CESBIO en 1993 pour les mangroves et en 1994 et 1995 pour Fontainebleau. Les sites et les données terrain sont décrits dans les sections suivantes reprenant les articles de MOUGIN et al. et PROISY et al. [117, 118, 119, 120, 121].

3.1 La forêt de mangroves

3.2 Description du site

Les forêts de mangroves sont intéressantes à étudier du point de vue de la modélisation électromagnétique car elles sont très humides et leur sol constitue une surface très réfléchissante. A ce titre, on s'attend à une contribution importante des double-rebonds surtout aux bandes P et L et avec une réponse $\sigma_{HH}^0 > \sigma_{VV}^0$ et une grande sensibilité de σ_{HV}^0 en fonction de la biomasse. On s'attend également à ce que les effets cohérents soient importants du fait justement que ce sol réfléchissant va favoriser les interactions multiples.

Ces forêts sont situées le long des côtes et couvrent 10 millions d'hectares, soit 75% des côtes dans le monde et représentent 1% des forêts tropicales. Ce sont des forêts de palétuviers se développant dans des zones extrêmement humides. A la différence des forêts tropicales de l'intérieur des terres, elles ne comportent pas autant d'espèces (on en dénombre jusqu'à une trentaine). Dans les mangroves Guyanaises, étudiées par MOUGIN et al. et PROISY et al., seules quatre espèces sont représentées : les palétuviers gris, blancs et rouges (deux espèces). Trois stades principaux de développement sont identifiés et se rencontrent au fur et à mesure que l'on s'éloigne des côtes et que l'on progresse vers l'intérieur des terres (voir figure I.1) :

- le stade pionnier (palétuviers gris et blancs),
- le stade mature (palétuviers blancs),
- le stade déclinant (palétuviers gris, blancs et rouges).

Le stade pionnier s'observe au niveau des bancs de vase, ce sont des forêts arbustives, homogènes avec une forte densité de troncs (10 000 à 40 000 par hectare). La hauteur moyenne des troncs varie entre 0.8 m et 8m. Les parcelles matures sont des forêts homogènes où l'espèce à croissance rapide (palétuviers blancs) domine les autres (les palétuviers gris). Elles ont une densité de troncs plus faible (500 à 2000 par hectare) mais atteignent des hauteurs moyennes allant jusqu'à 30m. A l'intérieur des terres, la forêt est marécageuse ou inondée : c'est le stade déclinant. La densité de troncs y est la plus faible (300 à 600 par hectare) et plusieurs espèces de palétuviers s'y côtoient, rendant la forêt très hétérogène. Les données radar ont été collectées par le système aéroporté AIRSAR en Juin 1993 (campagne conjointe NASA/JPL). Le coefficient de rétrodiffusion est disponible en VV, HH et HV pour les trois bandes



FIG. I.1 – *Vue d'avion d'une mangrove guyanaise.*

de fréquence P (0.44 GHz), L(1.25 GHz) et C (5.3 GHz). Le radar se situe environ à 8 km d'altitude et son angle d'incidence moyen est de 35° . L'incertitude sur les mesures calibrées est estimée à 2 dB en bande P, 1.2 dB en bande L et 1.0dB en bande C.

La description des parcelles que nous avons étudiées est donnée dans le tableau I.3. La forêt est décrite de la manière suivante : chaque parcelle est composée de deux ou trois couches horizontales, dans lesquelles sont précisées les caractéristiques physiques et diélectriques des éléments de végétation. Par exemple la parcelle 5 fait 18 m de haut et elle est composée de trois couches :

- la plus basse (Bottom) comporte deux types de troncs ($2h=8\text{m}$ et $2r=46.8\text{cm}$ ou $2r=3.58\text{cm}$),
- la couche intermédiaire (Middle) contient un type de troncs (qui sont dans prolongement de ceux de la première couche) ($2h=6\text{m}$ et $2r=27\text{cm}$), deux types de branches ($2h=2.5\text{m}$, $2r=3\text{cm}$ et $2h=1.5\text{m}$, $2r=0.72\text{cm}$) et deux types de feuilles ($2a=11.7\text{cm}$, $2b=5.4\text{cm}$, $2c=0.37\text{mm}$ et $2a=11.9\text{cm}$, $2b=3.5\text{cm}$, $2c=0.42\text{mm}$).
- la couche la plus haute (Top) est composée d'un type de branches ($2h=1\text{m}$ et $2r=2.24\text{cm}$) et d'un type de feuilles ($2a=11.9\text{cm}$, $2b=3.5\text{cm}$, $2c=0.42\text{mm}$).

La densité de chaque type d'élément est précisé dans le tableau. Les couches peuvent contenir plusieurs catégories de branches et de feuilles. Ces diffuseurs sont répartis comme on l'a expliqué dans la partie précédente. Le sol est modélisé quant à lui par une surface rugueuse et diélectrique non inclinée. Les constantes diélectriques du sol et de la végétation ont été calculées en utilisant les formulations de [9, 10, 11, 5],

3 Présentation des forêts étudiées

Numéro Parcelle	Couche	Feuilles				Branches			Troncs			
		H m	2a cm	2b cm	2c mm	\mathcal{D} m^{-3}	2h m	2r cm	\mathcal{D} m^{-3}	2h m	2r cm	\mathcal{D} m^{-3}
2	Top	2	9.4	5.7	0.46	352	0.5	0.46	41	2	1.6	0.685
	Bottom	1								1	2.1	1.37
5	Top	4	11.9	3.5	0.42	149	1	2.24	0.94			
	Middle	6	11.9	3.5	0.42	149	1.5	0.72	2.06			
				11.7	5.4	0.37	62	2.5	3	0.208	6	27
Bottom	8								8	3.58	2060.10^{-5}	
									8	46.8	89.10^{-5}	
8	Top	4	11.9	3.5	0.42	215	1.5	1.32	1.22			
	Middle	6	11.9	3.5	0.42	215	1.5	1.62	2.88			
				11.7	5.4	0.37	136	4	3.38	0.334	6	43.1
Bottom	8								8	9.4	575.10^{-5}	
									8	51	78.10^{-5}	
12	Top	4	11.9	3.5	0.42	165	1.5	2.3	0.66			
	Middle	6	11.9	3.5	0.42	149	1.5	2.3	0.437			
				11.7	5.4	0.37	62	3	2.82	0.22	6	35
Bottom	10								10	19.6	175.10^{-5}	
									10	56	55.10^{-5}	

TAB. I.3 – Description des parcelles de mangroves étudiées. On précise que les angles d'Euler ont été pris tels que $\alpha \in [0, 2\pi[$ et $\beta \in [0, \frac{\pi}{2}[$ pour les branches et $\alpha \in [0, 2\pi[$, $\beta \in [0, \frac{\pi}{2}[$ et $\gamma \in [0, \frac{\pi}{2}[$ pour les feuilles. H est la hauteur de la couche; a, b et c sont les dimensions des demi-axes des ellipsoïdes qui modélisent les feuilles; r et h sont respectivement le rayon et la demi-hauteur des cylindres employés pour représenter les branches et les troncs; \mathcal{D} est leur densité.

	Parcelles			
	2	5	8	12
h_{rms} (cm)	1.2	1.7	1.7	1.7
l_c (cm)	20	10	10	10

TAB. I.4 – Paramètres de la rugosité du sol.

sachant que la température est d'environ $30^\circ C$, que l'humidité est estimée proche de la saturation (70%) et que le sol est composé de 5% de sable et 50% d'argile. Par ailleurs, les longueurs de corrélation du sol (l_c) et les hauteurs quadratiques moyennes (h_{rms}) sont données dans le tableau I.4. Les faibles valeurs de h_{rms} et les grandes longueurs de corrélation correspondent à une faible rugosité (surtout aux basses fréquences). Les biomasses des parcelles considérées sont données dans le

TAB. I.5 – *Biomasse des différentes parcelles, agencées par valeur croissante de biomasse.*

Parcelle	Stage	Biomasse Totale (tDM/ha)
2	pionnier	31.5
5	mature	239.5
12	déclinant	356.8
8	mature	437.4



FIG. I.2 – *Perchis de hêtres : parcelle H13.*

tableau I.5, balayant des valeurs de [31.5,437.4] tonnes/ha ou tDM/ha (en anglais : ton of dry matter per hectare).

3.3 La forêt de Fontainebleau

La forêt de Fontainebleau, située au sud de Paris, est caractérisée par une température moyenne annuelle de 10,2°. Elle couvre 17000 hectares, gérés par l'ONF. Elle contient plusieurs espèces de feuillus (chêne, hêtre, ...) que l'on trouve sur terrain plat et de conifères (pin sylvestre) présents sur les versants et les sols rocheux. Les forêts de feuillus ont pour caractéristique de perdre leurs feuilles en automne (début novembre). Au printemps (mi-avril), les bourgeons débourent et les feuilles

apparaissent (feuillaison). Des parcelles correspondant à des zones homogènes ont été définies. La parcelle dont nous avons étudié la variation saisonnière du coefficient de rétrodiffusion est un perchis de hêtres, répertorié sous l'appellation *H13* (voir figure I.2).

Couche	Branches							Troncs					
	H m	2h m	2r cm	\mathcal{D} m^{-3}	β_0 °	β_m °	p	2h m	2r cm	\mathcal{D} m^{-3}	β_0 °	β_m °	p
Top	3	0.375	0.2	27.16	-20	35	2						
Middle	6	0.375	0.2	27.16	-20	35	2						
		1.25	0.75	0.18	-30	30	2						
		1.25	1.25	0.27	-180	30	1	2.75	1.89	0.055	-20	0	2
Bottom	6						3	0.04	0.055	-20	0	2	

TAB. I.6 – Description des branches et des troncs de la parcelle *H13*. Les variables complémentaires de la distribution angulaire sont données par $\beta_1 = 0$ degrés et $\beta_2 = 20$ degrés pour les troncs ou $\beta_2 = 90$ degrés pour les branches. La loi de distribution des angles est donnée dans [83].

Jours julien	29	63	95	134	169	204	236	309	344
2a (cm)				3.37	3.83	3.82	3.82	3.82	
2b (cm)				2.15	2.35	2.35	2.35	2.35	
2c (mm)				0.0690	0.0720	0.0715	0.0715	0.0715	
humidité feuilles				0.69	0.63	0.60	0.57		
humidité branches	0.43	0.43	0.44	0.49	0.45	0.43	0.43	0.43	0.43
humidité sol	0.57	0.55	0.46	0.25	0.14	0.11	0.15	.040	0.48

TAB. I.7 – Description des feuilles et variation de l'humidité sur la parcelle *H13*. La distribution angulaire des feuilles a pour variables : $\beta_0 = \beta_2 = 90^\circ$, $\beta_1 = \beta_m = 0^\circ$ et $p=2$.

Les tableaux I.6 et I.7 rassemblent les mesures terrains effectuées sur cette parcelle. La rugosité du sol est définie par $l_c = 5cm$ et $h_{rms} = 1.22cm$ et sa composition granulométrique est la suivante : 65% de sable et 18% d'argile.

Les mesures ont été acquises mensuellement par les radars à synthèse d'ouverture ERS-1 et ERS-2 entre avril 1994 et février 1997. Les données sont disponibles en bande C (f=5.3 GHz), uniquement en polarisation VV et sous une incidence moyenne de 35° . La précision donnée par la calibration est de 0.3dB et le coefficient de rétrodiffusion est défini avec une résolution radiométrique de $\pm 0.5dB$ (résolution dérivée du nombre de pixels intégrés) [119].

Chapitre II

Simulation du coefficient de rétrodiffusion

1 La forêt de mangroves

Les forêts de mangroves sont caractérisées par un fort taux d'humidité ($m_g = 70\%$), à la fois en ce qui concerne le sol et la végétation. Ceci laisse supposer qu'aux basses fréquences, en bande P notamment, les réflexions multiples avec le sol vont jouer un rôle prédominant. En montant dans les hautes fréquences, en bande L puis en bande C, on s'attend à voir une inversion dans les mécanismes dominants (la simple diffusion devenant majoritaire devant les doubles-rebonds) et dans les diffuseurs dont la contribution est majoritaire (la réponse des troncs constituant la majeure partie du signal en bande P, et celle des branches et des feuilles dominant la réponse totale en bande C). On s'attend également à ce que cette montée en fréquence fasse apparaître un défaut de notre modélisation, à savoir la non prise en compte de la diffusion par groupe particulièrement visible aux fortes densités. Les résultats présentés dans ce chapitre ont été obtenus en considérant un certain nombre de parcelles répertoriées dans [118, 120]. Seules celles dont la description se rapproche le plus d'une forêt monospécifiée ont été retenues. Certaines parcelles sont caractérisées par la présence de feuilles et de petites branches dans la première couche, c'est à dire au niveau du sol et ne peuvent donc pas être considérées par notre modèle. Les simulations ont été réalisées en considérant pour chaque parcelle des surfaces de forêt correspondant à au moins une centaine d'arbres. De plus, pour se rendre indépendant de la structure de la forêt (mais pas des arbres), ces résultats ont été moyennés sur plusieurs réalisations. En faisant l'hypothèse de l'indépendance des arbres, on a constaté que la convergence des résultats est atteinte pour un nombre de 500 simulations dans le cas de la parcelle 2, un peu moins (~ 300) dans le cas de parcelles moins denses (voir figure II.1).

1.1 Comparaison avec des mesures

Sur les figures II.2, II.3 et II.4 est représenté le coefficient de rétrodiffusion des mangroves en dB, pour les polarisations VV, HH et HV, en fonction de la biomasse

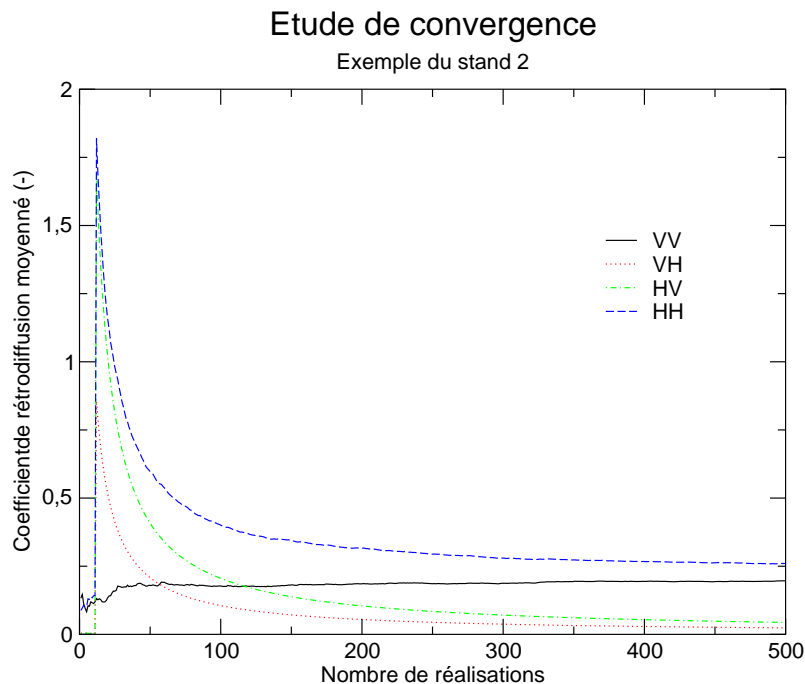


FIG. II.1 – Convergence du coefficient de rétrodiffusion pour les polarisations VV, HH, VH et HV en fonction du nombre de réalisations de la forêt (Cas de la parcelle 2).

en tDm/ha (ton of dry matter per hectare) et pour les bandes de fréquence P, L et C. L'angle d'incidence est de 35° . Une première conclusion émerge de ces courbes : la variation non monotone du coefficient de rétrodiffusion en fonction de la biomasse ne nous permet pas d'espérer une inversion des données. Il apparaît donc important pour arriver quand même à extraire des informations pertinentes de ces observations radar, de comprendre quels sont les mécanismes qui amènent cette non-monotonie. C'est ce que nous allons étudier dans ce chapitre.

En bande P et en bande L, les résultats en copolarisation sont en bon accord avec les mesures. Pour les résultats en polarisation croisée, l'accord se fait aux fortes biomasses pour les bandes P et L mais on constate une différence importante aux faibles biomasses. En bande C, on commence à observer certains décrochages aux fortes biomasses pour VV et HH et également aux faibles biomasses pour HH. Mais le plus remarquable est la divergence entre les mesures et les simulations en HV, qui apparaît lorsque la biomasse augmente. Il est intéressant de s'attarder sur ces différences. En effet, elles touchent surtout les résultats en polarisation croisée et elles diffèrent suivant la bande de fréquence. Effectivement en bande P et en bande L, on constate ce défaut surtout aux faibles biomasses alors qu'en bande C, la différence est d'autant plus grande que la biomasse est importante.

Ceci pourrait être le signe que la modélisation de la diffusion de surface choisie n'est pas adaptée, notamment parce qu'elle ne calcule pas correctement la contribution du sol en polarisation croisée. Cette explication est plausible : nous utilisons des modèles de diffusion par le sol qui sont uniquement développés en copolarisation. De

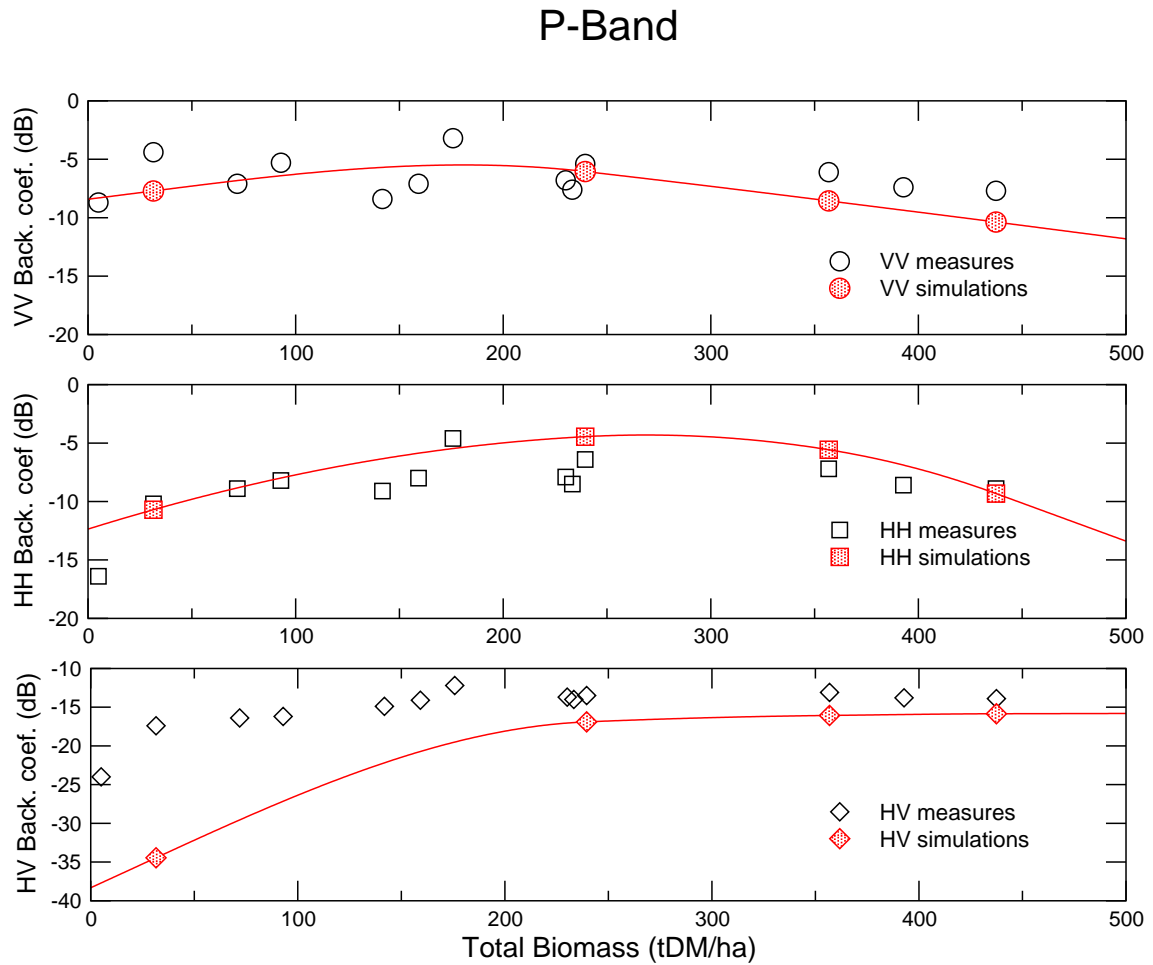


FIG. II.2 – Mesures (blanc) et simulations (plein) du coefficient de rétrodiffusion (dB) en bande P ($f = 0.44\text{GHz}$) des mangroves en fonction de la biomasse (tDM/ha). L'incidence est donnée par $\theta_i = 35^\circ$.

plus, en bande P, la parcelle 2 (faible biomasse) a une profondeur de pénétration telle que le sol est tout à fait visible. Cependant, le sol reste trop peu rugueux pour que la composante en HV soit importante. Par ailleurs, si cette explication est valable en bande P, elle ne l'est plus en bande C et elle est d'autant moins recevable que la biomasse est forte. On ne peut donc pas imputer le comportement de la composante en HV uniquement à l'inadaptation du modèle de diffusion de surface.

La prise en compte des effets de groupe, dus aux fortes densités, a un impact important sur les résultats en polarisation croisée et dans une moindre mesure sur les simulations en copolarisation [22]. AU, TSANG, SHIN et KONG montrent dans leur article qu'un modèle cohérent du type que nous avons développé simule correctement le comportement en copolarisation. Le bon accord en VV et en HH que l'on constate à toutes les fréquences tend effectivement à appuyer l'hypothèse que la déficience du modèle viendrait du fait qu'il ne calcule pas la diffusion de groupe (calcul en champ proche).

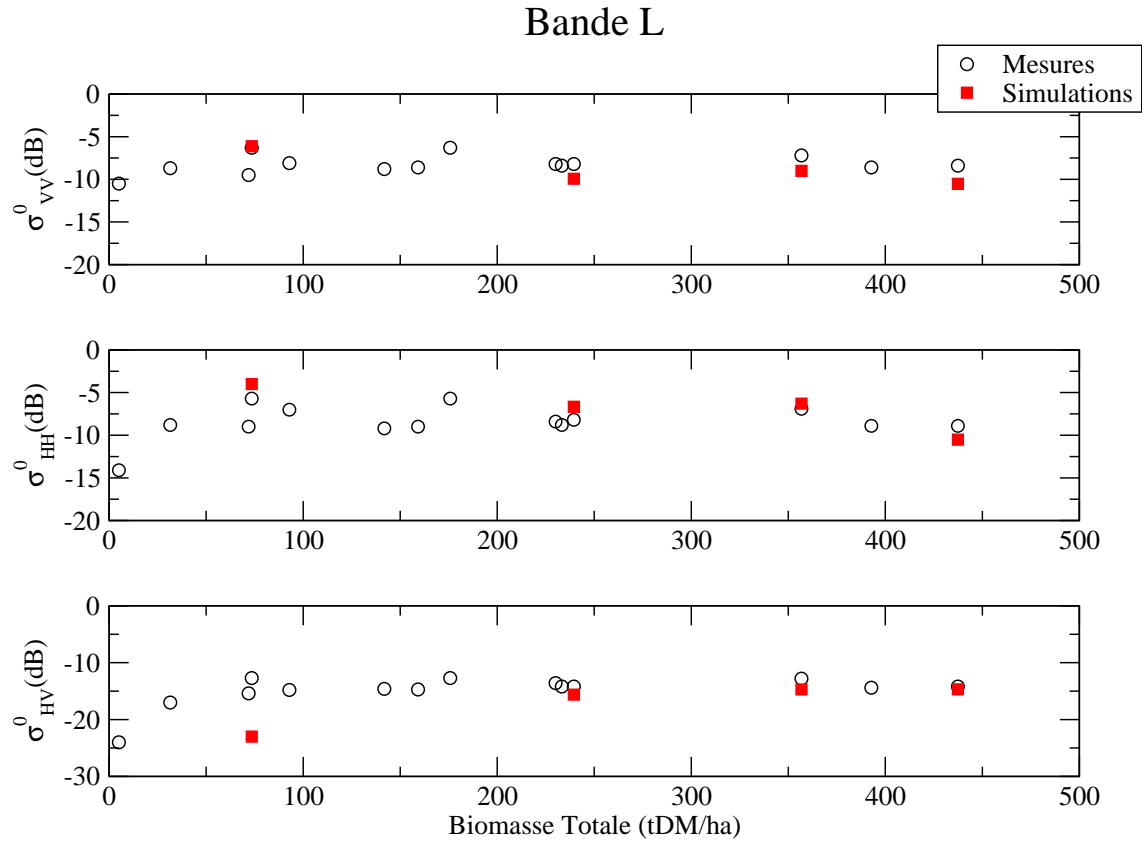


FIG. II.3 – Mesures (blanc) et simulations (plein) du coefficient de rétrodiffusion (dB) en bande L ($f = 1.25\text{GHz}$) des mangroves en fonction de la biomasse (tDM/ha).

Comment expliquer par ailleurs cette différence de tendance sur HV suivant les fréquences?

D'après le tableau II.2, on peut remarquer qu'en bande P, l'onde pénètre jusqu'à la couche la plus basse alors qu'en bande C pour les mêmes parcelles, elle pénètre uniquement dans la couche la plus haute ou jusque dans la couche moyenne. Or la parcelle 2 (faible biomasse) est celle pour laquelle la densité de troncs est la plus forte (plus de 65 fois supérieure à la deuxième plus forte densité de troncs), induisant des interactions cohérentes entre troncs importantes en bande P. Donc, non seulement il aurait fallu considérer la sommation cohérente des arbres (et donc des troncs) mais en plus, il faudrait peut-être prendre en compte les interactions en champ proche. Ceci dit, l'hypothèse de l'indépendance des troncs semble être vérifiée pour les autres parcelles, étant donné la faible densité des troncs et leur diamètre et il ne semble pas que la prise en compte des interactions en champ proche soient nécessaires. Les résultats que nous obtenons aux faibles biomasses peuvent être dus à l'architecture toute particulière des parcelles correspondantes (structures denses) pour laquelle notre modèle est mal adapté.

En bande C, l'onde pénètre uniquement dans la deuxième couche de la parcelle 2 (parcelle de plus faible biomasse). Dans cette couche, les densités des branches,

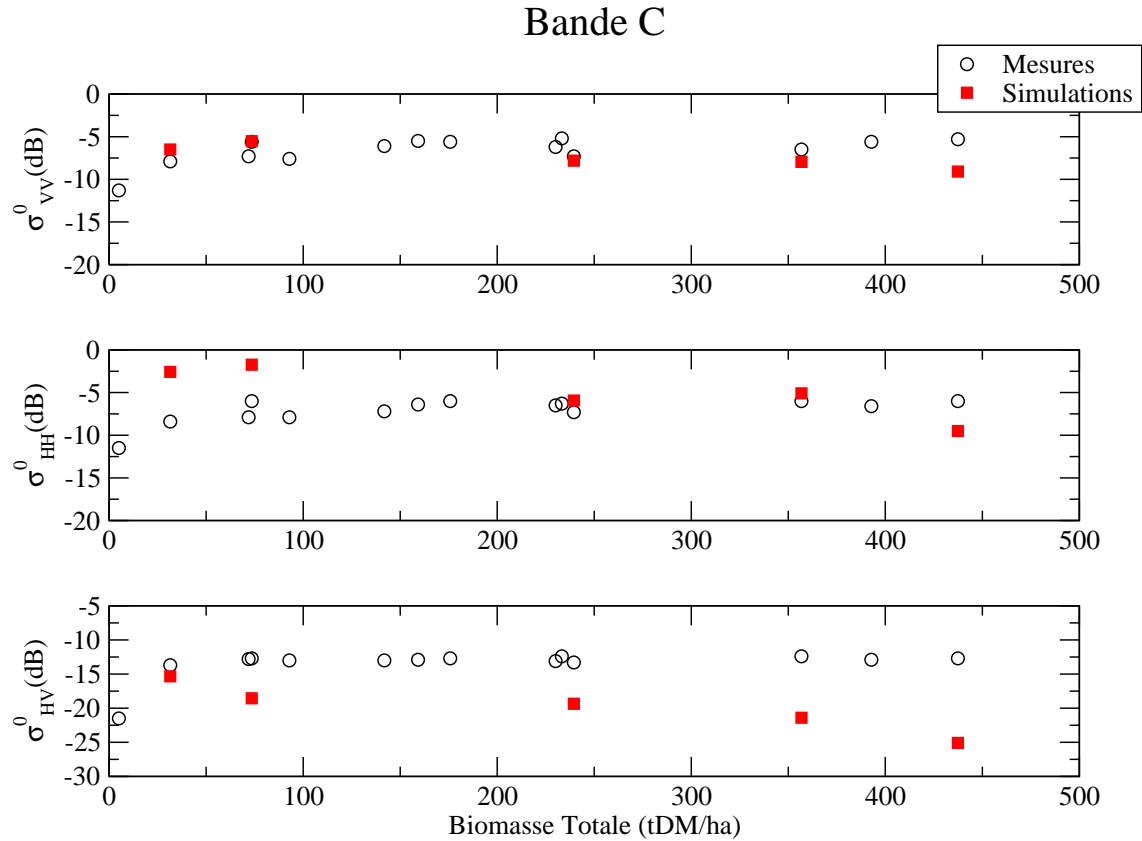


FIG. II.4 – Mesures (blanc) et simulations (plein) du coefficient de rétrodiffusion (dB) en bande C ($f = 5.3\text{GHz}$) des mangroves en fonction de la biomasse (tDM/ha).

des feuilles et des troncs sont largement supérieures à celles des autres parcelles (1.6 fois supérieure pour les feuilles et presque 15 fois supérieure pour les branches). Les effets cohérents ont lieu maintenant dans le houppier et non plus au niveau des troncs. Or notre calcul est **cohérent** à l'intérieur d'un arbre. On ne prend pas en compte les interactions en champ proche des diffuseurs mais on considère quand même leurs effets cohérents par le biais de la sommation complexe de leurs contributions. En ce qui concerne la parcelle 2, en bande C et en polarisation croisée, le résultat est tout à fait acceptable. Ce raisonnement ne semble plus s'appliquer pour les autres parcelles. Qu'est-ce qui amène ce changement? En regardant plus attentivement les contributions de chacun des diffuseurs, une différence notable que l'on peut noter entre la parcelle 2 et les autres parcelles réside dans le rapport des fractions volumiques des feuilles et des branches pour les plus hautes couches. Dans le tableau II.1, on peut noter qu'à part pour la parcelle 2, l'ensemble des parcelles présentent des fractions volumiques de branches supérieures à celle des feuilles. Les rapports sont respectivement de 2.45, 3.06 et 5.24 pour les parcelles 5, 12 et 8. Or la différence entre les mesures et les simulations sont respectivement de 2.45, 3.06 et 5.24 dB. Il y a donc pratiquement une relation linéaire entre l'écart aux mesures et la prépondérance des branches en terme de fraction volumique. En résumé, il semblerait donc qu'en bande C il faille prendre en compte les interactions en champ proche

Parcelle	Stade	Fraction Volumique ($-$) 10^{-5}		
		Troncs	Branches	Feuilles
2	pionnier	34.2	22.7	30.3
5	mature	72.0	24.8	10.11
12	déclinant	103.7	28.8	9.4
8	mature	93.6	86.4	16.5

TAB. II.1 – Fractions volumiques pour les parcelles 2, 5 12 et 8.

entre les branches des couches supérieures. Ceci vient appuyer les conclusions de CHIU et SARABANDI dans [89], pour qui les interactions en champ proche sont plus significatives en bande C qu'en bande L. Une étude des contributions des différents mécanismes de diffusion et des différents types de diffuseur est présentée dans la section suivante.

Parcelle	Stade	Hauteur m	Profondeur de pénétration (m)	
			$f = 0.44GHz$	$f = 5.3GHz$
2	pionnier	3	3.00	1.65
5	mature	18	11.18	5.74
12	déclinant	20	10.02	6.30

TAB. II.2 – Profondeur de pénétration pour les parcelles pour une incidence de $\theta_i = 35^\circ$ et $f = 0.44GHz$ ou $5.3GHz$.

1.2 Analyse

a) Quels sont les diffuseurs dont la contribution est majoritaire?

Comme nous l'avons expliqué en début de ce chapitre, les mangroves ont un taux d'humidité tel qu'on attend des résultats en rétrodiffusion fortement influencés par les interactions troncs-sol, surtout en bande P. En ce qui concerne les diffuseurs, on s'attend à une prédominance des troncs. Dans cette section, nous allons donc nous intéresser aux diffuseurs qui contribuent le plus au signal total. Le but est double :

- d'abord, cela permettrait de vérifier nos hypothèses et de valider le comportement du modèle,
- à terme, cela pourrait nous amener à simplifier le modèle, en fonction des caractéristiques de l'observation radar, en ne prenant en compte que les mécanismes ou les contributeurs significatifs.

I. DÉCOMPOSITION SUIVANT LE TYPE DE DIFFUSEUR

i) En bande P

Sur les figures II.5, II.6 et II.7 on a séparé les contributions des branches et des troncs puis des feuilles et enfin du sol en fonction de la biomasse et pour toutes les

Bande P - Polarisation VV

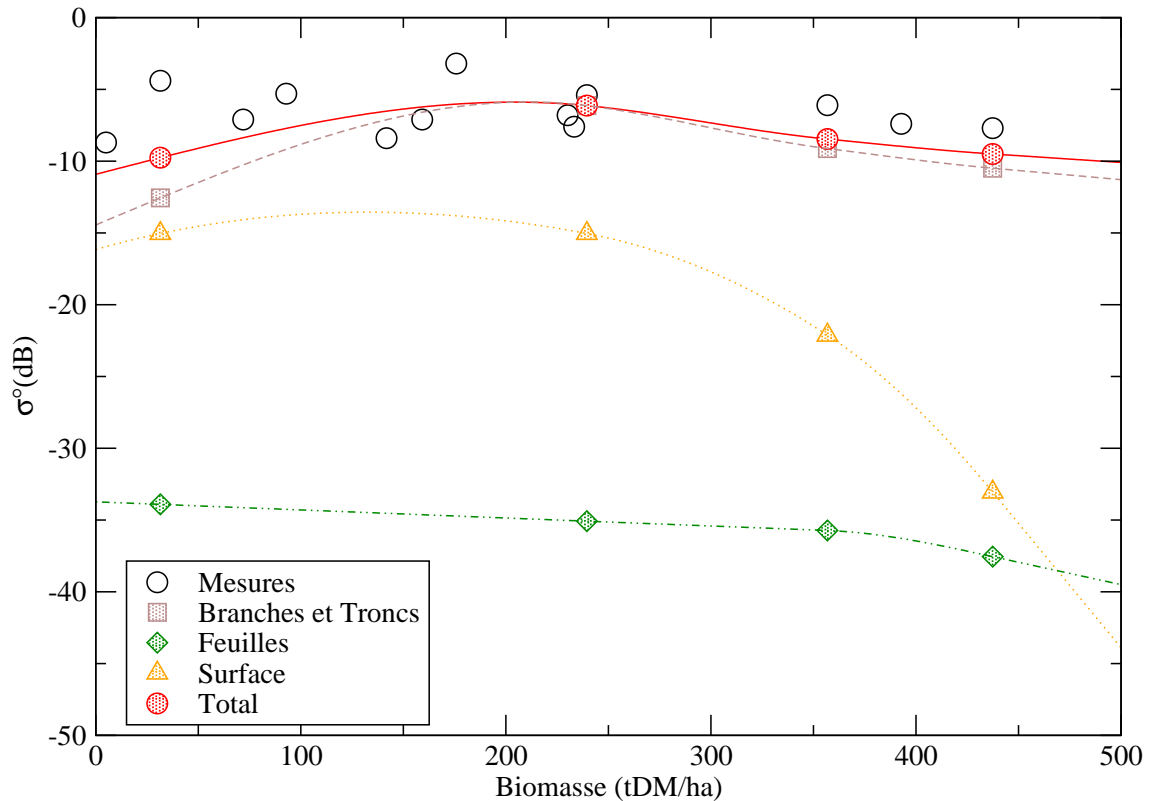


FIG. II.5 – Mesures en polarisation VV du coefficient de rétrodiffusion total (cercles) et simulations en fonction de la biomasse des contributions au coefficient de rétrodiffusion des branches et des troncs (carrés), des feuilles (losanges), du sol (triangles). L'angle d'incidence est donné par $\theta_i = 35^\circ$ et la fréquence est de $f = 0.44\text{GHz}$.

polarisations. Plus la biomasse est faible, plus la contribution du sol est importante avec $VV > HH > HV$. Effectivement, le sol est plus visible, l'onde moins atténuée. On a émis précédemment l'hypothèse que l'écart entre les mesures et les simulations en polarisation croisée et en bande P notamment pouvait venir d'une modélisation inadéquate de la diffusion de surface. Cette différence pourrait avoir une autre origine : le double-rebond tronc-sol par exemple est un mécanisme qui tend à augmenter la contribution en polarisation croisée, à condition que la surface soit inclinée [19]. Cependant, l'effet serait visible sur toutes les parcelles où les double-rebonds sont prépondérants et nous verrons par la suite que ce n'est pas le cas. De plus, cela ne pourrait pas expliquer le comportement en haute fréquence.

On peut remarquer ensuite, en conformité avec la bibliographie, que les plus grandes dynamiques sont observées en HH et surtout en HV, avec des résultats en HH comparables voire supérieurs à VV quand on monte en fréquence.

A part pour les faibles biomasses, où le sol joue un rôle important, on peut observer que les simulations bénéficient majoritairement des branches et des troncs.

Bande P - Polarisation HH

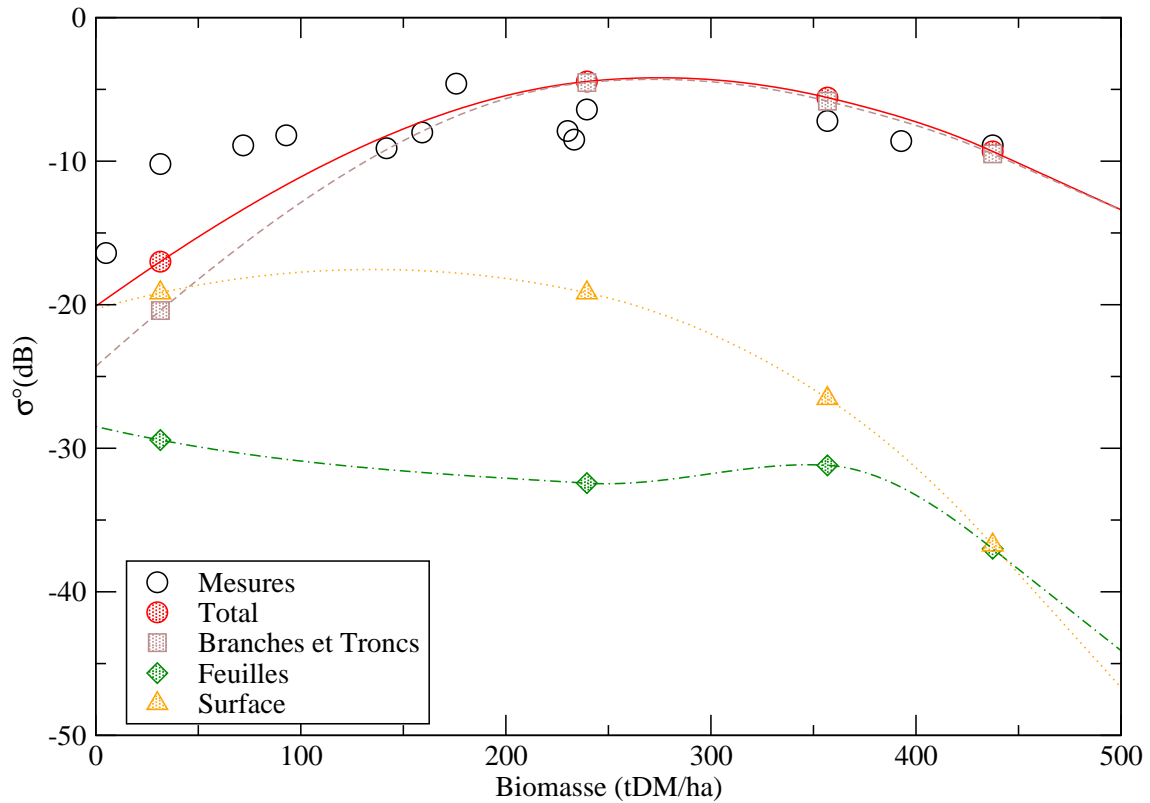


FIG. II.6 – Mesures en polarisation HH du coefficient de rétrodiffusion total (cercles) et simulations en fonction de la biomasse des contributions au coefficient de rétrodiffusion des branches et des troncs (carrés), des feuilles (losanges), du sol (triangles). L'angle d'incidence est donné par $\theta_i = 35^\circ$ et la fréquence est de $f = 0.44\text{GHz}$.

La contribution des feuilles est de manière générale beaucoup plus faible. Cela peut s'expliquer au regard des fractions volumiques : les branches sont alors beaucoup plus importantes que les feuilles (voir le tableau II.1). La parcelle 2 occupe une position à part : dans son cas le sol est visible (voir le tableau II.2) et les diffuseurs ont des fractions volumiques comparables. Cela nous conduit donc à une situation où les différentes contributions devraient être à peu près identiques. Or ce n'est pas le cas en copolarisation : si l'ensemble branches-troncs et le sol ont des niveaux comparables, les feuilles présentent un niveau qui est inférieur pratiquement de -20 dB en VV et d'environ -10 dB en HH. Cela peut s'expliquer par le fait, qu'à l'intérieur du houppier, les feuilles constituent, du fait de leur grand nombre, un milieu pratiquement homogène qui ne diffuse pas.

ii) En bande L

En bande L, il apparaît encore nettement que les diffuseurs qui contribuent le plus appartiennent au groupe branches-troncs (voir figures II.8,II.9 et II.10). Le niveau

Bande P - Polarisation HV

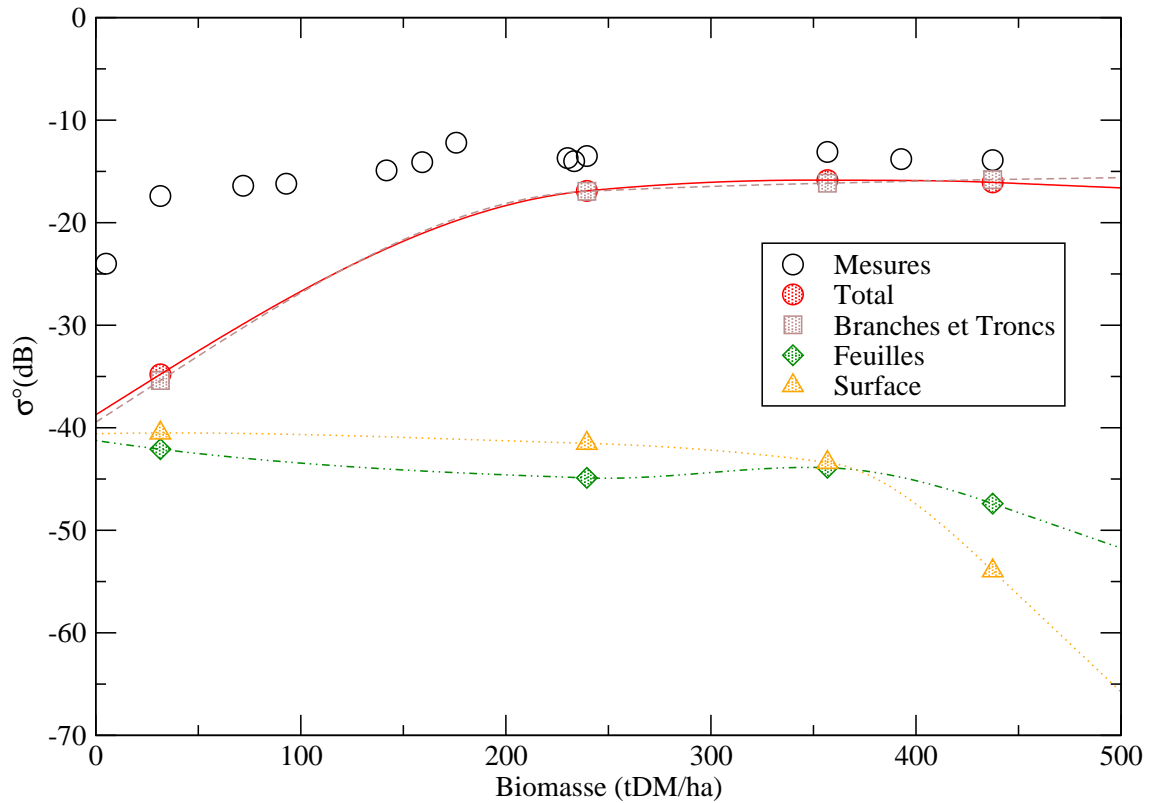


FIG. II.7 – Mesures en polarisation HV du coefficient de rétrodiffusion total (cercles) et simulations en fonction de la biomasse des contributions au coefficient de rétrodiffusion des branches et des troncs (carrés), des feuilles (losanges), du sol (triangles). L'angle d'incidence est donné par $\theta_i = 35^\circ$ et la fréquence est de $f = 0.44\text{GHz}$.

des feuilles a clairement augmenté de 5 à 10 dB quelles que soient les polarisations. Par contre le sol a vu sa contribution fortement diminuée, d'environ 20 dB. Ceci est en parfait accord avec la montée en fréquence : les ondes ne pénètrent plus jusqu'au sol, amenant ainsi une contribution plus forte des feuilles et plus faible du sol. Les troncs sont certainement moins visibles (on le verra plus en détail lors de l'analyse des mécanismes), mais les branches des couches supérieures compensent ce phénomène.

iii) En bande C

Comme nous l'avons dit en début de ce chapitre, les résultats en bande C, sont de loin les moins satisfaisants. Un net décrochage entre les mesures et les simulations s'observe sur les figures II.11, II.12 et II.13. aux fortes biomasses en VV (plus de 3.5 dB d'écart) et aux faibles biomasses en HH (presque 6 dB). De plus, en polarisation croisée, les résultats sont d'autant plus divergents que la biomasse est forte (jusqu'à 12.5 dB!). Plusieurs remarques sont à faire :

- on observe un comportement erratique du sol en fonction de la biomasse et les

Bande L - Polarisation VV

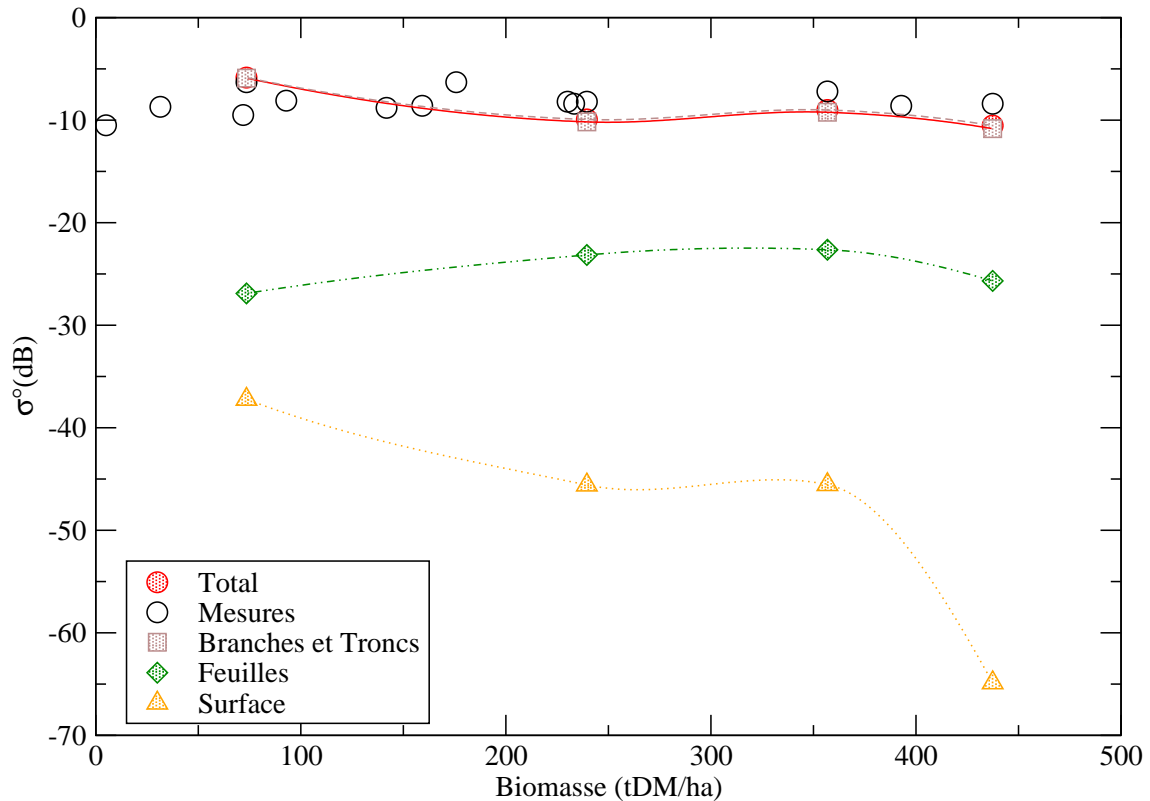


FIG. II.8 – Mesures en polarisation VV du coefficient de rétrodiffusion total (cercles) et simulations en fonction de la biomasse des contributions au coefficient de rétrodiffusion des branches et des troncs (carrés), des feuilles (losanges), du sol (triangles). L'angle d'incidence est donné par $\theta_i = 35^\circ$ et la fréquence est de $f = 1.25 \text{ GHz}$.

niveaux sont parfois anormalement hauts pour cette fréquence,

- les branches et les troncs ne sont plus les contributeurs majoritaires,
- les feuilles diffusent plus que les branches et les troncs aux fortes biomasses.

La première de ces observations résulte de l'interaction complexe de deux phénomènes en opposition : plus on monte en fréquence, plus le sol devrait être invisible pour le radar. Cependant, la contribution d'un sol nu en intensité a tendance à croître avec la fréquence. Le comportement erratique du sol ne résulte peut-être que de cette compensation variable suivant les parcelles. Le fait qu'il puisse atteindre des niveaux importants peut traduire également soit un problème de modélisation du sol, soit un problème de calcul de l'atténuation des couches de végétation à ces fréquences. Or en bande C, le sol des mangroves peut être correctement modélisé par l'approximation de Kirchhoff. Il nous reste donc l'hypothèse que l'atténuation est mal calculée. Deux raisons pourraient appuyer cette thèse :

- le fait que peu de diffuseurs parmi les branches et les troncs de l'ensemble des parcelles vérifient rigoureusement le domaine de validité,

Bande L - Polarisation HH

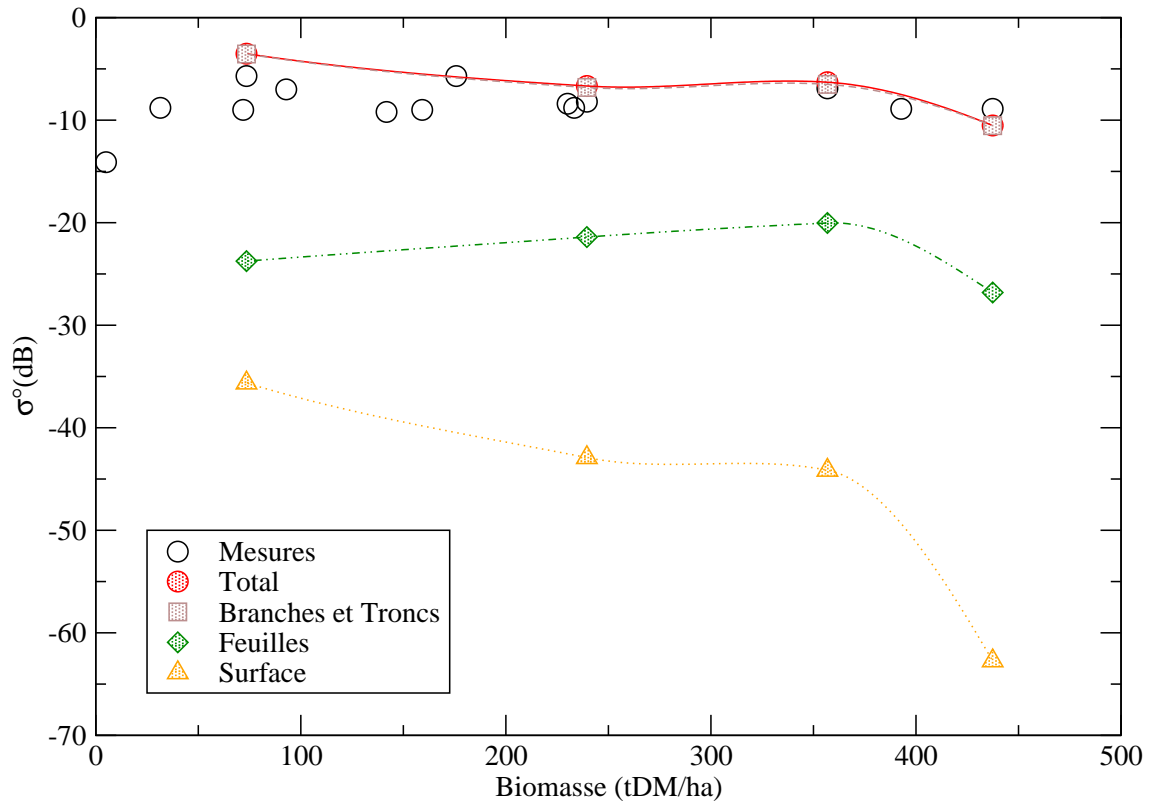


FIG. II.9 – Mesures en polarisation HH du coefficient de rétrodiffusion total (cercles) et simulations en fonction de la biomasse des contributions au coefficient de rétrodiffusion des branches et des troncs (carrés), des feuilles (losanges), du sol (triangles). L'angle d'incidence est donné par $\theta_i = 35^\circ$ et la fréquence est de $f = 1.25 \text{ GHz}$.

- le fait que nous ayons des problèmes de fortes densités et des effets de groupement de diffuseurs.

La première hypothèse ne semble pas si pénalisante, dans la mesure où, bien que constatée dans une même mesure en bande L, elle n'a pas introduit de comportement aberrant. Notons par ailleurs que AU et al. ont avancé dans [22] que les effets de diffusion par groupe (cluster) affectent la diffusion en polarisation croisée mais aussi le calcul de l'atténuation. Il se pourrait que ce soit là la raison du comportement erratique du sol en bande C.

Les deuxième et troisième remarques concernant le comportement des différents diffuseurs peuvent s'expliquer : en admettant que les restrictions portant sur le domaine de validité des branches et des troncs n'affectent pas le résultat, il est évident que pour des raisons de pénétration, seuls les diffuseurs des couches supérieures vont participer majoritairement à la diffusion. Les feuilles ne pouvant plus être assimilées à un milieu homogène à cette fréquence, leur diffusion devient beaucoup plus importante. Cependant dans ces couches les branches ont une fraction volumique bien

Bande L - Polarisation HV

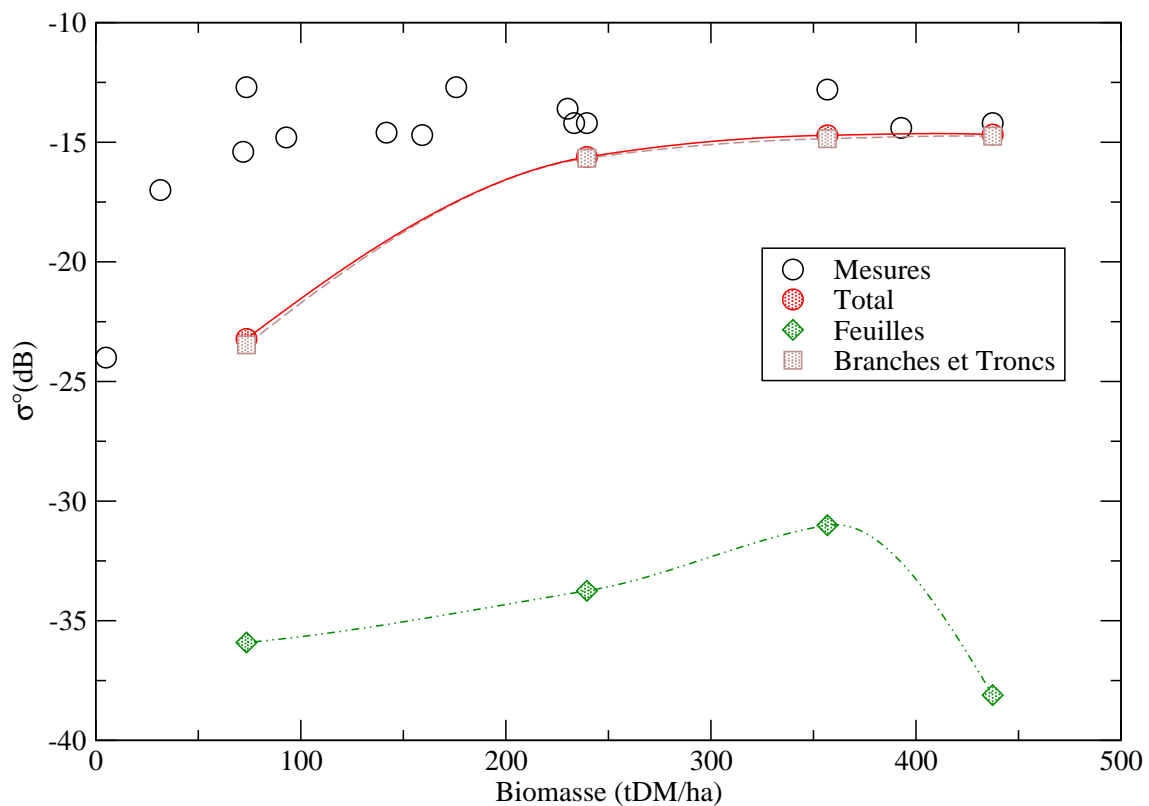


FIG. II.10 – Mesures en polarisation HV du coefficient de rétrodiffusion total (cercles) et simulations en fonction de la biomasse des contributions au coefficient de rétrodiffusion des branches et des troncs (carrés), des feuilles (losanges), du sol (triangles). L'angle d'incidence est donné par $\theta_i = 35^\circ$ et la fréquence est de $f = 1.25 \text{ GHz}$.

supérieure à celle des feuilles (12.5 fois supérieure). Elles sont alors susceptibles de former un milieu homogène en bande C à cause de leur grande densité et de ce fait, diffuseraient beaucoup moins que si on les considèrait par paquets. Les résultats en bande C ne nous semblent pas acceptables, majoritairement à cause des effets de diffusion de groupe dont les conséquences se font sentir non seulement sur la contribution en polarisation croisée, mais également sur le calcul de l'atténuation.

II. VARIATION DE LA CONTRIBUTION DES DIFFUSEURS SUIVANT LA FRÉQUENCE

Dans ce paragraphe, nous allons nous intéresser plus particulièrement à l'évolution de ces contributions en fonction de la biomasse pour les trois fréquences considérées.

i) Les mesures

La première observation que nous proposons concerne la variation des mesures en fonction de la biomasse pour les différentes fréquences. L'idée initiale est de voir s'il est possible de discriminer ces mesures suivant la fréquence. Nous avons tracé cette

Bande C - Polarisation VV

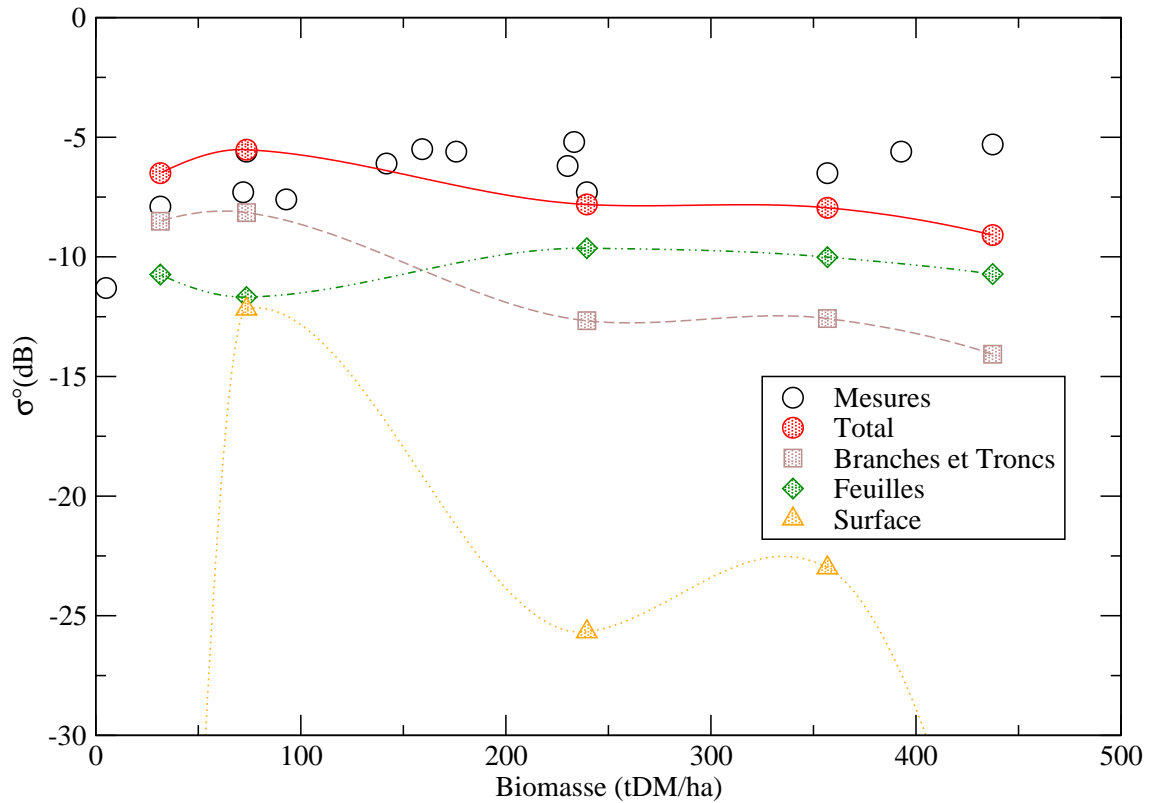


FIG. II.11 – Mesures en polarisation VV du coefficient de rétrodiffusion total (cercles) et simulations en fonction de la biomasse des contributions au coefficient de rétrodiffusion des branches et des troncs (carrés), des feuilles (losanges), du sol (triangles). L'angle d'incidence est donné par $\theta_i = 35^\circ$ et la fréquence est de $f = 5.3\text{GHz}$.

variation sur la figure (II.14). Connaissant l'incertitude sur les mesures radar (1.9 dB en bande P, 1.2 dB en bande L et 1 dB en bande C) et au vu de la dynamique des points mesurés, il ne paraît pas possible de procéder à une discrimination de ces mesures suivant la fréquence et ce quelle que soit la polarisation. Ce résultat vient pénaliser, une fois de plus, la possibilité d'inversion des données : si la réponse est sensiblement la même quelle que soit la fréquence, l'observable radar n'est pas adaptée. Ce résultat met aussi en évidence la complexité des milieux traités : une des caractéristiques des forêts est d'être des milieux multi-échelles; les diffuseurs peuvent avoir des tailles très différentes. Il n'est donc pas si étonnant qu'il ne soit pas possible de discriminer les courbes de diffusion en fonction de la fréquence. Néanmoins, il apparaît quand même remarquable que les niveaux soient si semblables.

ii) La simulation totale

Dans un premier temps, on vérifie que le modèle est capable de reproduire cette "non-variation" de la diffusion suivant la fréquence. On a reproduit sur la figure II.15

Bande C - Polarisation HH

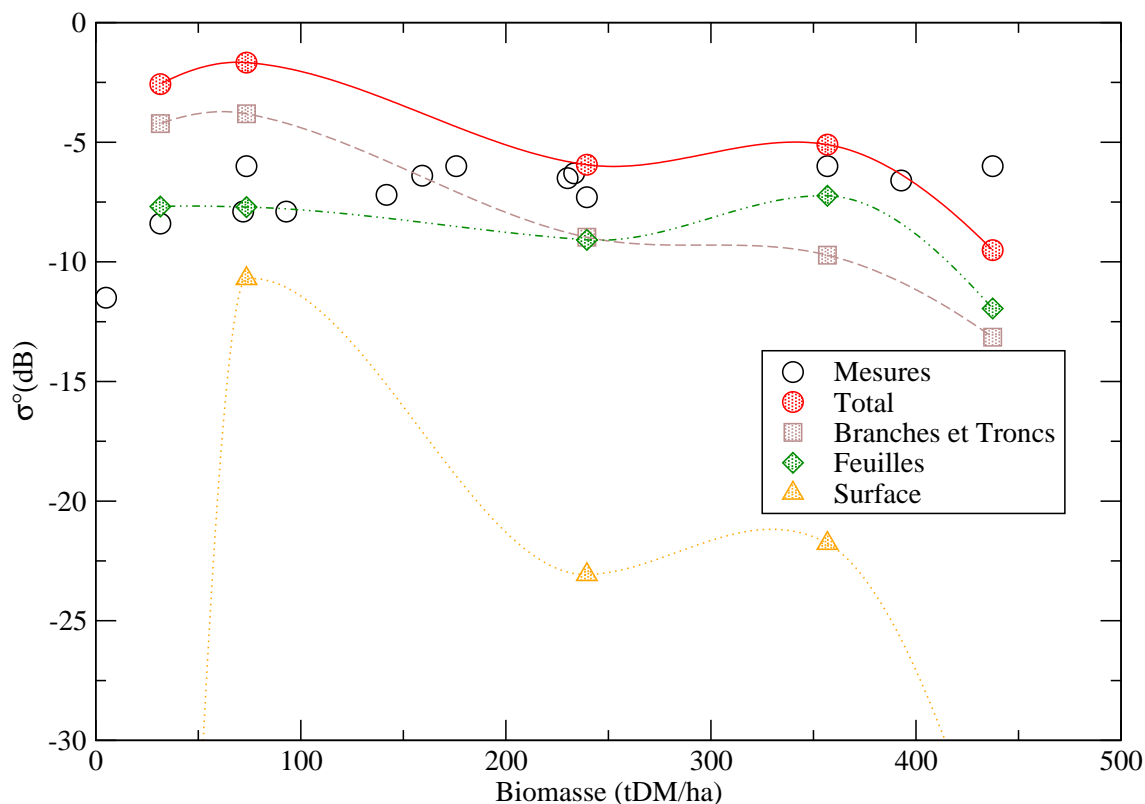


FIG. II.12 – Mesures en polarisation HH du coefficient de rétrodiffusion total (cercles) et simulations en fonction de la biomasse des contributions au coefficient de rétrodiffusion des branches et des troncs (carrés), des feuilles (losanges), du sol (triangles). L'angle d'incidence est donné par $\theta_i = 35^\circ$ et la fréquence est de $f = 5.3\text{GHz}$.

les variations de la diffusion que nous avons simulées en fonction de la biomasse et pour les trois fréquences disponibles. Nous observons effectivement une faible dynamique des résultats en copolarisation en fonction de la fréquence. Ceci ne semble pas valable pour les faibles biomasses et pour la bande C. L'un et l'autre de ces cas nous ayant déjà posé des problèmes précédemment, il n'apparaît pas surprenant qu'ils soient encore une source de divergence.

iii) La simulation de la contribution des branches et des troncs

L'observation de la contribution des branches et des troncs vient nous apporter un élément de réponse. Leur variation en fonction de la biomasse et paramétrée en fréquence a été tracée sur la figure (II.16). En effet, nous savons déjà que les branches et les troncs contribuent majoritairement au signal (surtout en bande P et L). Or sur la figure (II.16) nous pouvons remarquer que la faible dynamique des mesures est due en fait à la faible dynamique de la contribution des branches et des troncs en fonction de la fréquence. Les réserves que nous avons déjà émises concernant les

Bande C - Polarisation VH

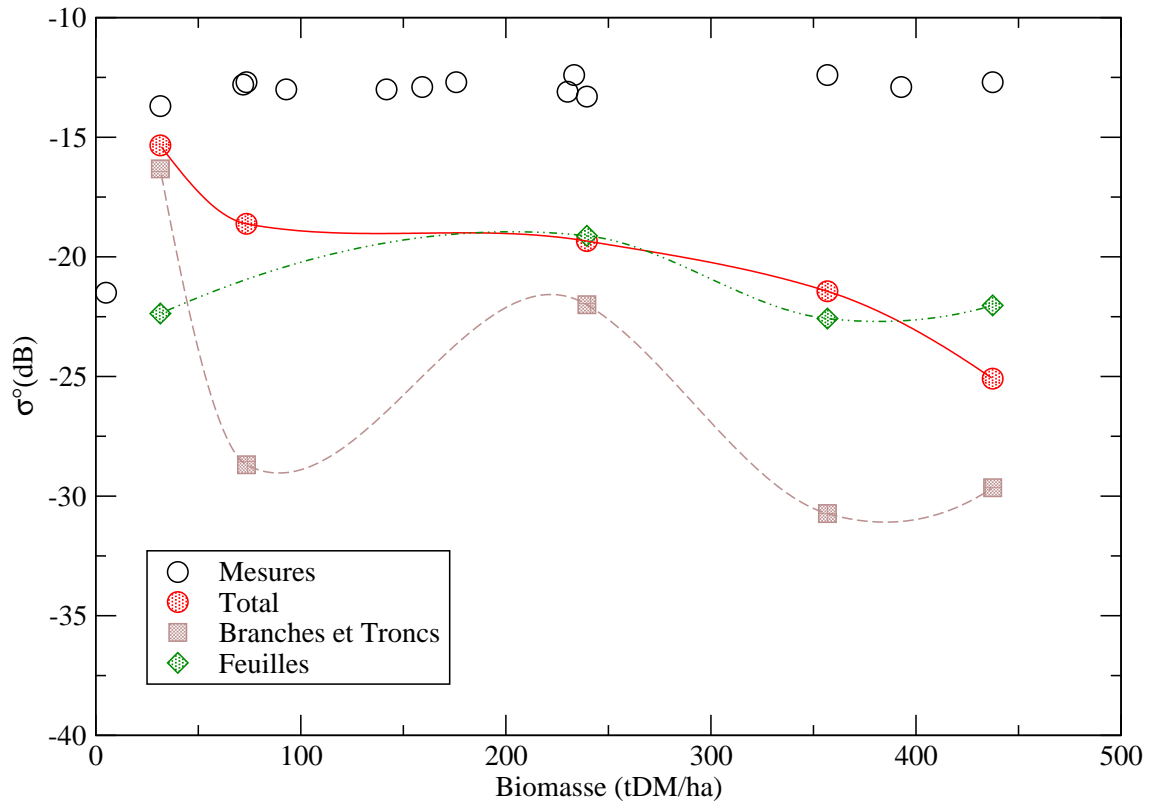


FIG. II.13 – Mesures en polarisation HV du coefficient de rétrodiffusion total (cercles) et simulations en fonction de la biomasse des contributions au coefficient de rétrodiffusion des branches et des troncs (carrés), des feuilles (losanges), du sol (triangles). L'angle d'incidence est donné par $\theta_i = 35^\circ$ et la fréquence est de $f = 5.3\text{GHz}$.

faibles biomasses et la bande C se retrouvent également sur cette figure.

iv) La simulation de la contribution des feuilles

La contribution des feuilles est quant à elle beaucoup plus lisible en fonction de la fréquence. Là, aucun problème de validité : l'approximation de Rayleigh-Gans généralisée nous assure un large domaine de fréquence à ces dimensions. Sur la figure (II.17) nous avons représenté la variation de la contribution des feuilles en fonction de la biomasse et pour différentes fréquences. Nous pouvons voir que plus la fréquence est basse, plus la contribution des feuilles est faible. Ainsi en bande C, les feuilles ont un niveau de -10 dB environ en VV et elles tombent à peu près à -30 dB en bande L et à -35 dB en bande P pour la même polarisation. On notera de plus que la dynamique de chacune de ces contributions en fréquence est trop faible pour que les feuilles constituent une observable intéressante.

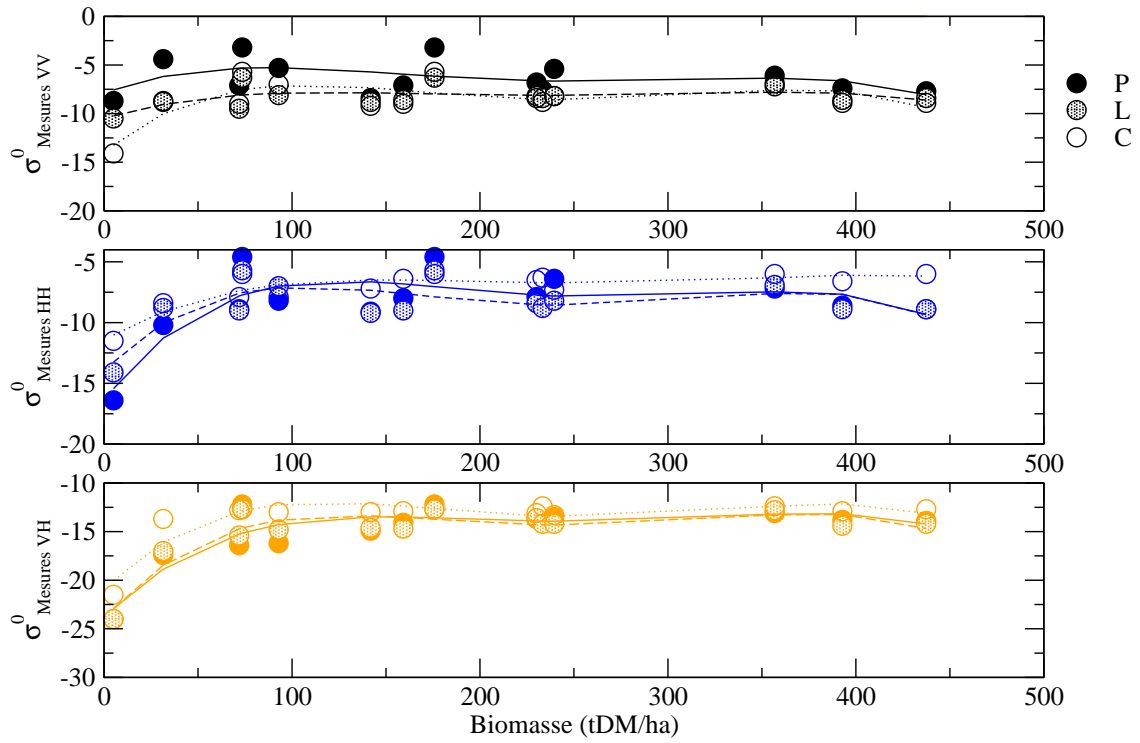


FIG. II.14 – Comparaison des coefficients de rétrodiffusion mesurés en fonction de la biomasse pour différentes fréquences.

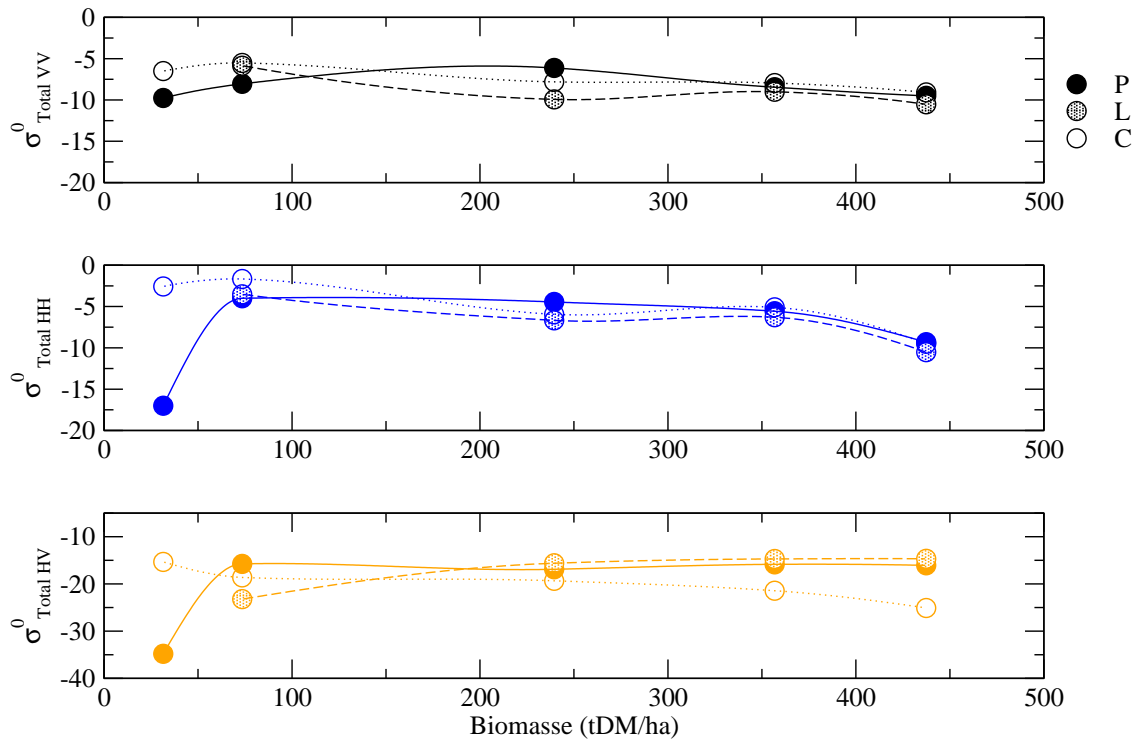


FIG. II.15 – Comparaison des coefficients de rétrodiffusion simulés en fonction de la biomasse pour différentes fréquences.

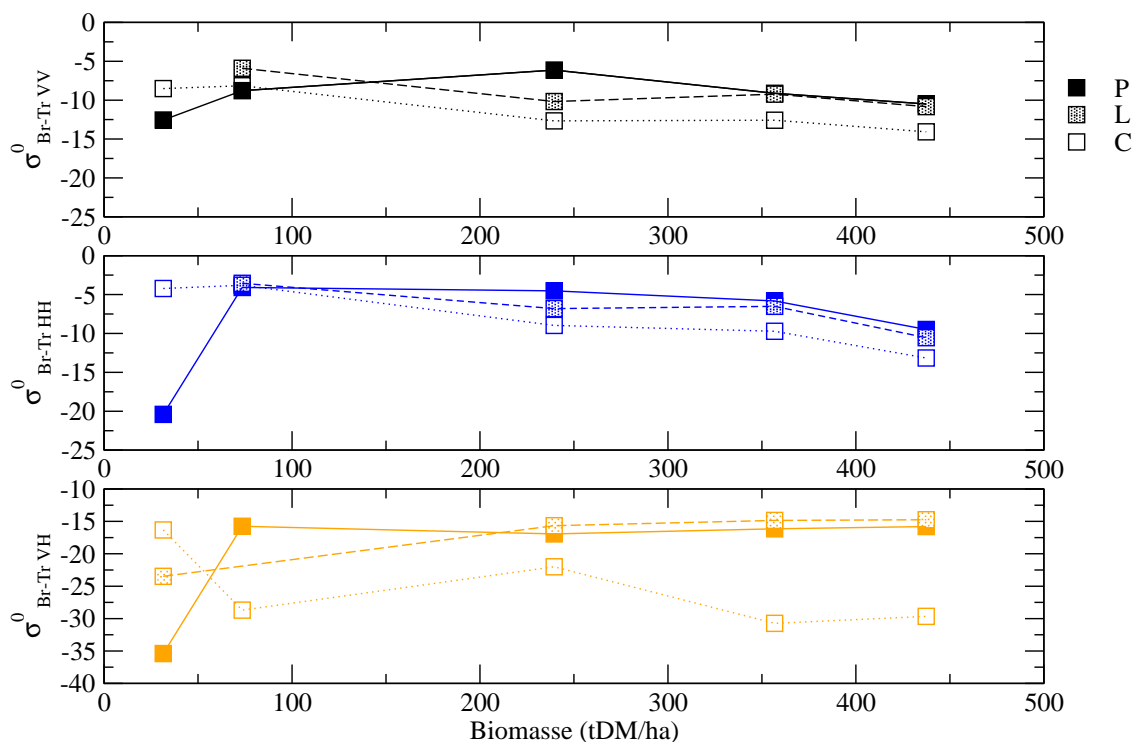


FIG. II.16 – Comparaison des contributions des branches et des troncs au coefficient de rétrodiffusion pour différentes fréquences.

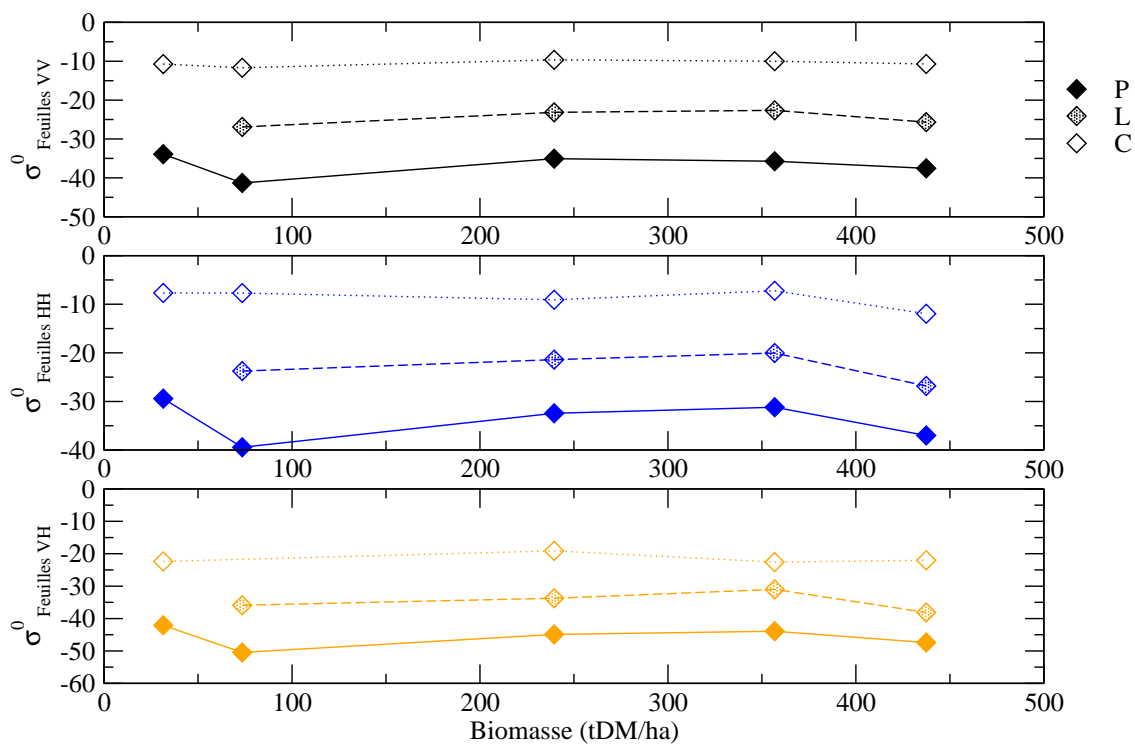


FIG. II.17 – Comparaison des contributions des feuilles au coefficient de rétrodiffusion pour différentes fréquences.

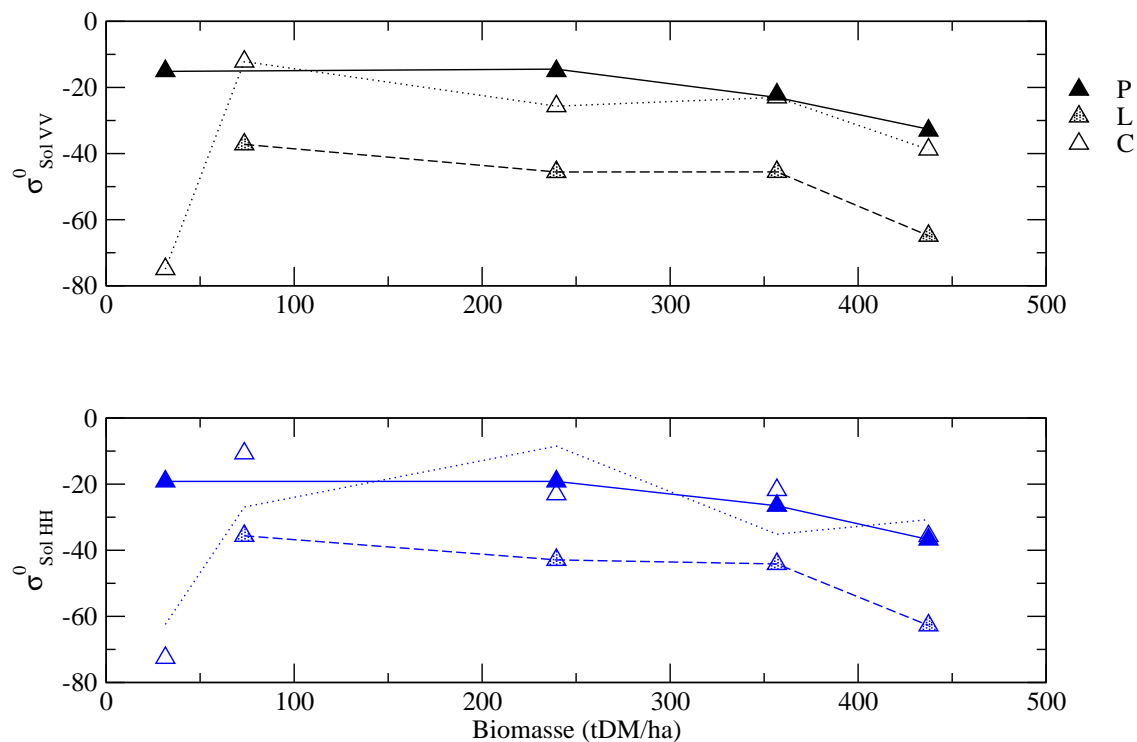


FIG. II.18 – Comparaison des contributions atténuées du sol au coefficient de rétrodiffusion pour différentes fréquences.

v) La simulation de la contribution du sol

La contribution du sol, observée à travers le couvert forestier, est d'autant plus forte que la fréquence est basse en bande P et L (au vu des remarques précédentes, on ne commentera pas les résultats en bande C). C'est ce que nous pouvons observer sur la figure (II.18) où nous avons tracé la variation de la contribution du sol en fonction de la biomasse et pour plusieurs fréquences. Il est intéressant de noter que la variation de cette contribution est monotone avec la biomasse et la dynamique est suffisamment forte pour que la contribution atténuée du sol puisse constituer une bonne observable de la biomasse. Il serait peut-être intéressant de voir si la polarimétrie peut nous aider à discriminer la contribution du sol dans un environnement forestier.

III. EN RÉSUMÉ

Nous avons observé quels sont les diffuseurs dont la contribution est la plus importante, fréquence par fréquence. De manière générale, en excluant les zones de faible biomasse, il apparaît nettement que c'est l'ensemble branches-troncs qui contribue le plus pour les bandes P et L. La contribution des feuilles est directement à relier à la pénétration et à la longueur d'onde. Aux fortes longueurs d'ondes, le signal pénètre jusqu'aux couches les plus basses et ne voit pas les feuilles. En effet, à ces fréquences, les feuilles apparaissent comme un groupe homogène, qui donc ne diffuse pas. La représentation de la variation des mesures de σ^0 en fonction de la

biomasse et pour différentes fréquences (bandes P, L et C) nous a montré qu'il n'est pas évident de discriminer les mesures entre elles suivant la fréquence et ce quelle que soit la polarisation. Les simulations de σ^0 aboutissent à un résultat semblable et si l'on regarde le comportement des contributions des types de diffuseurs, on se rend compte que cette non-différenciation des résultats suivant la fréquence est imputable aux branches et aux troncs. Effectivement quelle que soit la fréquence, leurs dimensions (et leur densité) sont telles qu'il y aura toujours parmi eux une ou plusieurs catégories dont le niveau de diffusion sera fort. Au vu des dimensions des différentes catégories de feuilles par exemple, on peut tout à fait considérer qu'il n'y a qu'un type de feuille et les simulations permettent de le vérifier : pour chaque fréquence, le niveau de diffusion est différent. Par conséquent, l'observation multi-fréquences de la variation du coefficient de rétrodiffusion en fonction de la biomasse pourra s'avérer d'une utilité très restreinte si la composition de la forêt est trop complexe (grande variété de dimensions pour les branches par exemple).

b) Quels sont les mécanismes de diffusion principaux ?

Il est intéressant maintenant d'estimer l'importance relative des contributions des différents mécanismes qui interviennent dans la forêt. On pourra ainsi voir dans quelle mesure les doubles-rebonds sont supérieurs ou pas à la simple diffusion comme on le suppose en bande P et de plus, on observera comment cette répartition évolue avec la fréquence. Au vu des résultats déjà observés en bande C, on limitera notre étude aux bandes P et L.

I. DÉCOMPOSITION SUIVANT LES MÉCANISMES

i) En bande P

Sur la figure (II.19) nous avons tracé la contribution des doubles rebonds et de la simple diffusion en fonction de la biomasse. On peut remarquer qu'en copolarisation, la contribution de la simple diffusion est relativement constante en fonction de la biomasse, aux environs de -12 dB. Au contraire, les double-rebonds varient de -21 dB à -7 dB pour VV et de -21 dB à -5 dB pour HH. C'est donc les doubles-rebonds qui sont responsables de la non-monotonie du coefficient de rétrodiffusion en fonction de la biomasse. Alors que l'on s'attendait à voir une prédominance des doubles-rebonds en bande P, on peut constater que suivant la valeur de la biomasse, ce n'est pas toujours le cas :

- aux faibles biomasses, les double-rebonds dépendent de la polarisation. En polarisation VV, ils dominent la simple diffusion, en polarisation HH ils sont dominés d'environ 6 dB à chaque fois. En polarisation HV, les contributions sont équivalentes.
- aux biomasses intermédiaires, les double-rebonds sont supérieurs en copolarisation et inférieurs en polarisation croisée. La différence observée entre les mécanismes est plus importante en polarisation HH qu'en polarisation VV et elle croît avec la biomasse en polarisation HV.
- aux fortes biomasses, la simple diffusion est plus importante que les double-rebonds quelle que soit la polarisation. Les écarts sont d'autant plus grands

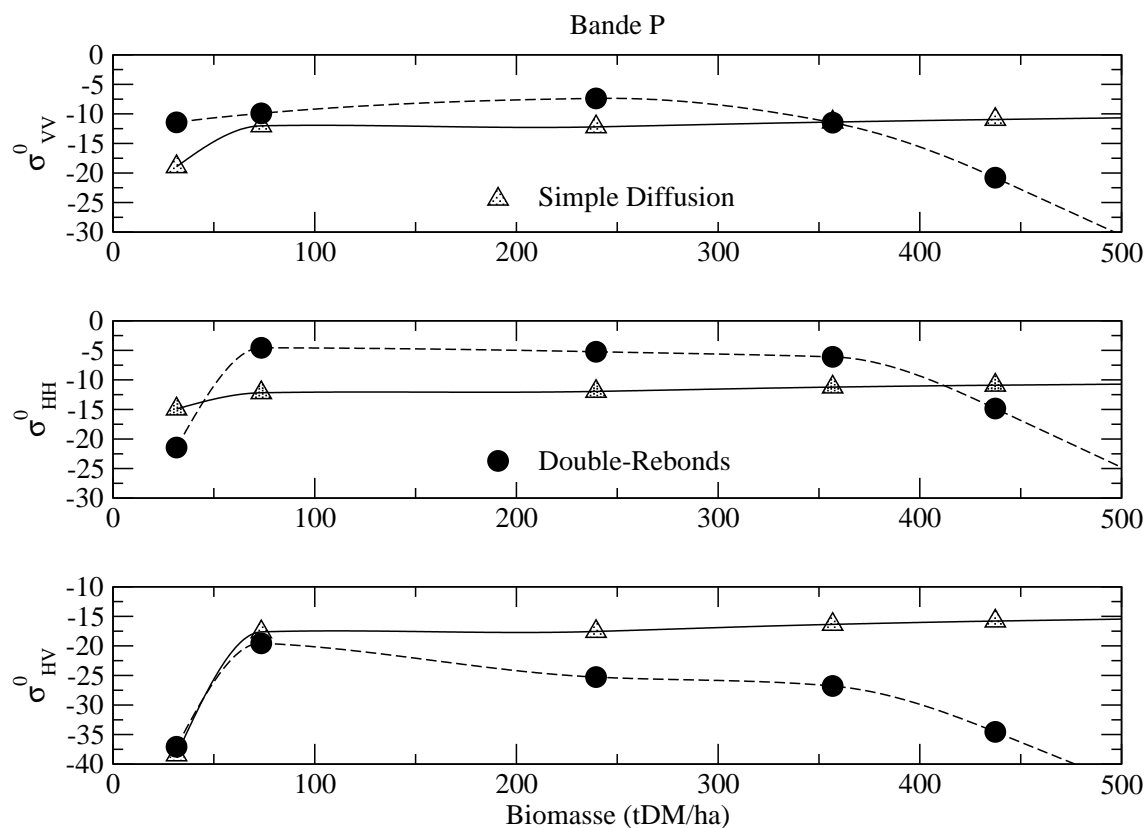


FIG. II.19 – Simulations du coefficient de rétrodiffusion des doubles-rebonds (cercles) et de la simple diffusion (triangle) en fonction de la biomasse en tDM/ha pour toutes les polarisations et avec $\theta_i = 35^\circ$ et $f = 0.44\text{GHz}$.

que la biomasse est élevée.

Supposons que ce sont les troncs et uniquement eux qui sont responsables de la double-diffusion en bande P. Plus la biomasse est importante, moins les couches inférieures seront atteintes facilement. Le tableau II.2 nous permet de voir qu'avec des parcelles de biomasse croissante, la profondeur de pénétration passe de 100% à 50% de la hauteur totale de la forêt. Les troncs sont donc moins visibles quand la biomasse augmente. Comment expliquer alors cette première phase de croissance avec la biomasse? Dans le cas des mangroves que nous étudions, plus la biomasse est faible, plus les fractions volumiques des diffuseurs vont être équilibrées. On peut le remarquer dans le tableau II.1 pour la parcelle 2. On peut supposer qu'on arrive alors à une situation où suivant la polarisation, l'un ou l'autre des diffuseurs (branche ou tronc) va dominer. La biomasse augmentant, la structure de la forêt change : les fractions volumiques ne sont plus équilibrées et les troncs deviennent de plus en plus importants avec la biomasse. D'où cette première phase croissante des doubles-rebonds en bande P. On peut voir dans le tableau II.1 qu'un équilibre s'opère entre les branches et les troncs aux fortes biomasses, justifiant ainsi que la profondeur de pénétration diminue, rendant alors les troncs invisibles.

Une étude plus détaillée des contributions des diffuseurs aux différents mécanismes est nécessaire. Nous abordons ce sujet dans les sections suivantes afin de pouvoir notamment comprendre pourquoi les double-rebonds présentent cette allure en “cloche”.

ii) En bande L

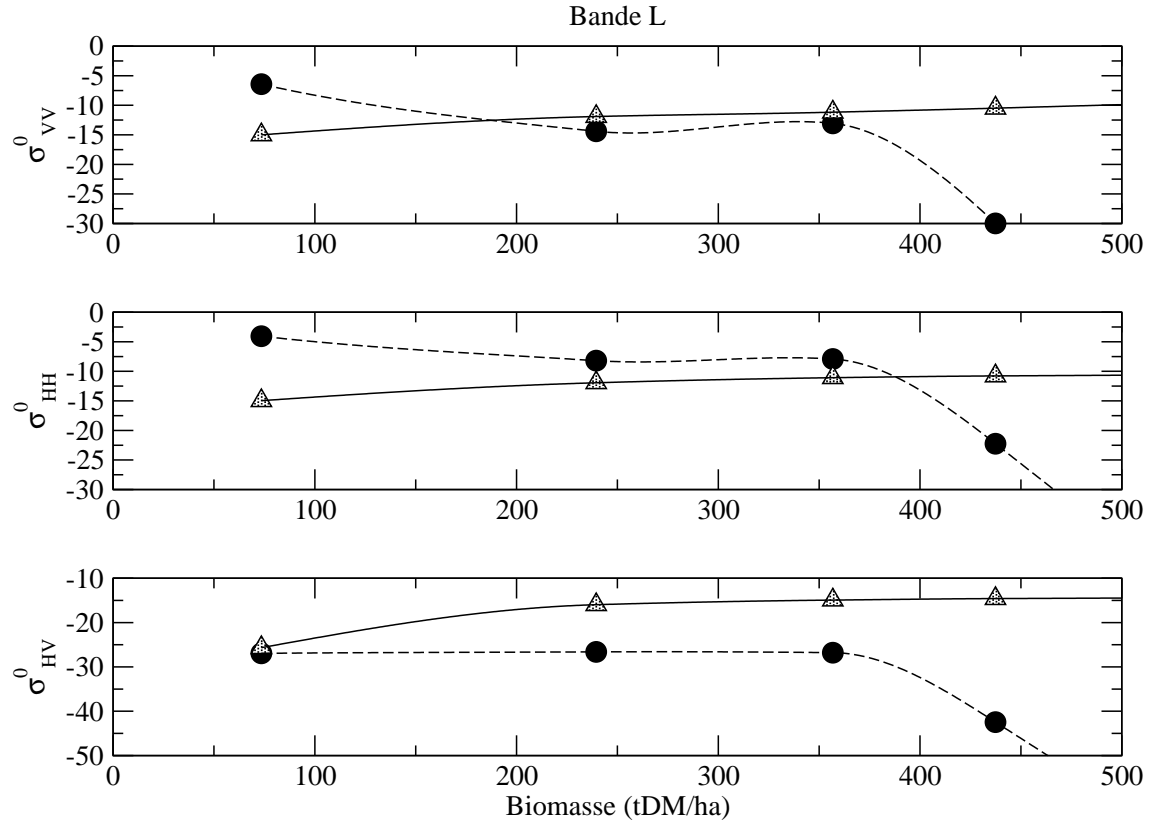


FIG. II.20 – Simulations du coefficient de rétrodiffusion des doubles-rebonds (cercles) et de la simple diffusion (triangle) en fonction de la biomasse en tDM/ha pour toutes les polarisations et avec $\theta_i = 35^\circ$ et $f = 1.25GHz$.

Il est maintenant intéressant de regarder ce que deviennent ces contributions quand on monte en fréquence. Nous avons ainsi tracé sur la figure II.20 les contributions en double et simple diffusion pour toutes les polarisations. On remarque rapidement que :

- les comportements sont sensiblement les mêmes en bande P et en bande L aux faibles biomasses,
- aux biomasses intermédiaires, le niveau des double-rebonds a diminué en copolarisation alors que le niveau de la simple diffusion se maintient,
- aux fortes biomasses, les double-rebonds sont inférieurs à la simple diffusion et d’une manière plus marquée en bande L qu’en bande P.

Le comportement aux faibles biomasses peut s'expliquer par le fait que l'onde pénètre encore de manière importante dans la forêt. La structure et les dimensions des forêts de faible biomasse sont telles que l'atténuation reste très faible quelle que soit la fréquence et les troncs sont toujours visibles. Aux biomasses intermédiaires, les profondeurs de pénétration varient beaucoup plus et les troncs qui étaient encore visibles en bande P, ne le sont plus en bande L : seuls les prolongements des troncs qui se situent dans les couches intermédiaires participent en bande L à la double diffusion. Le comportement à forte biomasse est exacerbé en bande L, du fait des faibles profondeurs de pénétration.

Le cas de la simple diffusion paraît plus compliqué : les niveaux et les comportements sont sensiblement les mêmes en bande L et en bande P. Là encore, il semble qu'une analyse plus fine des contributions, en fonction des catégories de diffuseurs, soit nécessaire pour interpréter ce résultat.

II. COMPARAISON DES BANDES P ET L

Une comparaison de l'évolution des contributions en fonction de la biomasse pour plusieurs fréquences est proposée sur la figure (II.21). La tendance, même si elle reste un peu faible, apparaît clairement : quelle que soit la polarisation, quand la fréquence augmente, la contribution des double-rebonds diminue et celle de la simple diffusion augmente.

III. EN RÉSUMÉ

Le mécanisme des double-rebonds repose majoritairement sur les plus grosses branches, à savoir les troncs dans la première couche et leur prolongement dans la couche suivante. La prépondérance des double-rebonds sur la simple diffusion repose donc sur la visibilité des troncs et des grosses branches. Ainsi, quand la biomasse augmente, elle traduit d'abord une plus forte fraction volumique des troncs puis une augmentation très fortes des petites branches des couches supérieures. En copolarisation, les double-rebonds ont donc une contribution de plus en plus importante avec la biomasse, puis cette contribution chute en raison des fortes atténuations engendrées par les petites branches des couches supérieures qui rendent alors les troncs invisibles. Le cas des très faibles biomasses est marginal car les diffuseurs de la parcelle 2 présentent des fractions volumiques très importantes et il est donc difficile de conclure. On remarque néanmoins qu'en polarisation croisée, le mécanisme des double-rebonds est d'autant plus faible que la biomasse augmente : en effet les diffuseurs dont l'orientation est aléatoire, comme les petites branches, dépolarisent les ondes. Or comme les petits diffuseurs signent majoritairement en simple diffusion, c'est ce mécanisme qui est majoritaire en polarisation croisée. Pour des fréquences supérieures, la profondeur de pénétration diminue, ce qui entraîne un affaiblissement de la contribution des double-rebonds au profit de celle de la simple diffusion.

c) **Quels diffuseurs participent aux mécanismes principaux de diffusion ?**

Dans ce paragraphe, nous proposons de regarder quels diffuseurs participent à la simple ou à la double diffusion. Il faut confirmer les hypothèses que nous avons

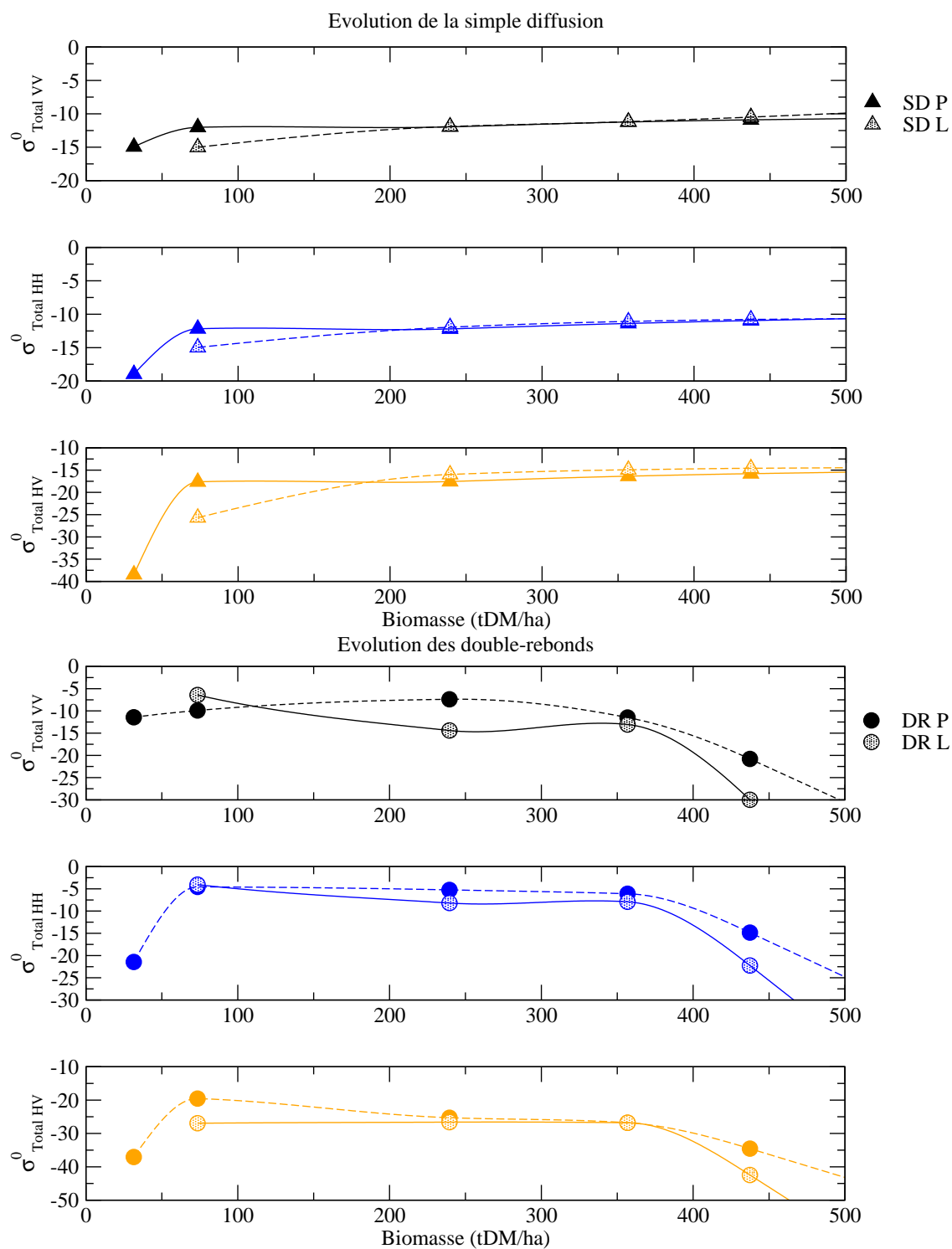


FIG. II.21 – Simulations du coefficient de rétrodiffusion en simple diffusion (triangle) et en double-rebonds (cercle) en bande P (noir) et en bande L (grisé) en fonction de la biomasse en tDM/ha pour toutes les polarisations et avec $\theta_i = 35^\circ$.

émises précédemment, à savoir que les troncs sont majoritairement responsables de la double diffusion et que leur comportement “en cloche” avec la biomasse peut s’expliquer via les profondeurs de pénétration.

I. CAS DES DOUBLE-REBONDS

i) En bande P

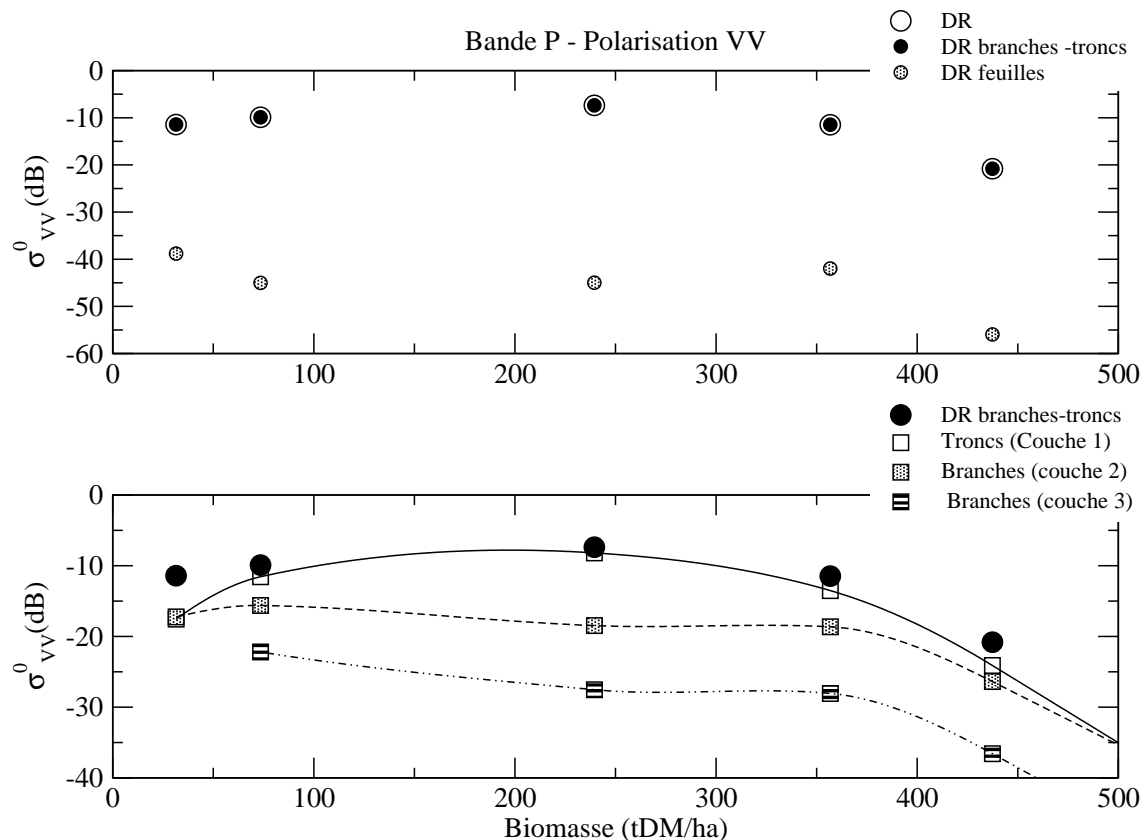


FIG. II.22 – Simulations en polarisation VV du coefficient de rétrodiffusion en dB des double-rebonds en fonction de la biomasse (cercle blanc) et décomposition suivant les diffuseurs (cercle noir : branches et troncs, cercle grisé : feuilles). Contribution des branches et des troncs suivant les couches (carré blanc : troncs, carré grisé : les branches de la deuxième couche, carré hachuré : les branches de la troisième couche). Simulations pour toutes les polarisations et avec $\theta_i = 35^\circ$, en bande P.

Les figures II.22, II.23 et II.24 rassemblent les résultats en polarisation VV, HH et HV de la décomposition des double-rebonds en bande P en fonction de la biomasse. On remarque immédiatement que les double-rebonds résultent principalement de la contribution des branches et des troncs. A part aux faibles biomasses et en polarisation HH et HV, les feuilles ne jouent aucun rôle. On peut même constater que l’erreur commise si on les négligeait aux faibles biomasses resterait assez faible. A priori ce résultat n’a rien d’étonnant : en bande P, on s’attend effectivement à ce que la participation des feuilles au mécanisme de double-rebonds ne soit pas importante.

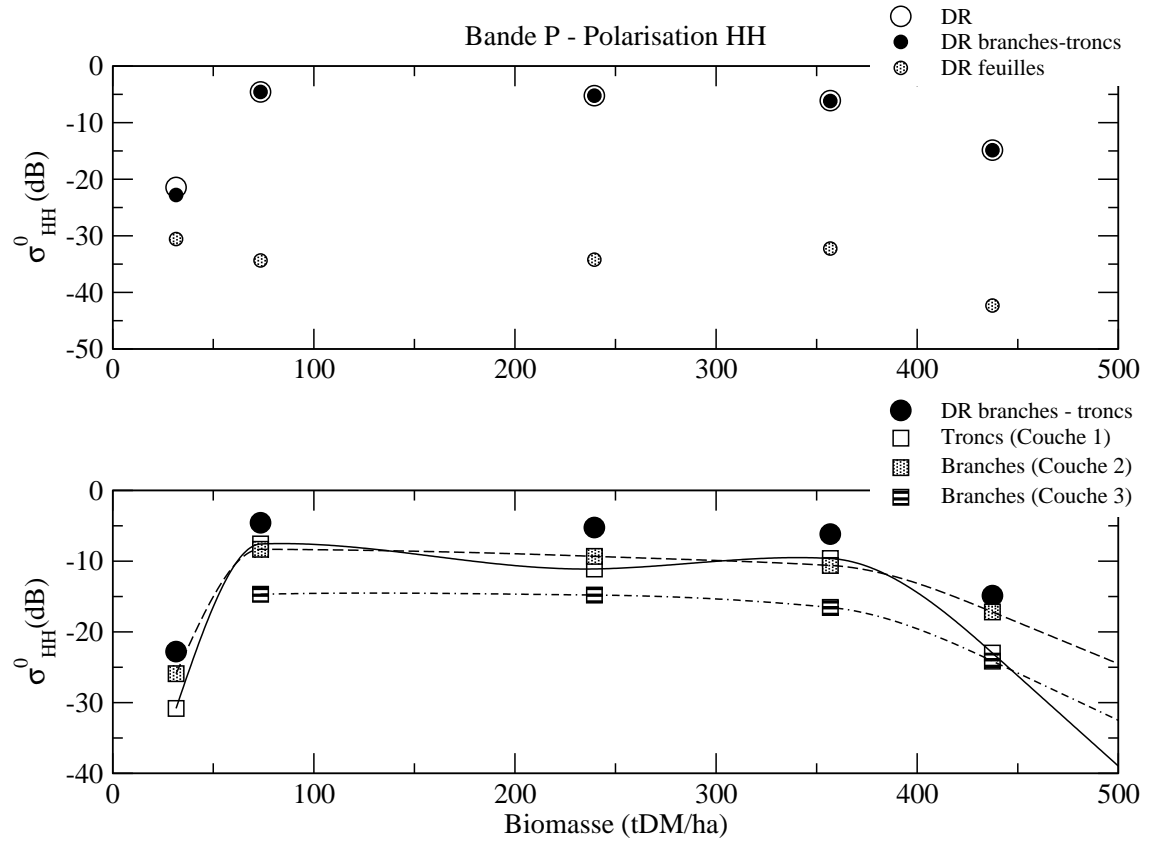


FIG. II.23 – Simulations en polarisation HH du coefficient de rétrodiffusion en dB des double-rebonds en fonction de la biomasse (cercle blanc) et décomposition suivant les diffuseurs (cercle noir : branches et troncs, cercle grisé : feuilles). Contribution des branches et des troncs suivant les couches (carré blanc : troncs, carré grisé : les branches de la deuxième couche, carré hachuré : les branches de la troisième couche). Simulations pour toutes les polarisations et avec $\theta_i = 35^\circ$, en bande P.

Une décomposition plus précise des double-rebonds est proposée sur les figures II.22 à II.24, permettant de savoir quelle est la couche dont les branches et/ou les troncs ont contribué le plus.

En polarisation VV, ce sont les troncs de la couche la plus basse qui forment majoritairement le signal de double-rebond et donnent cette allure en cloche. Les branches de la couche 2 interviennent également, surtout aux faibles et aux fortes biomasses, très certainement via les prolongements de troncs qu'elle contient. Pour cette polarisation, les branches de la couche 3 interviennent très peu.

En polarisation HH, les contributions de la couche des troncs et de la couche intermédiaire sont sensiblement les mêmes. Cette participation plus forte des troncs et des branches de la couche 2, amène finalement à un signal en double-rebond plus fort en HH qu'en VV. Cette participation plus importante de la couche 2 en HH (mais également en HV), nous permet de conclure que les branches de cette couche participent autant si ce n'est plus que les prolongements des troncs. En effet, compte-tenu de l'angle d'incidence d'AIRSAR sur les mangroves ($\theta_i = 35^\circ$), la réponse en

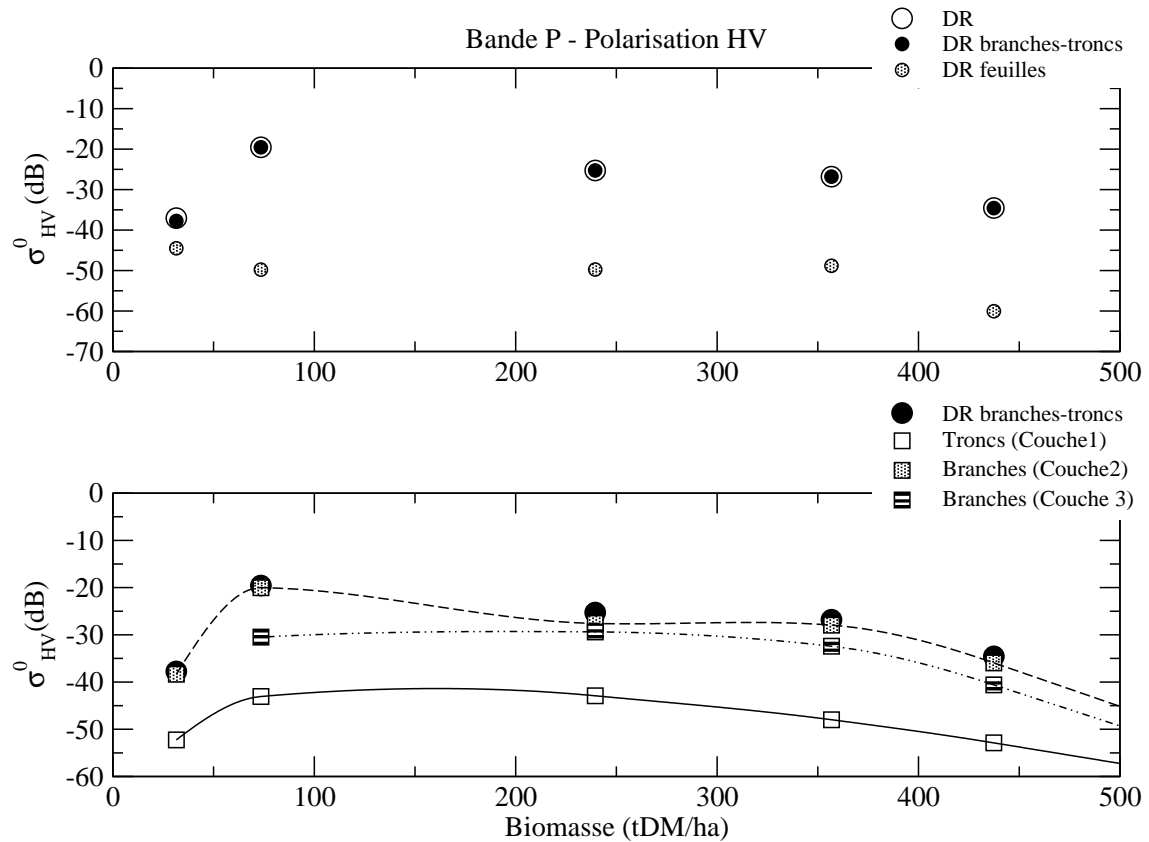


FIG. II.24 – Simulations en polarisation HV du coefficient de rétrodiffusion en dB des double-rebonds en fonction de la biomasse (cercle blanc) et décomposition suivant les diffuseurs (cercle noir : branches et troncs, cercle grisé : feuilles). Contribution des branches et des troncs suivant les couches (carré blanc : troncs, carré grisé : les branches de la deuxième couche, carré hachuré : les branches de la troisième couche). Simulations pour toutes les polarisations et avec $\theta_i = 35^\circ$, en bande P.

VV va plutôt témoigner du couplage de l'onde incidente avec des structures plutôt verticales telles que les troncs, tandis que HH rendra compte du couplage avec des éléments orientés plutôt horizontalement, comme les petites branches des couches supérieures. Ceci explique en partie pourquoi les écarts de contribution entre les couches sont moins importants en HH qu'en VV.

En polarisation HV, l'explication est sensiblement la même, seuls les éléments dont l'orientation est aléatoire peuvent dépolariiser l'onde incidente. C'est ainsi que, en HV, ce sont les branches de la couche 2 et de la couche 3 qui contribuent le plus, largement devant les troncs.

ii) En bande L

Les figures II.25 à II.27 rassemblent les mêmes résultats cette fois-ci en bande L. On constate que le niveau des feuilles, bien qu'ayant augmenté d'au moins 10 dB par rapport à la bande P, présente toujours une participation négligeable au mécanisme de double-rebond. Dans un même temps, la contribution des branches

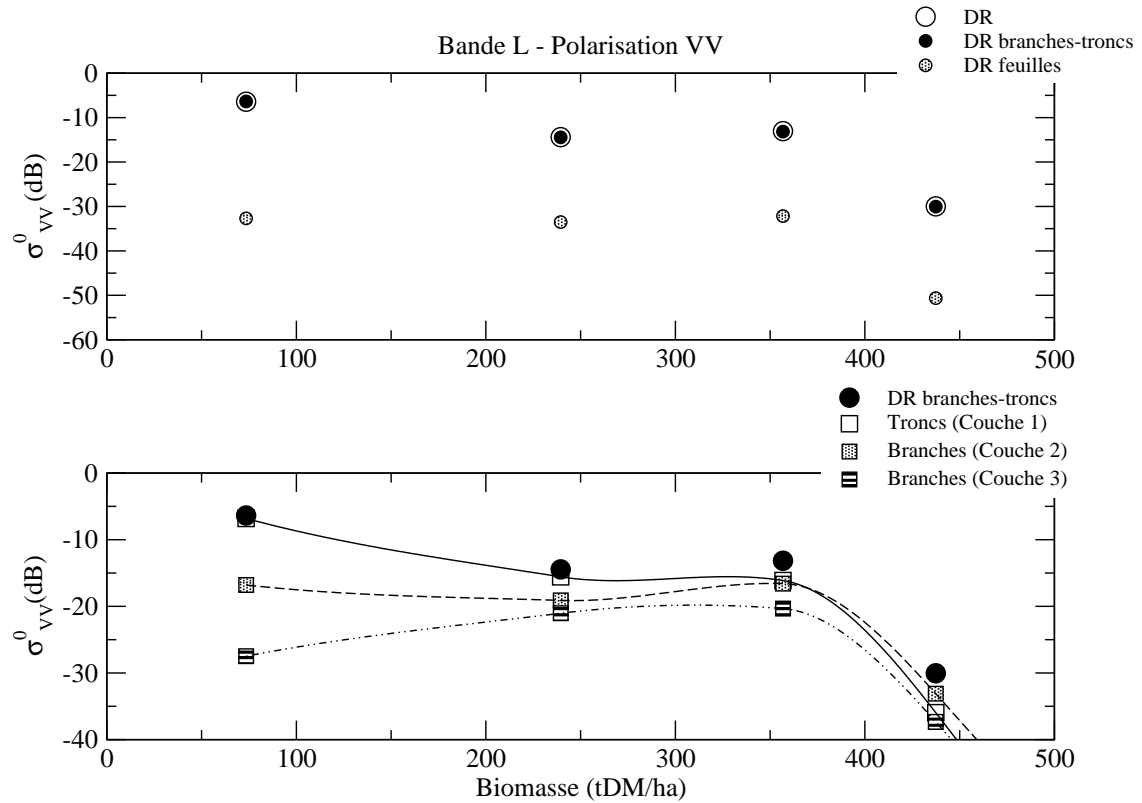


FIG. II.25 – Simulations en polarisation VV du coefficient de rétrodiffusion des double-rebonds en fonction de la biomasse (cercle blanc) et décomposition suivant les diffuseurs (cercle noir : branches et les troncs, cercle grisé : feuilles). Contribution des branches et des troncs suivant les couches (carré blanc : troncs, carré grisé : les branches de la deuxième couche, carré hachuré : les branches de la troisième couche. Simulations pour toutes les polarisations et avec $\theta_i = 35^\circ$, en bande L.

et des troncs a également augmenté, mais dans une moindre mesure et pas de la même manière suivant la biomasse. En fait, le niveau aux faibles biomasses a été remonté de telle sorte qu'on observe un plateau jusqu'aux environs de 350 tDM/ha (-10 dB en VV, -8 dB en HH et -25 dB en HV) puis une décroissance assez forte : on constate une chute d'au moins 15 dB en VV et en HH et de 20 dB en HV. En copolarisation, les troncs sont d'autant plus majoritaires que la biomasse est faible : l'atténuation est faible et l'onde peut pénétrer encore fortement. Plus la biomasse augmente plus la contribution des branches de la couche intermédiaire et de la couche supérieure est importante : elle peut-être même supérieure à celle des troncs. Finalement le comportement en polarisation croisée est le même qu'en bande P : ce sont les branches des couches intermédiaires et supérieures qui contribuent le plus.

II. CAS DE LA SIMPLE DIFFUSION

De la même manière qu'on s'est intéressé à la décomposition des double-rebonds dans les paragraphes précédents, on va regarder ici quels sont les diffuseurs qui contribuent le plus à la simple diffusion.

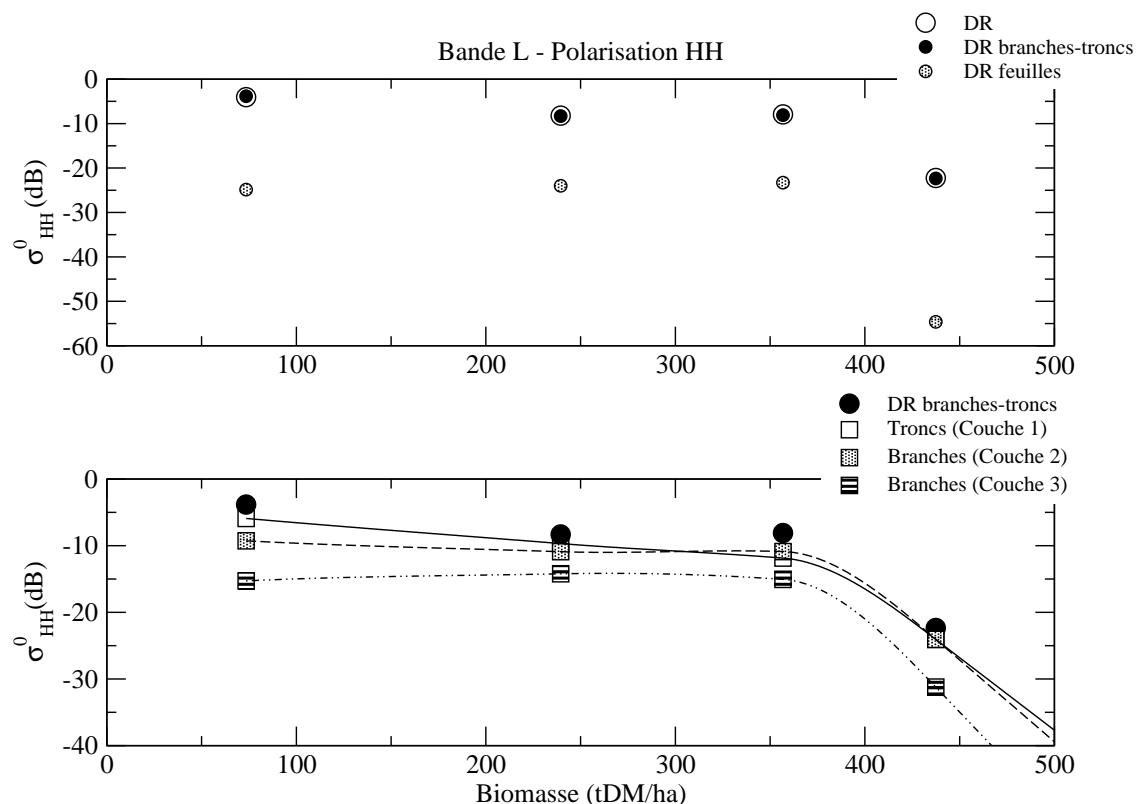


FIG. II.26 – Simulations en polarisation HH du coefficient de rétrodiffusion des double-rebonds en fonction de la biomasse (cercle blanc) et décomposition suivant les diffuseurs (cercle noir : branches et les troncs, cercle grisé : feuilles). Contribution des branches et des troncs suivant les couches (carré blanc : troncs, carré grisé : les branches de la deuxième couche, carré hachuré : les branches de la troisième couche. Simulations pour toutes les polarisations et avec $\theta_i = 35^\circ$, en bande L.

i) En bande P

Nous avons reporté sur les figures II.28 à II.30 les variations en fonction de la biomasse des contributions en simple diffusion des éléments de la forêt en bande P. Un constat assez intéressant est de voir qu'à part aux faibles biomasses, les feuilles ne contribuent pas plus en simple diffusion qu'en double-rebond. Des écarts allant de 20 à 30 dB sont relevés entre la contribution des branches et des feuilles quelle que soit la polarisation. On a déjà évoqué un élément de réponse un peu plus haut : les feuilles sont en densité si importante, quelle que soit la parcelle, qu'on peut considérer qu'à cette fréquence elles forment un milieu homogène dans le houppier de chaque arbre. Il en résulte qu'elles ont une diffusion équivalente pratiquement nulle. C'est d'ailleurs ce qu'on doit également observer pour tous les éléments de la parcelle, étant donné leur densité particulièrement importante par rapport aux autres parcelles. Jusqu'aux biomasses intermédiaires, le sol joue beaucoup, surtout en polarisation VV. Néanmoins, il semble que sa prise en compte puisse être négligée étant donné le bon accord qu'on obtient entre la simple diffusion totale et la simple diffusion des

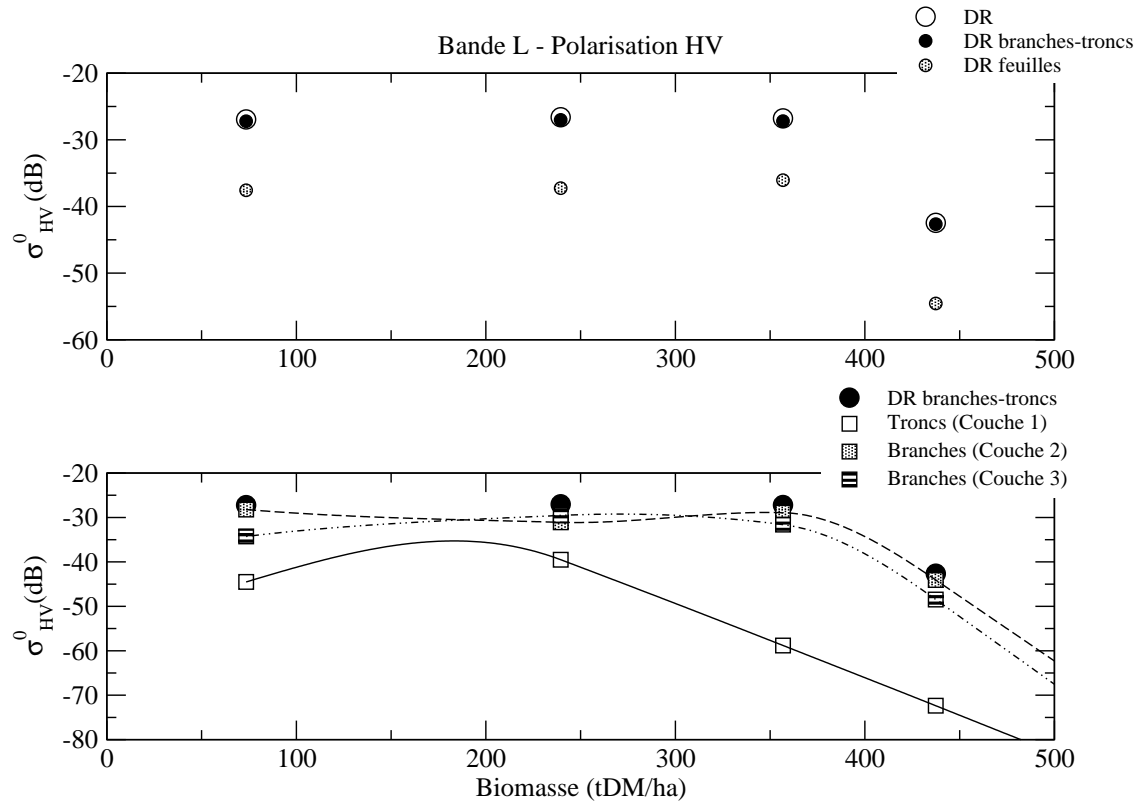


FIG. II.27 – Simulations en polarisation HV du coefficient de rétrodiffusion des double-rebonds en fonction de la biomasse (cercle blanc) et décomposition suivant les diffuseurs (cercle noir : branches et les troncs, cercle grisé : feuilles). Contribution des branches et des troncs suivant les couches (carré blanc : troncs, carré grisé : les branches de la deuxième couche, carré hachuré : les branches de la troisième couche. Simulations pour toutes les polarisations et avec $\theta_i = 35^\circ$, en bande L.

branches. Cependant dans le cas des faibles biomasses et en copolarisation, c'est le sol qui constitue à lui seul la réponse en simple diffusion. Les troncs quant à eux ne jouent pas sur le résultat : ils ont un niveau qui est même inférieur à celui des feuilles ! Finalement la simple diffusion se construit majoritairement à partir des contributions des branches des couches supérieures.

ii) En bande L

On a représenté les résultats en bande L sur les figures II.31 à II.33. Une première remarque porte sur le niveau atteint par la simple diffusion : contrairement à la bande P, où on observait à peine une augmentation de 1 dB du coefficient de rétrodiffusion (sur la partie intermédiaire de la courbe), on note ici une variation de 5 dB. La contribution des feuilles a augmenté de 5 dB mais là également ça ne change en rien la répartition des contributions : ce sont toujours les branches qui participent le plus. Les troncs ont perdu de 10 à 20 dB et les branches des couches 2 et 3 sont celles qui participent le plus au signal total en simple diffusion. Quant au sol, la profondeur

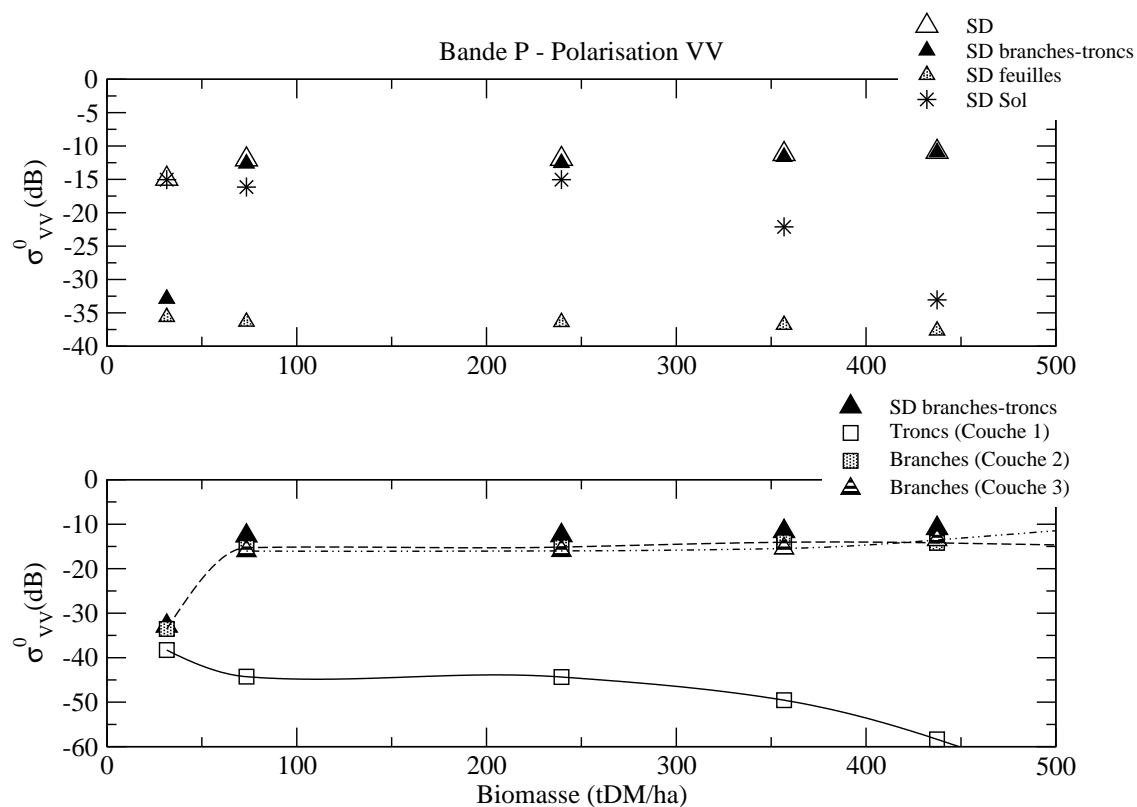


FIG. II.28 – Simulations en polarisation VV du coefficient de rétrodiffusion en simple diffusion en fonction de la biomasse (triangle blanc) et décomposition suivant les diffuseurs (triangle noir : branches et les troncs, triangle grisé : feuilles, étoile : sol). Contribution des branches et des troncs suivant les couches (carré blanc : troncs, carré grisé : les branches de la deuxième couche, carré hachuré : les branches de la troisième couche. Simulations pour toutes les polarisations et avec $\theta_i = 35^\circ$, en bande P.

de pénétration est telle en bande L, qu'il atteint un niveau bien inférieur à celui des feuilles.

III. EN RÉSUMÉ

En bande P, le mécanisme de double-rebonds résulte donc sans surprise de la contribution des troncs et de leur prolongement, sauf en polarisation croisée où ce sont les branches des couches supérieures qui sont responsables majoritairement du niveau atteint (-30 dB au maximum) pour ce mécanisme. L'importance des double-rebonds est d'autant plus marquée que la biomasse est faible. On note également que la réponse de ce mécanisme est plus forte en polarisation HH qu'en polarisation VV : ce comportement semble être dû à la contribution plus forte au double-rebonds en HH des branches des couches supérieures. Le mécanisme de simple diffusion résulte des contributions ajoutées du sol (jusqu'aux biomasses intermédiaires) et des branches des couches supérieures. Il est important de noter que dans un cas comme dans l'autre la participation des feuilles est tout à fait négligeable même

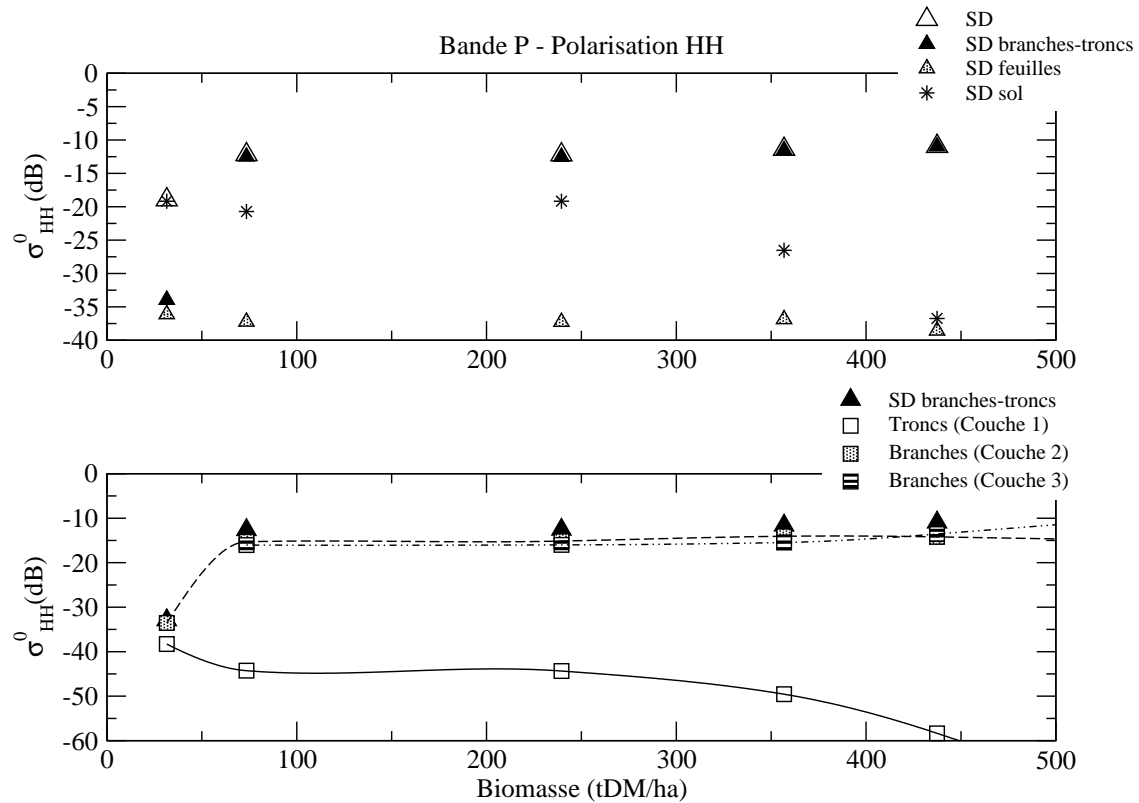


FIG. II.29 – Simulations en polarisation HH du coefficient de rétrodiffusion en simple diffusion en fonction de la biomasse (triangle blanc) et décomposition suivant les diffuseurs (triangle noir : branches et les troncs, triangle grisé : feuilles, étoile : sol). Contribution des branches et des troncs suivant les couches (carré blanc : troncs, carré grisé : les branches de la deuxième couche, carré hachuré : les branches de la troisième couche. Simulations pour toutes les polarisations et avec $\theta_i = 35^\circ$, en bande P.

quand on monte en bande L.

1.3 Analyse de la sensibilité du modèle

Le modèle cohérent que nous avons développé nous a donné des résultats tout à fait satisfaisants concernant le coefficient de rétrodiffusion tant que les effets de diffusion de groupe sont négligeables, c'est à dire pour les mangroves en bande P et en bande L. Cependant, un point reste à discuter : la précision des mesures terrains. En effet, de nombreux codes - notamment ceux qui sont utilisés dans un but prédictif - jouent sur l'incertitude des mesures terrains (mais aussi sur la description de la structure des arbres) pour rapprocher les résultats simulés des mesures [77]. Ce qui serait intéressant, c'est de savoir quel impact ont ces variations sur le résultat final et ainsi avoir une mesure de la sensibilité d'un tel modèle. Dans le cas des données de mangroves dont nous disposons, nous savons que les entrées sont connues avec une erreur estimée de 20%. Certains autres paramètres ne sont quant à eux pas définis comme l'orientation des troncs ou bien leur espacement moyen. Nous avons

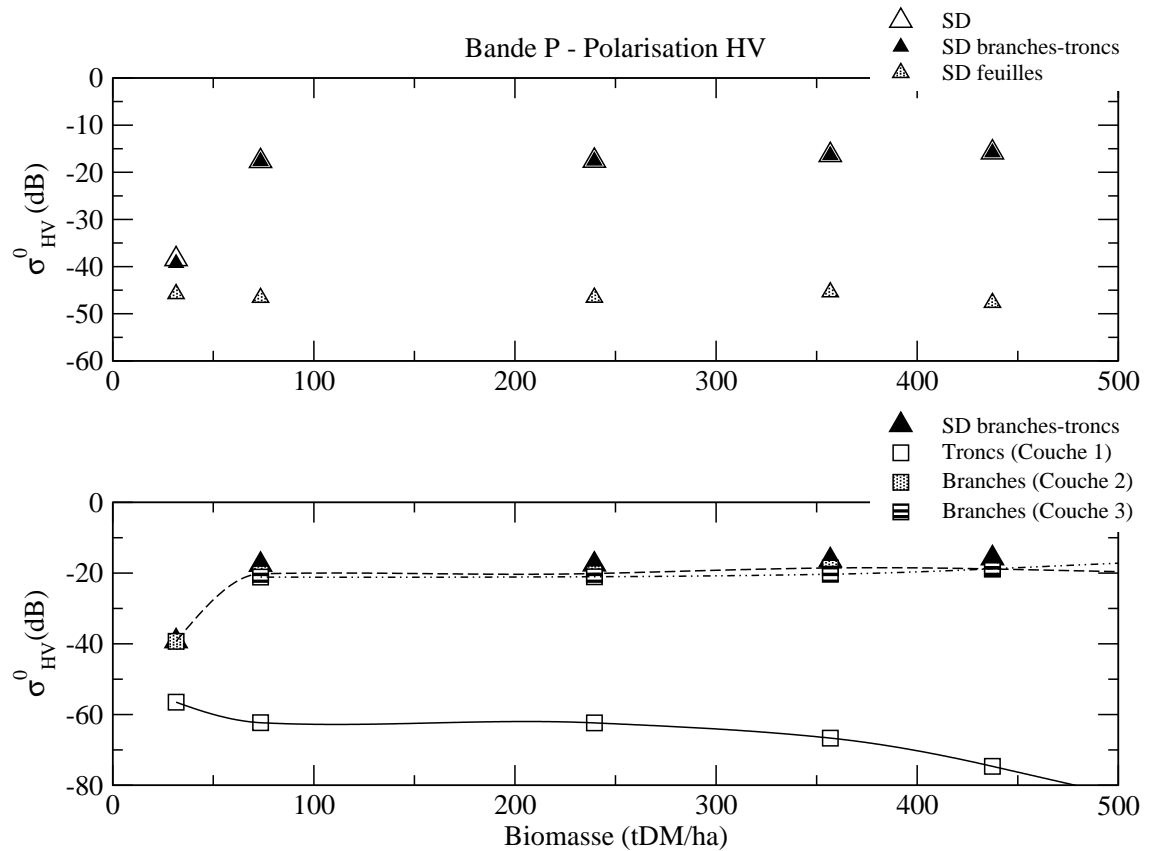


FIG. II.30 – Simulations en polarisation HV du coefficient de rétrodiffusion en simple diffusion en fonction de la biomasse (triangle blanc) et décomposition suivant les diffuseurs (triangle noir : branches et les troncs, triangle grisé : feuilles, étoile : sol). Contribution des branches et des troncs suivant les couches (carré blanc : troncs, carré grisé : les branches de la deuxième couche, carré hachuré : les branches de la troisième couche. Simulations pour toutes les polarisations et avec $\theta_i = 35^\circ$, en bande P.

choisi dans cette dernière section concernant les mangroves d'étudier l'influence de ces incertitudes de mesures sur les résultats de simulation.

a) Influence de l'angle d'inclinaison des troncs

Pour tous les éléments, l'angle d'Euler α varie entre $[0, 2\pi]$; pour les branches et les feuilles, β appartient à $[0, \frac{\pi}{2}]$, alors que pour les troncs nous avons considéré un angle d'inclinaison β compris dans $[0, \beta_{max}]$ et nous avons étudié l'influence de la valeur de β_{max} (voir la figure II.34). Finalement, nous considérons γ , le troisième angle d'Euler défini uniquement pour les feuilles, dans le domaine $[0, \frac{\pi}{2}]$. Une étude du coefficient de rétrodiffusion en fonction de β_{max} a été réalisée pour 2 parcelles (les parcelles 2 et 5) dans le but d'évaluer la sensibilité de σ^0 à ce paramètre. La figure II.34 montre que le parcelle 2 est peu sensible aux variations de β_{max} , quelle que soit la polarisation. Au contraire, les résultats de la parcelle 5 en copolarisation varient pratiquement de 3 dB. Ce résultat est assez surprenant étant donné que la profondeur

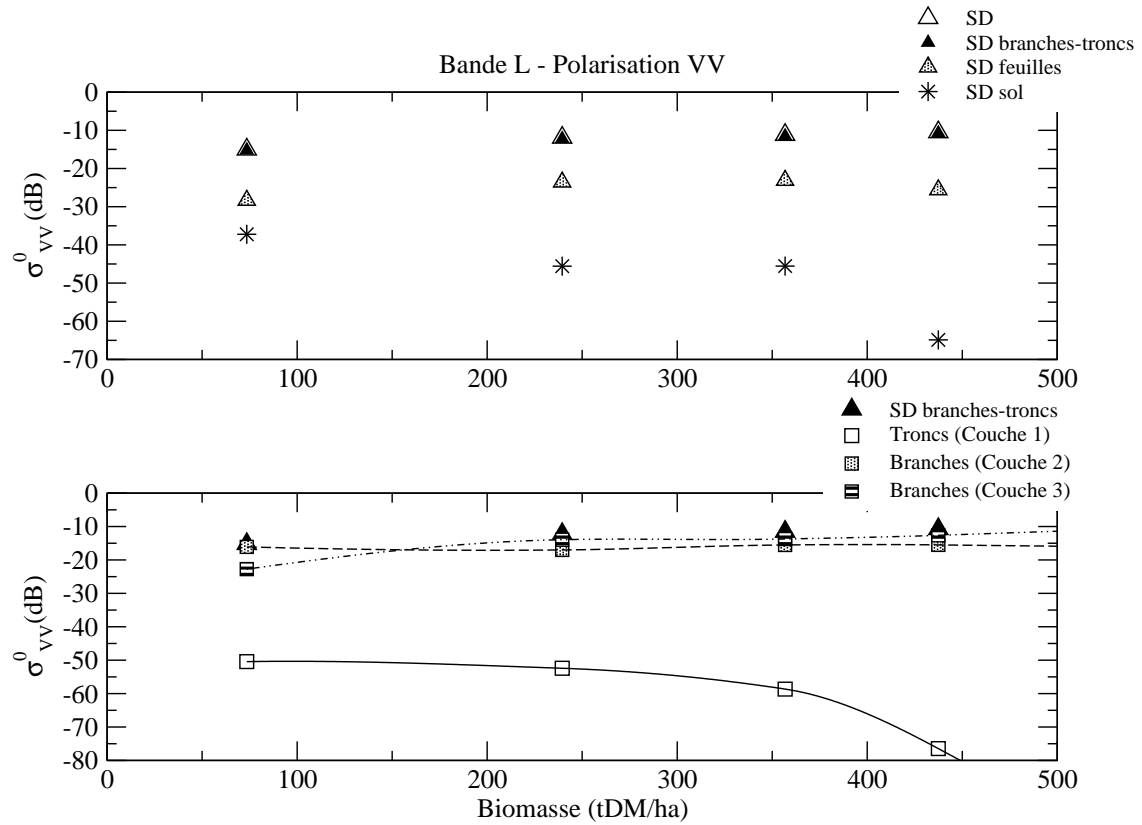


FIG. II.31 – Simulations en polarisation VV du coefficient de rétrodiffusion en simple diffusion en fonction de la biomasse (triangle blanc) et décomposition suivant les diffuseurs (triangle noir : branches et les troncs, triangle grisé : feuilles, étoile : sol). Contribution des branches et des troncs suivant les couches (carré blanc : troncs, carré grisé : les branches de la deuxième couche, carré hachuré : les branches de la troisième couche. Simulations pour toutes les polarisations et avec $\theta_i = 35^\circ$, en bande L.

de pénétration est plus importante pour la parcelle 2 que la parcelle 5 (voir le tableau II.2) et on aurait pu penser que les troncs de la parcelle 2 auraient été plus sensibles à cette variation de β_{max} . La parcelle 2 est une parcelle de faible biomasse. Les contributions majoritaires viennent du sol (simple diffusion) et des troncs mais également des branches (double-rebond). Des simulations complémentaires montrent que la réponse des double-rebonds varie peu avec β_{max} (environ 1 dB), à cause des faibles dimensions des troncs contenus dans cette parcelle.

Sur les figures II.5 à II.7 et II.31 à II.33, on peut voir que la contribution des troncs est la plus importante en VV pour la parcelle 5. Pour HH, la contribution des troncs est comparable à celle des branches supérieures. Ceci peut expliquer que sur la figure II.34, σ_{vv}^0 et σ_{hh}^0 varient tous les deux pour la parcelle 5 mais avec une amplitude plus faible pour σ_{hh}^0 , à cause des effets compensatoires des branches des couches supérieures. Finalement, en ce qui concerne la polarisation croisée, les troncs sont invisibles et donc une variation de leur angle d'inclinaison n'a aucun impact sur le résultat et ceci quelle que soit la parcelle.

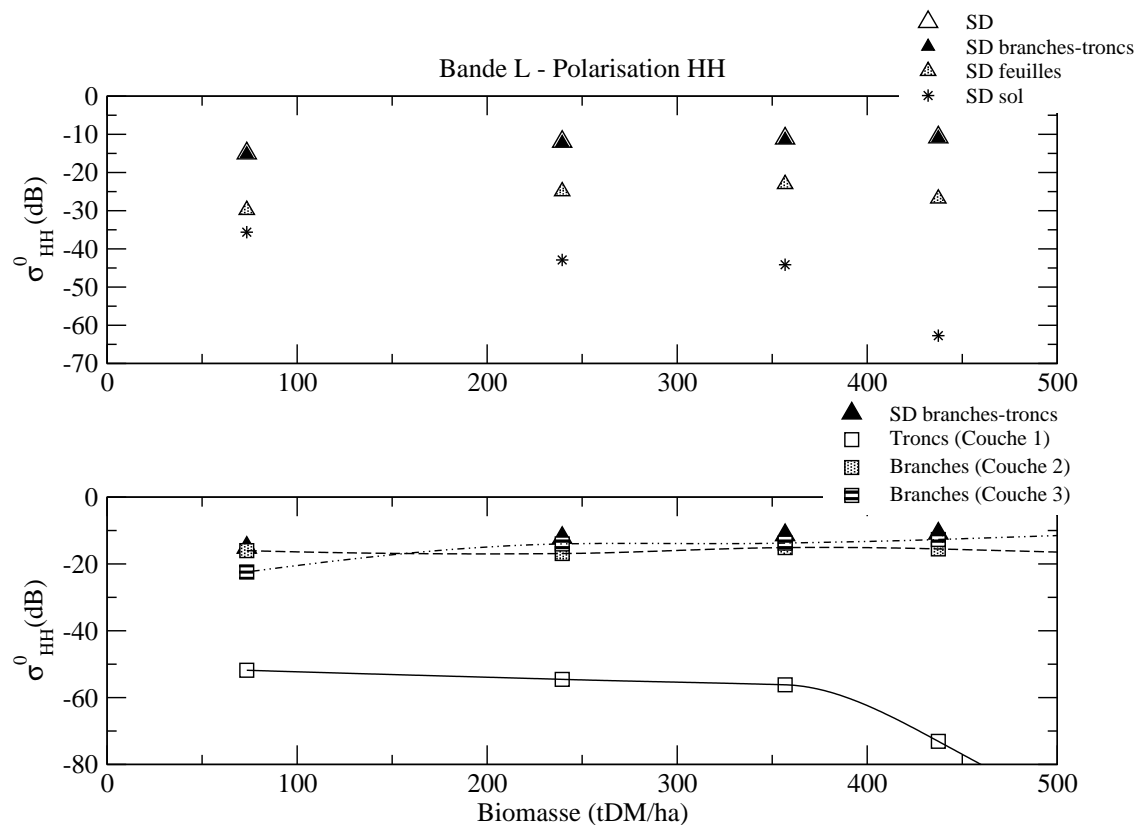


FIG. II.32 – Simulations en polarisation HH du coefficient de rétrodiffusion en simple diffusion en fonction de la biomasse (triangle blanc) et décomposition suivant les diffuseurs (triangle noir : branches et les troncs, triangle grisé : feuilles, étoile : sol). Contribution des branches et des troncs suivant les couches (carré blanc : troncs, carré grisé : les branches de la deuxième couche, carré hachuré : les branches de la troisième couche. Simulations pour toutes les polarisations et avec $\theta_i = 35^\circ$, en bande L.

b) Influence des autres paramètres

Il reste un certain nombre d'autres paramètres, cette fois-ci connus, mais dont les variations dues à l'incertitude des mesures peuvent avoir une influence sur le coefficient de rétrodiffusion total. On peut ainsi étudier la variation du rayon, de la hauteur et de la densité des troncs et des branches. On négligera dans cette étude les variations sur les paramètres propres aux feuilles, au vu des résultats précédents. On a considéré une erreur de -20% ou $+20\%$ sur ces données et on a reporté dans le tableau II.3 la plus grande variation du coefficient de rétrodiffusion (pire-cas).

On peut remarquer que le modèle est sensible à l'incertitude sur le rayon des branches et des troncs. Cependant seules les polarisations VV et HV varient : VV est plutôt sensible à une variation du rayon des troncs tandis que HV varie plutôt avec le rayon des branches. Il faut bien sûr considérer cette dernière remarque avec beaucoup de prudence : le modèle ne semble pas performant pour simuler le coefficient de rétrodiffusion en polarisation croisée et surtout aux faibles biomasses.

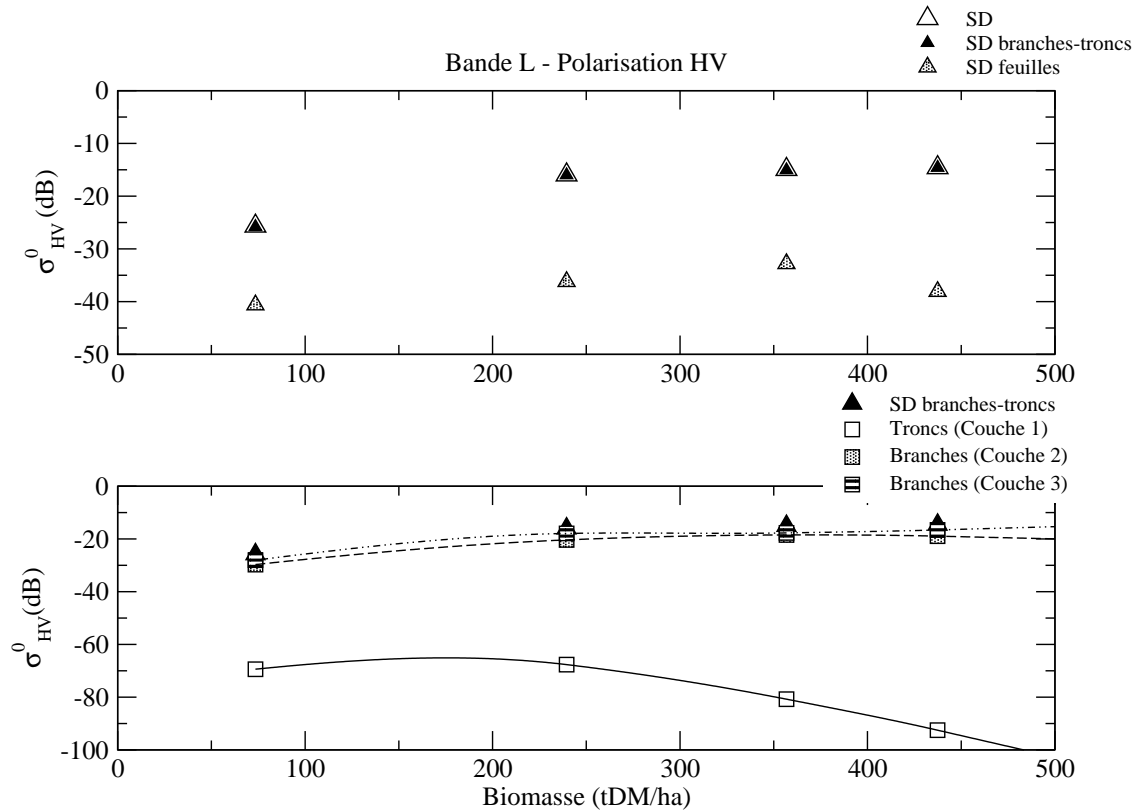


FIG. II.33 – Simulations en polarisation HV du coefficient de rétrodiffusion en simple diffusion en fonction de la biomasse (triangle blanc) et décomposition suivant les diffuseurs (triangle noir : branches et les troncs, triangle grisé : feuilles, étoile : sol). Contribution des branches et des troncs suivant les couches (carré blanc : troncs, carré grisé : les branches de la deuxième couche, carré hachuré : les branches de la troisième couche. Simulations pour toutes les polarisations et avec $\theta_i = 35^\circ$, en bande L.

TAB. II.3 – Données d'entrées dont l'influence sur le coefficient de rétrodiffusion total est supérieure à 1 dB (on rappelle qu'en bande P sur les mangroves, l'erreur sur les mesures radar est estimée à 1.9 dB). On considère une variation de $\pm 20\%$, à $\theta_i = 35^\circ$, $f = 0.44\text{GHz}$ et $\beta_{max} = 10^\circ$

		$\Delta\sigma^0$ max. (dB)					
		PARCELLE 2			PARCELLE 5		
		VV	HH	HV	VV	HH	HV
$\pm 20\%$	rayon des troncs	1.54	-	-	1.12	-	-
	rayon des troncs et des branches	1.7	-	2.5	-	-	2.1
	hauteur des branches	-	-	-	-	-	-
	densité des troncs	-	-	-	-	-	-
	densité des troncs et des branches	-	-	-	-	-	-

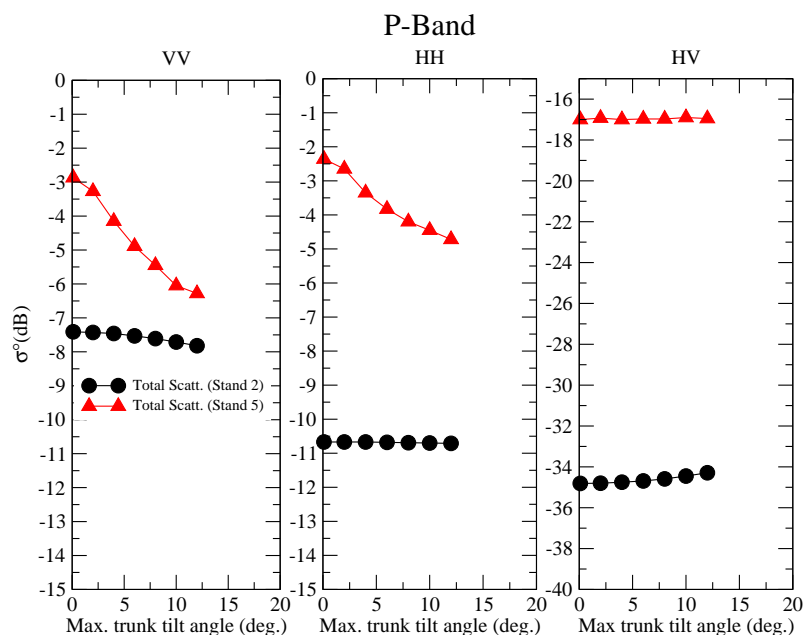


FIG. II.34 – Simulations du coefficient de rétrodiffusion en fonction de β_{max} pour les parcelles 2 (Cercles) et 5 (Triangles), pour toutes les polarisations avec $\theta_i = 35^\circ$ et $f = 0.44\text{GHz}$.

2 La forêt de Fontainebleau

Les simulations sur la forêt de Fontainebleau sont intéressantes car elles ont déjà fait l'objet d'études via d'autres modèles de diffusion basés sur une formulation incohérente [119]. Il sera donc instructif de comparer nos résultats avec ces derniers. Un suivi saisonnier a été réalisé par ERS-1/2 en 1995-1996 sur la forêt de Fontainebleau. Une hêtraie a notamment été observée durant cette période et le CESBIO y a effectué des mesures terrains. Les mesures du coefficient de rétrodiffusion ne sont connues qu'en polarisation VV et en bande C ($f = 5.3\text{ GHz}$). Dans [119], les auteurs étudient la variation saisonnière des mesures radar de certaines parcelles de Fontainebleau (chênes, hêtres et pins) et ils observent un comportement erratique du coefficient de rétrodiffusion. Il semble donc difficile de corrélérer ce comportement à d'autres paramètres liés à la forêt ou aux conditions de mesure. Ainsi l'influence du climat n'est pas clairement lisible (effet de la pluie, de la température, de la vitesse du vent) et il ne paraît pas évident d'évaluer son impact sur les mesures radar. Ces variations chaotiques ne peuvent pas non plus être corrélées à la feuillaison par exemple, parce qu'elles ne surviennent pas forcément à la période d'apparition des feuilles. On peut cependant noter qu'on a systématiquement de fortes valeurs rétrodiffusées en hiver, avec parfois quelques pics en été (on garde quand même une dynamique faible: seulement 2 dB de variation entre les valeurs minimale et maximale de σ^0 sur la période 1994-1997). Une des caractéristiques de cette étude est donc la suivante: quelle que soit la période de l'année, le coefficient de rétrodiffusion de la forêt est pratiquement constant (comportement erratique mais faible dyna-

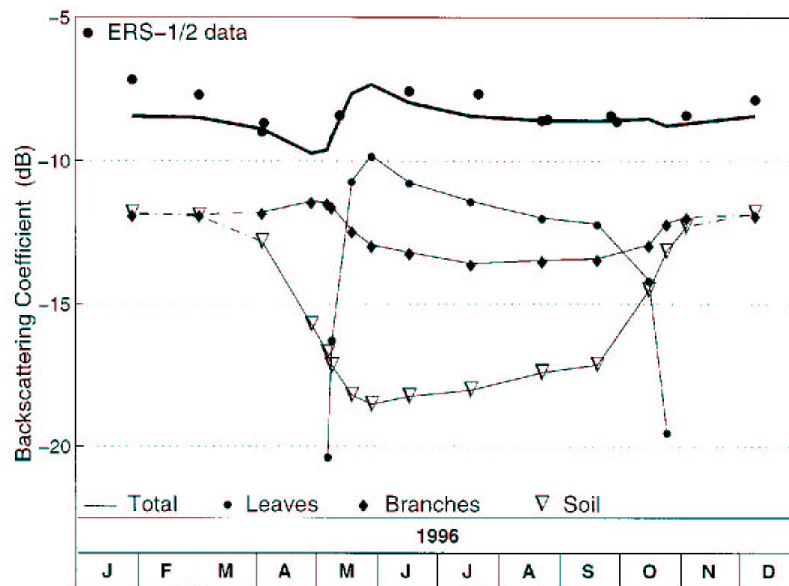


FIG. II.35 – Simulation de la variation saisonnière du coefficient de rétrodiffusion et contributions des branches, des feuilles et du sol obtenus avec un modèle de diffusion incohérent d'après [119] avec $f = 5.3GHz$ et $\theta_i = 35^\circ$.

mique). En particulier, il n'est pas possible de repérer, au vu des mesures radar, la période de feuillaison. La question est donc de savoir pour quelle raison la réponse de la forêt (en bande C!) est insensible à l'apparition des feuilles. Les résultats obtenus par PROISY et al. (voir figure II.35), basés sur l'utilisation d'un modèle incohérent, permettent d'expliquer cette invariance de la manière suivante :

- les contributions des différents diffuseurs (sol, branches, feuilles) sont de niveau comparable,
- pendant la période de feuillaison, la contribution du sol diminue,
- en même temps, les feuilles apparaissent et leur contribution compense la diminution du sol,

On a donc au bilan une réponse globale invariante.

L'adéquation des simulations aux mesures est satisfaisante avec des différences allant de 0.1 à 1.3 dB. Quand il n'y pas de feuilles, durant l'hiver, les branches et le sol ont des contributions pratiquement identiques puis la réponse totale tend à diminuer au mois de Mars, à cause de l'assèchement du sol et continue à diminuer les mois suivants à cause de l'atténuation des couches supérieures augmentée par la présence des feuilles. Cependant cette diminution du signal est compensée par l'apparition des feuilles en Avril-Mai. Le résultat total diminue un peu à la fin de l'été à cause de la chute des feuilles.

La diminution de la contribution du sol est directement liée à l'apparition des feuilles, apportant une atténuation supplémentaire. L'onde qui parvient au sol est donc plus atténuée quand les feuilles sont présentes, rendant ainsi la contribution du sol plus faible.

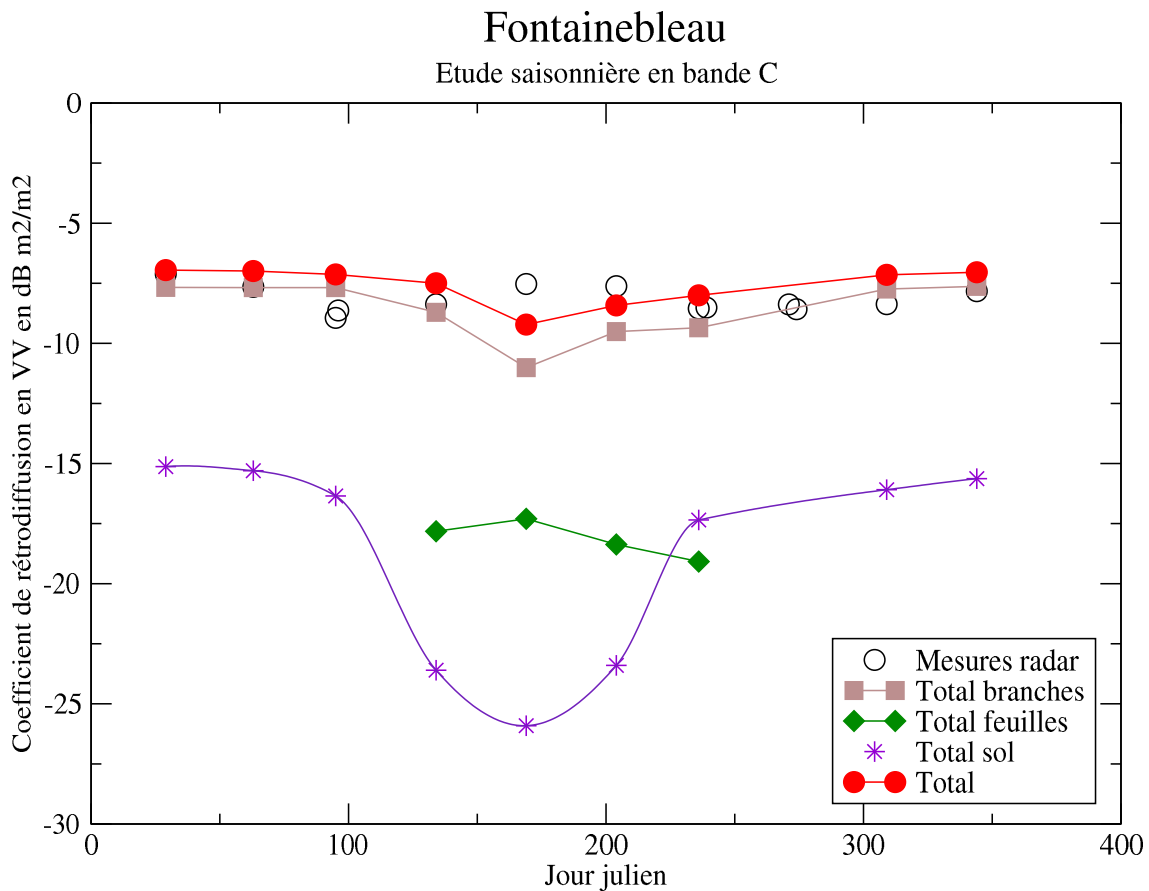


FIG. II.36 – Mesures en polarisation VV (cercles blancs) et simulations (cercles noirs) du coefficient de rétrodiffusion de la parcelle de hêtres en fonction du temps. Contributions des branches et des troncs (carrés), des feuilles (losanges) et du sol **atténué** par les couches supérieures de la végétation (étoiles). Les simulations ont été réalisées avec une fréquence de $f = 5.3\text{GHz}$ et $\theta_i = 23^\circ$.

Mais est-ce que l'effet est bien compensatoire et est-ce qu'il explique vraiment l'invariance du coefficient de rétrodiffusion dans le temps? De plus, même si en hiver la forêt peut paraître plus transparente, est-ce qu'il est possible qu'en bande C sur une forêt qui fait 15 m de hauteur environ, le sol et les branches aient la même contribution? Nous proposons dans la section suivante de revenir sur cette étude en utilisant un modèle cohérent.

2.1 Comparaison des simulations avec les mesures en polarisation VV

Nous avons tracé sur la figure II.36 les mesures et les simulations du coefficient de rétrodiffusion total d'une hêtraie en fonction du temps. On y a également reporté la variation de la contribution des diffuseurs impliqués dans cette hêtraie. Il apparaît clairement que la quasi-totalité du signal simulé est dû à la réponse des branches et des troncs. Un bon accord est observé entre les simulations et les mesures

avec une erreur maximale de 1.5 dB environ. On note au moins 8 dB de différence entre les valeurs simulées du coefficient de rétrodiffusion et les contributions de sol et de feuilles, nous permettant d'affirmer que ces contributeurs sont somme toute négligeables. L'invariance de la réponse radar de la forêt viendrait donc de l'invariance de la réponse des branches et des troncs.

Couche	Fraction Volumique ($\times 10^{-5}$)		
	Troncs	Branches	Feuilles
1	66.40		
2	13.58	26.70	
3		5.12	6.64
Total	79.98	31.82	6.64

TAB. II.4 – Fractions volumiques pour la parcelle H13.

Jours	Hauteur m	Profondeur de pénétration m	Couche atteinte
29	15	6.03	2
134	15	4.08	2
169	15	3.86	2
204	15	5.05	2
236	15	5.01	2

TAB. II.5 – Profondeur de pénétration suivant les jours juliens pour une incidence de $\theta_i = 23^\circ$ et 5.3GHz.

La profondeur de pénétration reflète bien l'apparition des feuilles : entre la profondeur atteinte en hiver et la profondeur atteinte quand les feuilles sont arrivées à leur densité maximale, il y a une différence de 2,17 m (voir tableau II.5). L'onde pénètre donc beaucoup moins quand les feuilles sont présentes. Ceci vient d'ailleurs expliquer qu'à ce moment là, la contribution des branches et des troncs baisse un peu. On s'attendrait pourtant à un niveau plus fort des feuilles, comme cela est le cas en bande C pour les mangroves. Cependant, les fractions volumiques ne sont pas comparables : il y a 50% de feuilles en plus dans les mangroves dans le cas le plus favorable à la comparaison (voir tableau II.4). La densité des feuilles est donc peut-être encore trop faible à cette fréquence pour que la diffusion par groupe que nous avons négligée soit pénalisante. Un autre point est à prendre en considération : entre le modèle incohérent de diffusion utilisé dans [119] et le modèle cohérent que nous avons développé, on note trois différences majeures :

1. la sommation de la contribution des diffuseurs se fait en champ,
2. la calcul de l'atténuation est complexe et non pas en intensité,
3. les diffuseurs sont distribués en respectant la structure des arbres.

La première de ces différences est fondamentale : elle peut expliquer pourquoi le niveau des feuilles dans un modèle incohérent est plus élevé que dans un modèle cohérent. Cependant, les feuilles constituent un milieu complètement aléatoire et de ce fait, on peut admettre sous certaines conditions de fréquence, qu'il constitue un milieu homogène, donc peu diffusant. Cependant, ce raisonnement n'explique pas pourquoi la contribution des branches obtenue avec ce modèle incohérent est plus faible qu'avec le modèle cohérent que nous utilisons ?

Une réponse simple vient du calcul du coefficient de rétrodiffusion. En effet celui-ci est proportionnel au carré du module du champ diffusé. Or dans le cas d'un modèle incohérent, le module du champ diffusé est égal à la somme des carrés des champs élémentaires alors que dans un modèle cohérent, il faudra en plus, ajouter l'ensemble des produits croisés des champs des différents contributeurs. Ainsi, suivant le signe de ces produits croisés, on aura une contribution totale inférieure ou supérieure à celle obtenue avec un modèle incohérent. On ne peut donc pas, de manière générale, commenter les niveaux relatifs des contributions.

2.2 Quel est le mécanisme dominant en polarisation VV ?

Typiquement en bande C, avec une faible profondeur de pénétration, on s'attend à ce que les mécanismes de double-rebonds, qui impliquent le sol, soient minoritaires devant la contribution des mécanismes de simple diffusion (voir tableau II.5). Nous avons tracé sur la figure II.37 la variation dans le temps des coefficients de rétrodiffusion correspondant à ces deux mécanismes pour la parcelle de hêtres en polarisation VV. Ce que nous attendions est vérifié : on constate une différence d'au moins 15 dB entre les contributions des deux mécanismes au profit de la simple diffusion. On notera également que la contribution des double-rebonds au coefficient de rétrodiffusion a une variation avec la biomasse similaire à celle de la contribution du sol.

2.3 Les polarisations HH et HV

Il est intéressant de s'attarder un instant sur les résultats de simulation en HH et en HV. Est-ce qu'une de ces deux polarisations auraient été mieux adaptée pour observer la feuillaison ? Sur la figure (II.38) sont représentés la simulation du coefficient de rétrodiffusion de la parcelle ainsi que les niveaux des contributions des diffuseurs. On remarque que le niveau diffusé en HH est supérieur à celui diffusé en VV (de 2.5 dB au maximum) avec une dynamique plus marquée pour HH. Cependant qu'on soit en HH ou en HV, les branches demeurent le contributeur le plus important loin devant le sol et les feuilles. De plus quelle que soit la polarisation on constate toujours cette diminution de la contribution des branches au moment où les feuilles sont les plus nombreuses.

a) Comparaison des polarisations

On a superposé sur la figure II.39 les réponses suivant les différentes polarisations afin de voir si la diminution des branches est plus significative pour une polarisation donnée. Il est difficile de conclure : est-ce que cette diminution est vraiment

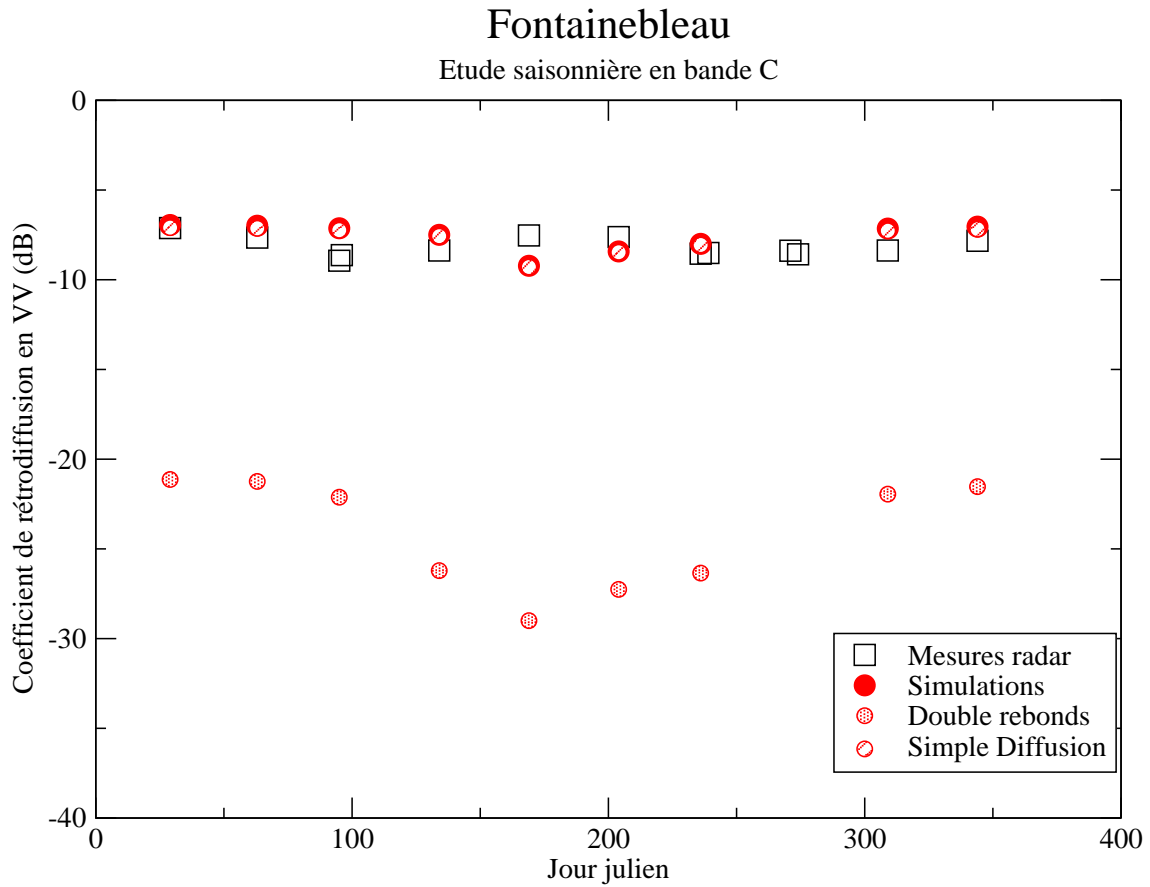


FIG. II.37 – Mesures (cercles blancs) et simulations (cercles noirs) du coefficient de rétrodiffusion de la parcelle de hêtres en fonction du temps. Simulations des contributions des double-rebonds (cercles grisés) et de la simple diffusion (cercles hachurés). Les simulations ont été réalisées avec une fréquence de $f = 5.3\text{GHz}$ et $\theta_i = 23^\circ$.

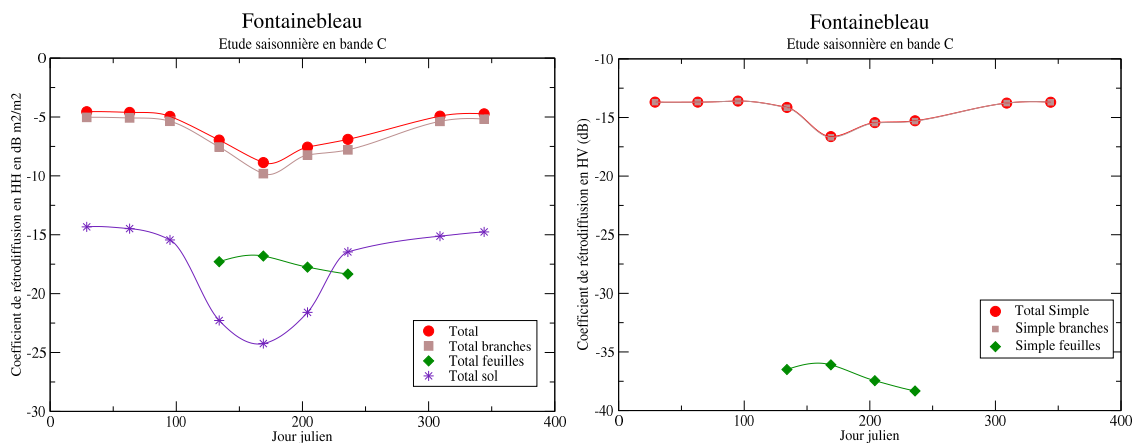


FIG. II.38 – Simulations (cercles noirs) du coefficient de rétrodiffusion saisonnier de la parcelle de hêtres en HH (à gauche) et en HV (à droite). Contributions des branches et des troncs (carrés), des feuilles (losanges) et du sol (étoiles). Les simulations ont été réalisées avec une fréquence de $f = 5.3\text{GHz}$ et $\theta_i = 23^\circ$.

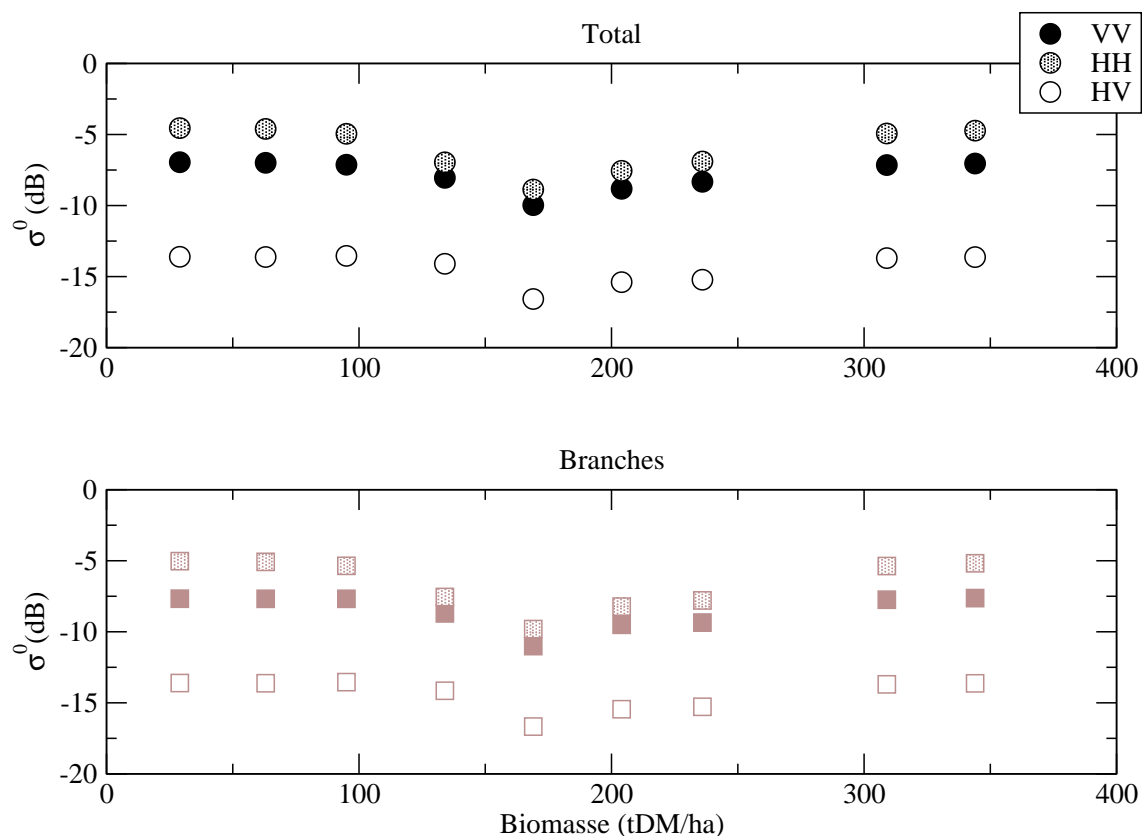


FIG. II.39 – Comparaison des simulations totales (cercles) et de la contribution des branches (carré) du coefficient de rétrodiffusion saisonnier de la parcelle de hêtres en fonction des polarisations (noir : VV, gris : HH et blanc : HV). Les simulations ont été réalisées avec une fréquence de $f = 5.3\text{GHz}$ et $\theta_i = 23^\circ$.

représentative de l'apparition des feuilles ou bien est-ce que c'est un phénomène qui est à rapprocher par exemple de l'humidité des diffuseurs ?

b) Décomposition suivant les mécanismes

Comme on peut le voir sur la figure II.40, le niveau de diffusion en HH et les valeurs des différentes contributions sont sensiblement les mêmes qu'en VV. Ce résultat est typiquement celui qu'on attend lorsque la simple diffusion domine : les diffuseurs sont en grand nombre et orientés de manière aléatoire amenant ainsi une contribution comparable pour les deux composantes de copolarisation. En HV, le niveau des feuilles est rejeté beaucoup plus bas et les branches et les troncs dominent totalement la réponse en simple diffusion. On remarque que l'allure des contributions est toujours la même que soit en polarisation VV, HH ou HV.

En double-rebonds, l'allure reste la même quelles que soient les polarisations, par contre les contributions varient beaucoup (voir figure II.41). En HH, on reste sur une contribution dominante des branches et des troncs, ce qui n'est plus le cas suivant la saison en polarisation HV. En hiver, en l'absence de feuilles, les double-rebonds en HV sont dominés par les branches et les troncs. Si le niveau passe de -31 dB à -41

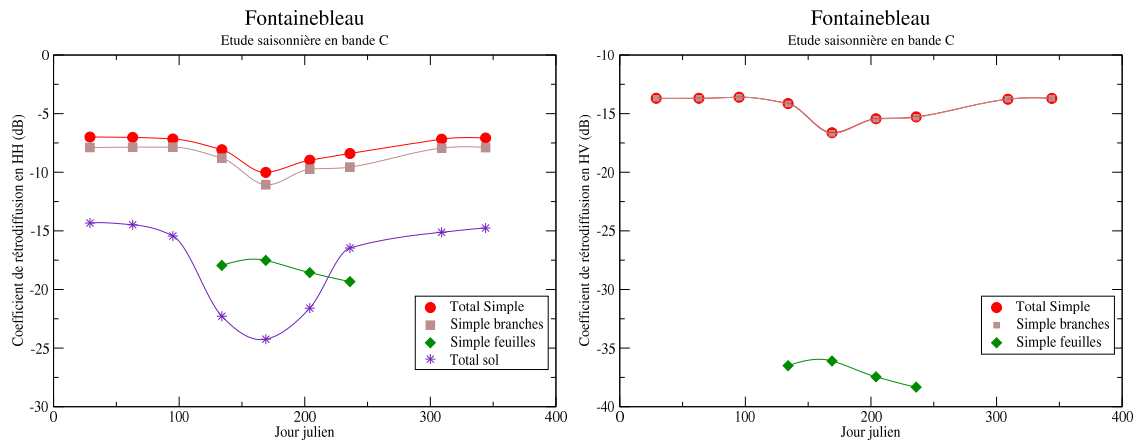


FIG. II.40 – Simulations (cercles) de la contribution simple diffusion du coefficient de rétrodiffusion saisonnier de la parcelle de hêtres HH (à gauche) et en HV (à droite). Contributions des branches et des troncs (carrés), des feuilles (losanges) et du sol (étoiles). Les simulations ont été réalisées avec une fréquence de $f = 5.3GHz$ et $\theta_i = 23^\circ$.

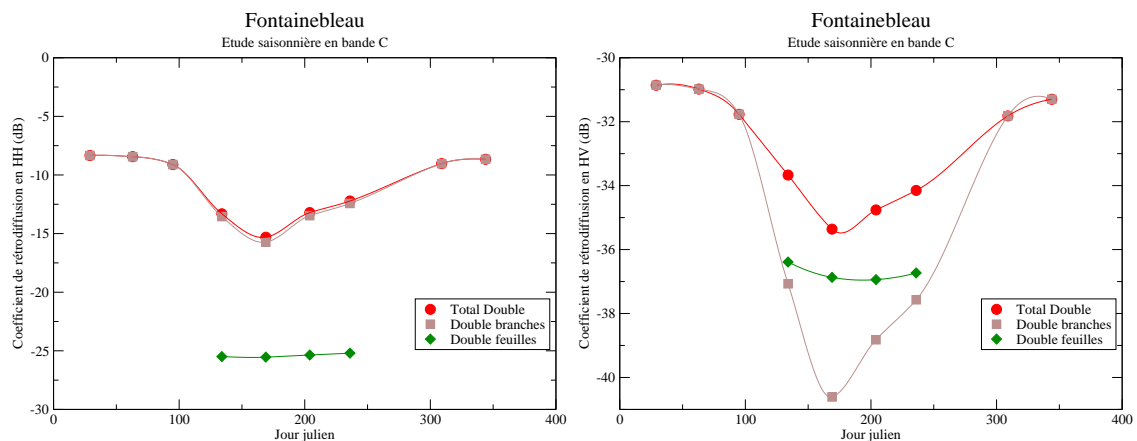


FIG. II.41 – Simulations (cercles) de la contribution double-rebonds du coefficient de rétrodiffusion saisonnier de la parcelle de hêtres HH (à gauche) et en HV (à droite). Contributions des branches et des troncs (carrés), des feuilles (losanges) et du sol (étoiles). Les simulations ont été réalisées avec une fréquence de $f = 5.3GHz$ et $\theta_i = 23^\circ$.

dB cela confirme que les branches qui participent à la diffusion en HV sont celles qui ont les domaines de variation angulaire les plus grands, c'est à dire les petites branches dans les couches supérieures. Aussi quand les feuilles apparaissent, c'est une atténuation "doublement" supplémentaire qu'il faut prendre en compte pour les double-rebonds et la contribution des branches est rejetée après celle des feuilles.

3 Conclusion

Dans cette partie, nous avons eu la possibilité de tester le modèle cohérent que nous avons développé sur deux forêts tout à fait différentes et à des fréquences diverses. Les mangroves sont caractérisées par un très fort taux d'humidité de leur végétation et de leur sol. L'étude de plusieurs parcelles nous a permis de travailler sur la variation du coefficient de rétrodiffusion en fonction de la biomasse. Avec le perchis de hêtres de la forêt de Fontainebleau, nous avons eu accès à une forêt tempérée que nous avons pu étudier dans le temps. Cela nous a permis d'interpréter la (non) variation saisonnière du coefficient de rétrodiffusion.

Un premier enseignement est à tirer des comparaisons entre mesures et simulations : les occasions de les confronter sont rares et les mécanismes impliqués dans les forêts trop compliqués pour affirmer une quelconque règle de comportement. On peut cependant se satisfaire des bons résultats obtenus lors des simulations. Les tendances sont généralement respectées et les niveaux correctement vérifiés, compte-tenu des incertitudes radar et des incertitudes des mesures terrains. De plus, la prépondérance des mécanismes est physiquement acceptable : en basse fréquence, les double-rebonds sol-troncs dominant à condition que l'atténuation définie par les couches supérieures ne soit pas trop importante. En haute fréquence, ce sont les mécanismes de simple diffusion des éléments des couches supérieures qui majorent le signal. Il faut toutefois préciser que les feuilles semblent avoir une contribution toujours négligeable : à part pour les hautes fréquences et les hautes densités, elles peuvent être considérées comme un milieu homogène, diffusant peu. Cependant quand la densité des éléments est trop forte, ou la fréquence trop élevée, les feuilles peuvent former des groupements compacts dont il faut considérer globalement la diffusion. D'après la littérature, la prise en compte de ces amas a pour effet de corriger la contribution en polarisation croisée, et de manière générale l'atténuation. Des problèmes ont en effet été mis en évidence en bande C sur les mangroves, surtout en polarisation croisée. La décomposition en contributions nous a également permis d'observer certains comportements douteux en copolarisation, appuyant ainsi l'hypothèse faite sur l'impact des amas. Les résultats en bande C sur Fontainebleau sont tout à fait satisfaisants en polarisation VV. Il resterait cependant à vérifier les résultats obtenus pour les autres polarisations, et notamment en polarisation HV, afin de pouvoir affirmer que le modèle simule correctement le comportement du coefficient de rétrodiffusion en bande C sur Fontainebleau. Néanmoins, l'explication apportée à l'invariance de σ_{VV}^0 en fonction des saisons est satisfaisante : l'allure du coefficient de rétrodiffusion est fixée par la contribution en simple diffusion des branches et des troncs (des simulations supplémentaires nous permettent même d'affirmer qu'il s'agit uniquement des branches). Les feuilles et le sol ont des participations beaucoup plus faibles.

D'autres validations seraient à faire pour pouvoir délimiter le domaine de validité. Dans un premier temps, il apparaît nécessaire de développer un modèle de diffusion cohérent et bistatique par le sol pour pouvoir prendre en compte les interactions cohérentes des diffuseurs avec le sol de manière plus rigoureuse. Dans un second temps, les efforts devront porter sur les effets de groupement de diffuseurs afin d'évaluer leur importance aux fortes densités et aux fortes fréquences. Même si

les fractions volumiques des éléments rencontrés dans les forêts sont généralement de l'ordre de $10^{-4}, 10^{-5}$, il semble qu'on ne peut pas négliger les effets **locaux** de groupement de diffuseurs aux fortes densités et aux hautes fréquences.

Chapitre III

Simulation de la cohérence interférométrique

1 Interférométrie différée

Comme nous l'avons vu dans l'introduction de cette troisième partie, l'interférométrie différée a été beaucoup étudiée notamment en raison du grand nombre de mesures radar, spatiales ou aéroportées. Des satellites comme ERS-1 et ERS-2 ont permis de faire de l'interférométrie différée du fait qu'ils possèdent une orbite avec la même trace au sol. L'équivalence avec l'interférométrie simultanée était évidente, la baseline représentant alors le léger décalage entre les orbites. Un certain nombre de problèmes ont été évoqués concernant l'interférométrie différée et le plus pénalisant est la décorrélation temporelle de la cohérence, décorrélation d'autant plus forte que la durée entre deux visites de la scène est longue. Les caractéristiques de la forêt au moment où on l'observe sont évidemment fondamentales : l'humidité, le vent, la température, la neige etc ... jouent un rôle extrêmement important, qui peut beaucoup varier suivant les zones observées [113] et dépend également des caractéristiques de l'observation radar (fréquence, incidence, polarisation). Dans le cadre de notre étude, nous avons eu accès aux mesures de la cohérence interférométrique de la forêt de Fontainebleau (voir tableau III.1). Ces données ont été recueillies grâce au tandem interférométrique ERS : ERS-1 et ERS-2 se succèdent au-dessus d'une même zone à environ 24 heures d'intervalle. Or n'ayant pas en général d'informations sur les changements qui ont pu intervenir entre les deux mesures, on fait l'hypothèse qu'aucun changement n'est advenu. Cependant, vues les conditions géométriques de l'observation, on obtient systématiquement une cohérence forte. En effet, la variation angulaire $\Delta\theta$ est trop faible pour que l'on puisse avoir une décorrélation spatiale due à la baseline. Avec des satellites à cette hauteur (780 km), si l'on néglige la décorrélation temporelle, comme si on était en interférométrie simultanée, il faudrait une baseline d'environ 5 km avec notre modèle pour observer une décorrélation spatiale significative¹. Les sources de décorrélation peuvent être multiples et il a été

1. On rappelle que notre modèle calcule uniquement le champ rétrodiffusé par une forêt éclairée par un signal monochromatique. Aucun traitement radar n'est appliqué et de ce fait aucune source

observé que l'influence des paramètres pouvant décorrélérer varient beaucoup suivant les forêts observées, donc les structures. Il paraît évident qu'un déplacement des diffuseurs va fortement décorrélérer la scène, mais dans quelle mesure peut-on assurer que c'est bien là, la source de la décorrélation (n'y en a-t-il pas d'autres qui soient de poids comparable?) et comment quantifier son effet (notamment comment relier le déplacement des diffuseurs à la force du vent?)? Pour toutes ces raisons, nous avons choisi de ne pas travailler sur des données interférométriques différées qui nécessitent forcément un suivi terrain plus précis pour pouvoir être correctement modélisées et interprétées.

Jours julien	62	78	114	149	184	218	288	323	359
γ (-)	0.343	0.373	0.195	0.288	0.224	0.174	0.389	0.464	
B (m)	35	27	82	103	70	83	256	168	185
θ_i (degré)	22.75	26.5	26.5	26.5	26.5	22.75	22.75	22.75	22.75

TAB. III.1 – Mesures radar de la cohérence interférométrique sur la parcelle H13 de Fontainebleau d'août 1995 à juillet 1996. Ces données radar sont issues de mesures de ERS-1 et 2, satellites dont la hauteur est d'environ 780 km.

2 Interférométrie simultanée

A part le cas de SRTM, les mesures en interférométrie simultanée sont à notre connaissance toujours aéroportées. Pour notre étude, nous n'avons pas eu de jeu de données radar et terrain en interférométrie simultanée aéroportée.

Rappelons la définition de la cohérence interférométrique :

$$\gamma e^{j\phi} = \frac{\langle s_1 s_2^* \rangle}{\sqrt{\langle s_1 s_1^* \rangle \langle s_2 s_2^* \rangle}} \quad (1)$$

où s_1 et s_2 sont deux images complexes acquises par deux antennes radar distinctes, observant la même scène mais avec une incidence légèrement différente.

Pour le calcul interférométrique, le modèle a été modifié. Dans le cas du calcul du coefficient de rétrodiffusion, on faisait l'hypothèse que les arbres étaient indépendants. Cette hypothèse est vraie et se vérifie si l'on moyenne les résultats sur plusieurs réalisations de la forêt. Dans le cadre de la modélisation de la cohérence interférométrique, nous ne souhaitons plus nous rendre indépendants de la répartition des arbres dans la forêt et nous travaillons sur une réalisation unique de la scène. Afin de pouvoir rendre compte l'inhomogénéité de la forêt, nous avons choisi de diviser la scène en cellules afin de calculer plus précisément les atténuations. Cette décomposition de la scène implique que le calcul ne se fait plus arbre mais cellule par cellule. Le champ total de la scène résulte alors de la sommation des champs complexes issus de chaque cellules. En résumé :

de décorrélation qui lui serait liée n'est considérée ici.

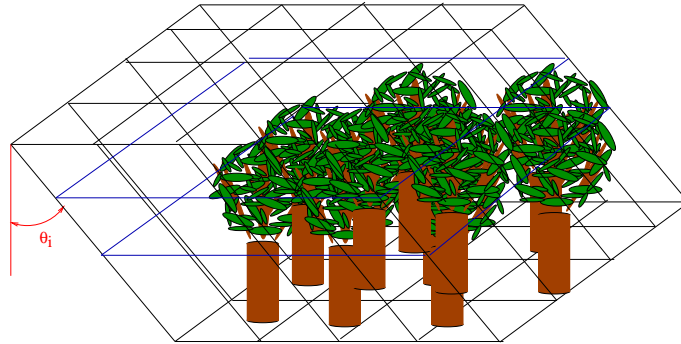


FIG. III.1 – Découpage de la scène observée en pavés. L’inclinaison des pavés correspond à la direction incidente moyenne du radar 1 ou du radar 2, suivant la vue que l’on souhaite simuler.

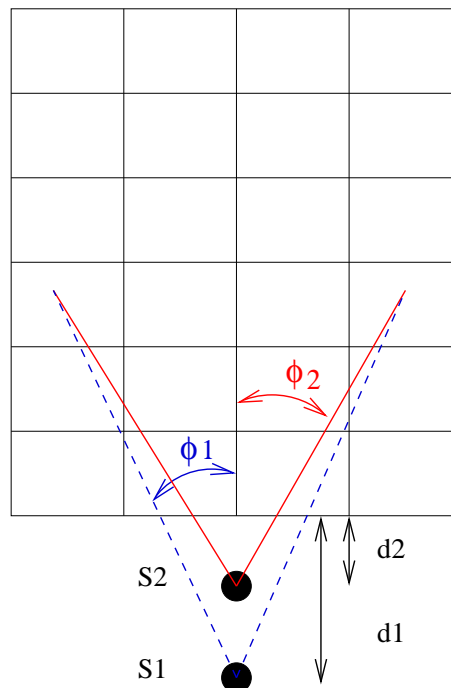


FIG. III.2 – Définition des angles ϕ_1 et ϕ_2 dans une vue de dessus de la scène observée. La distance d_1 du radar $S1$ à la scène illuminée est définie de telle manière que l’angle d’incidence du radar $S1$ au milieu de la scène soit égal à l’angle d’incidence moyen du radar. La distance d_2 est reliée à la baseline B telle que $d_1 - d_2 = B$.

- la scène est maintenant “pixelisable” : on peut définir les dimensions d’un pixel en site et en azimuth. Cette “pixelisation” de la surface, permet de découper la scène en parallélépipèdes (voir figure III.1).
- l’atténuation est alors recalculée pour chaque pavé en comptant le nombre de diffuseurs compris à l’intérieur de chacun.
- l’incidence (θ_s, ϕ_i) est également recalculée pour chaque pavé : on choisit à chaque fois la valeur au milieu du pavé (voir figure III.2).
- le calcul ne se fait plus arbre par arbre mais il est totalement cohérent. Le

sol quant à lui n'est plus considéré, faute de pouvoir modéliser sa réponse cohérente.

Le dernier changement implique donc que les interactions entre les arbres ne sont plus considérées comme nulles. Si l'on souhaite s'affranchir de la répartition des arbres, comme c'est le cas avec le coefficient de rétrodiffusion, il faudrait moyenner sur plusieurs réalisations. Dans le cadre du calcul de la cohérence interférométrique, nous ne procéderons donc à **aucun moyennage**, sauf celui qui pour la cohérence s'applique aux pixels de l'image.

Nous rappelons que n'avons pas modélisé la réponse cohérente du sol. Les diffuseurs que nous considérons sont donc uniquement les feuilles, les branches et les troncs².

Dans ce chapitre, nous nous intéresserons principalement aux points suivants :

- impact de la taille de la scène et de la baseline sur la cohérence interférométrique ;
- variation de la cohérence interférométrique avec la biomasse ;
- décomposition de la cohérence interférométrique en terme de types de diffuseurs (branches ou feuilles) ;
- décomposition de la cohérence interférométrique en terme de mécanismes (diffusion simple ou double-rebonds).

Ces deux décompositions possibles sont définies de la manière suivante. Les champs rétrodiffusés par les vues 1 et 2 peuvent être décomposés :

$$E_{qp}^s = \sum_{\alpha} E_{qp}^{s,\alpha} \quad (2)$$

où α peut référer soit à un type de diffuseur, soit à un mécanisme, selon la décomposition choisie. La décomposition de la cohérence interférométrique suit³ :

$$\gamma_{qp} e^{j\phi_{qp}} = \sum_{\alpha,\beta} \gamma_{qp}^{\alpha\beta} e^{j\phi_{qp}^{\alpha\beta}} \rho_{qp}^{\alpha,\beta} \quad (3)$$

où

$$\rho_{qp}^{\alpha,\beta} = \sqrt{\frac{\sigma_{1,\alpha}^0 \sigma_{2,\beta}^0}{\sigma_1^0 \sigma_2^0}} \quad (4)$$

Celle-ci est donc une somme des contributions propres $\gamma_{qp}^{\alpha\alpha}$ des diffuseurs ou des mécanismes, pondérées par $\rho_{qp}^{\alpha,\alpha}$, et de la contribution des termes croisés $\alpha \neq \beta$.

2. Par simplification d'écriture, j'assimilerai par la suite les troncs aux branches.

3. L'idée est la suivante : on part de la définition de la cohérence interférométrique $\gamma_{qp} e^{j\phi_{qp}} = \frac{\langle E_{qp}^1 E_{qp}^{2*} \rangle}{\sqrt{\langle |E_{qp}^1|^2 \rangle \langle |E_{qp}^2|^2 \rangle}}$. Or le champ électrique peut s'écrire par exemple comme la somme cohérente des contributions des champs électriques issus des branches, des feuilles, du sol et des interactions entre ces diffuseurs : $E_{qp}^1 = \sum_{\alpha} E_{qp}^{1\alpha}$ et $E_{qp}^2 = \sum_{\beta} E_{qp}^{2\beta}$. On obtient $\gamma_{qp} e^{j\phi_{qp}} = \frac{\langle \sum_{\alpha} E_{qp}^{1\alpha} \sum_{\beta} E_{qp}^{2\beta*} \rangle}{\sqrt{\langle |E_{qp}^1|^2 \rangle \langle |E_{qp}^2|^2 \rangle}}$. En

multipliant le numérateur et le dénominateur par $\sqrt{\langle |E_{qp}^{1\alpha}|^2 \rangle \langle |E_{qp}^{2\beta}|^2 \rangle}$, on fait apparaître le terme :

$\gamma_{qp}^{\alpha\beta} e^{j\phi_{qp}^{\alpha\beta}} = \frac{\langle \sum_{\alpha} E_{qp}^{1\alpha} \sum_{\beta} E_{qp}^{2\beta*} \rangle}{\sqrt{\langle |E_{qp}^{1\alpha}|^2 \rangle \langle |E_{qp}^{2\beta}|^2 \rangle}}$. Il reste : $\frac{\sqrt{\langle |E_{qp}^{1\alpha}|^2 \rangle \langle |E_{qp}^{2\beta}|^2 \rangle}}{\sqrt{\langle |E_{qp}^1|^2 \rangle \langle |E_{qp}^2|^2 \rangle}} = \rho_{qp}^{\alpha,\beta}$. Dans cet exemple α et β réfèrent

aux diffuseurs (branches, feuilles, ...) mais ils peuvent correspondre également aux mécanismes (simple diffusion, double rebonds, ...)

Dans la limite de faible baseline, ces coefficients $\rho_{qp}^{\alpha,\alpha}$ représentent la probabilité de rétrodiffusion par le type de diffuseur ou le mécanisme α . Le but de cette décomposition est de voir quelles sont les sources de décorrélation et d'évaluer leur importance relative.

Sauf indication contraire, nous nous concentrons sur l'étude de la parcelle 5 de la forêt de mangroves (parcelle de biomasse moyenne), les effets de tailles observés étant les mêmes pour toutes les parcelles. La fréquence est de 0.44GHz, l'angle d'incidence de 35° et la taille des parcelles de 9×9 pixels de dimensions $5m \times 5m$.

2.1 Influence du couple baseline-taille de la scène

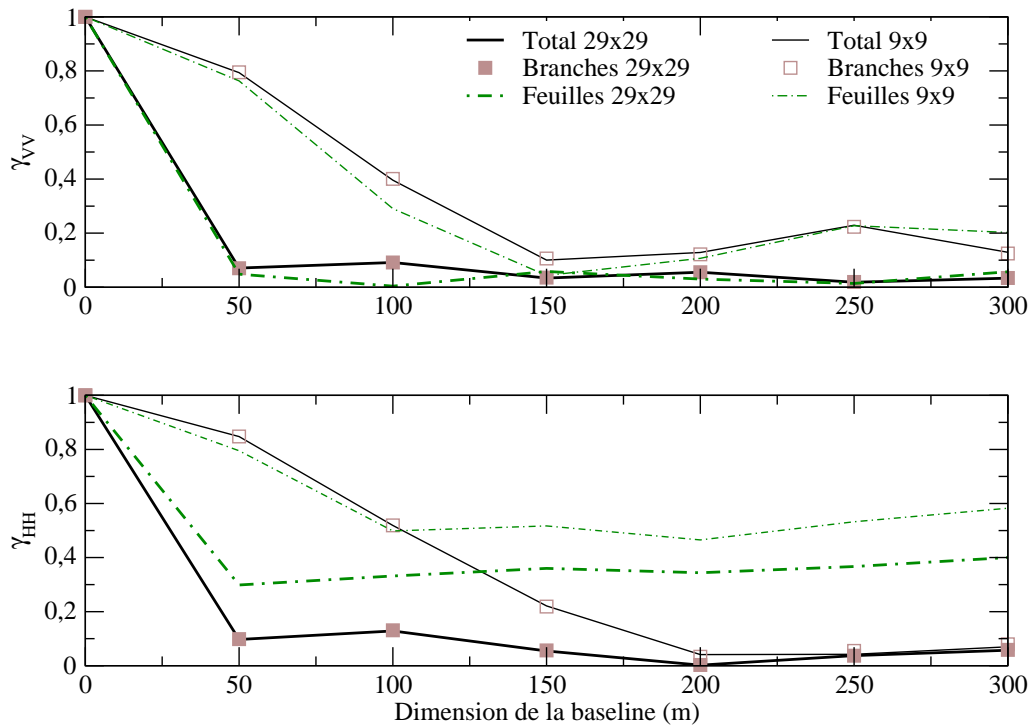


FIG. III.3 – Variation pour HH et VV de la cohérence interférométrique (trait plein) et des contributions des branches (carrés) et des feuilles (traits pointillés) en fonction de la baseline pour différentes dimensions de la scène observée (petite scène en trait fin, grande scène en trait épais).

Nous avons tracé sur les figures III.3 et III.4 le comportement de la cohérence interférométrique totale et des contributions des branches et des feuilles en fonction de la baseline pour différentes dimensions de la scène observée. En l'occurrence nous avons choisi une scène de 9×9 pixels et une autre de 29×29 pixels, chaque pixel étant de dimension $5m \times 5m$, soit environ $7\lambda \times 7\lambda$. L'incidence donnée ($\theta_i = 35^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$) correspond à l'incidence au centre de la scène (c'est à dire au pixel (5,5) pour la première scène ou au pixel (15,15) dans le second cas). On peut faire plusieurs observations :

- la variation de la cohérence avec la baseline présente deux phases. La première est une décroissance (jusqu'à environ 150m), et la seconde correspond à un

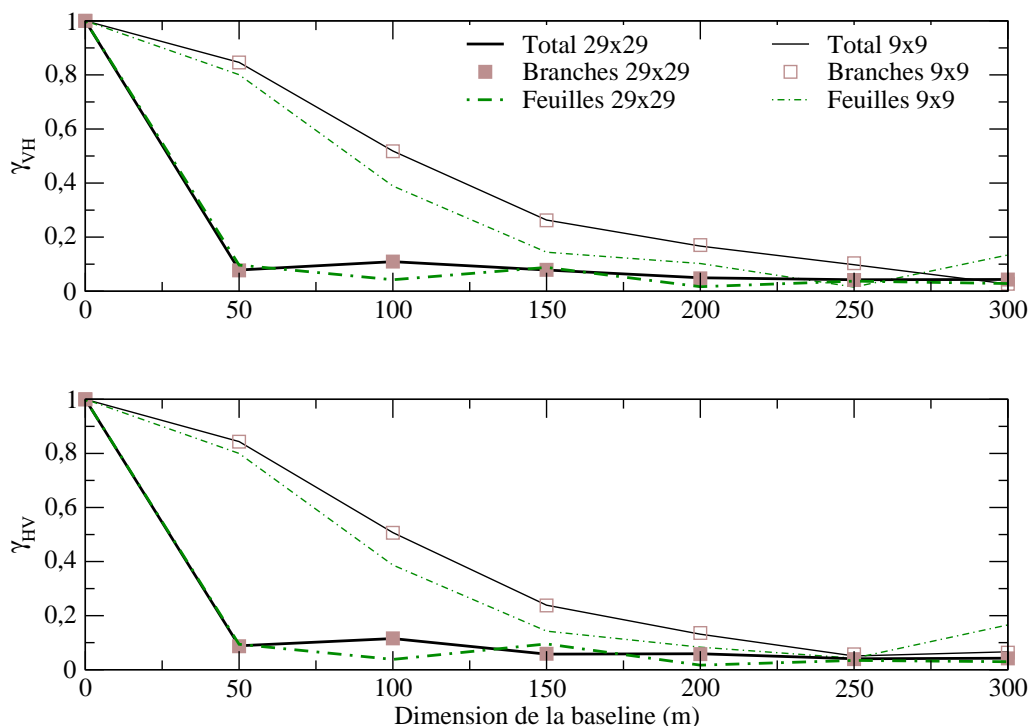


FIG. III.4 – Variation pour VH et HV de la cohérence interférométrique (trait plein) et des contributions des branches (carrés) et des feuilles (traits pointillés) en fonction de la baseline pour différentes dimensions de la scène observée (petite scène en trait fin, grande scène en trait épais).

comportement non monotone (pour des grandes baselines) ;

- la cohérence diminue au fur et à mesure que la taille de la scène augmente ;
- les diverses cohérences présentent un plateau aux fortes baselines, surtout visible sur les feuilles en polarisation HH.

La décroissance avec la baseline correspond à ce que l'on attend en moyenne. En effet, l'effet typique de l'augmentation de la baseline est d'amplifier la différence d'angles entre les deux vues, ce qui a pour effet de faire diminuer la corrélation entre pixels. Lorsque la baseline est grande, les vues sont découplées, et la valeur observée de la cohérence dépend fortement de la réalisation de la forêt considérée (cette valeur n'est donc plus un bon indicateur de la corrélation entre les vues, dont on sait seulement qu'elle est faible). Cependant, la cohérence quantifie l'uniformité de la corrélation des deux vues dans la scène observée. Les phases de deux pixels sont d'autant plus décorrélatées que ceux-ci sont éloignés, de sorte que la cohérence chute quand la taille de la scène augmente. Notons que la cohérence décroît comme l'inverse de la racine de la taille de la scène pour une taille de pixel donnée (théorème de la limite centrale).

Enfin, l'existence d'un plateau pour des valeurs trop grandes de la baseline peut être attribuée à la distribution semi-aléatoire des diffuseurs. Considérons par exemple un ensemble de diffuseurs répartis uniformément (ainsi que leurs orientations) dans une sphère. Si la densité est suffisante, la réponse de cet ensemble est presque iso-

trope, de sorte que la cohérence interférométrique mesurée ne dépend pratiquement pas de la différence entre les angles d'incidence des deux vues et donc présente un plateau avec la baseline; en particulier, cette cohérence est proche de 0. Dans la modélisation choisie ici, chacune des cellules a une réponse réminescente de celle d'une sphère; cependant une perte de cohérence et un déphasage avec ses voisines surviennent du fait de leur forme parallélépipédique et des fluctuations de densité.

Une remarque technique importante doit être faite ici. Si l'on souhaite disposer d'une gamme de baselines (pour lesquelles la cohérence est forte) suffisamment étendue, il est nécessaire de considérer des scènes de taille réduite. On pourra être amené par exemple à découper une image radar en sous-images. Cependant, on est alors tributaire d'une réalisation particulière de la scène et donc les quantités mesurées (cohérences par exemple) ne vérifient pas une statistique gaussienne. Pour une baseline donnée, il faut donc réaliser un compromis entre le niveau souhaité de cohérence et l'écart à une statistique gaussienne désiré.

2.2 Effet de la biomasse

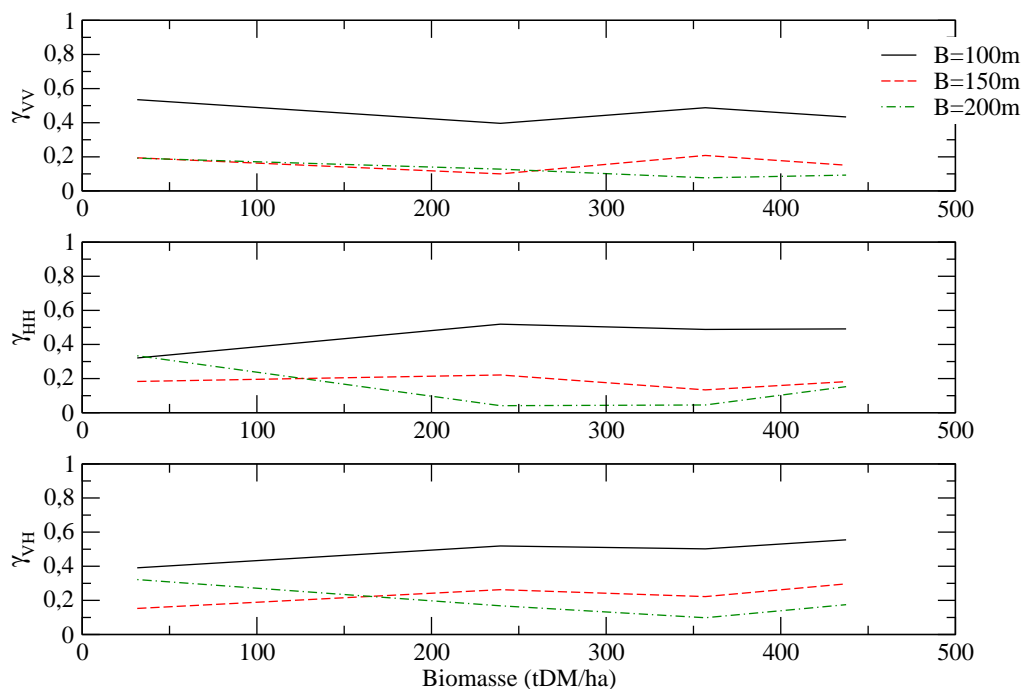


FIG. III.5 – Cohérence interférométrique en fonction de la biomasse pour plusieurs baselines.

Sur la figure III.5 est représentée la variation de la cohérence avec la biomasse pour la parcelle 5. On constate que (et également dans les autres parcelles étudiées) :

- à part aux faibles biomasses, le niveau de cohérence le plus fort est obtenu en polarisation croisée, qu'on tendra donc à privilégier (pour des calculs de hauteur, par exemple) ;
- la dynamique de la cohérence avec la biomasse est faible. De plus, sa variation n'est pas toujours monotone. De ce fait, la mesure de la cohérence ne permet

pas de déterminer simplement la valeur de la biomasse ;

- la variation de la cohérence avec la biomasse est la même pour toutes les baselines, pourvu que celles-ci soient suffisamment faibles (100m et 150m, le cas de la baseline de 200m se situe dans la zone du plateau de cohérence, comme on le voit sur la figure III.3). De plus, on note que les variations de γ_{VV} et γ_{HH} sont symétriques et leurs valeurs se croisent.

2.3 Décomposition de la cohérence

a) Décomposition suivant les types de diffuseur

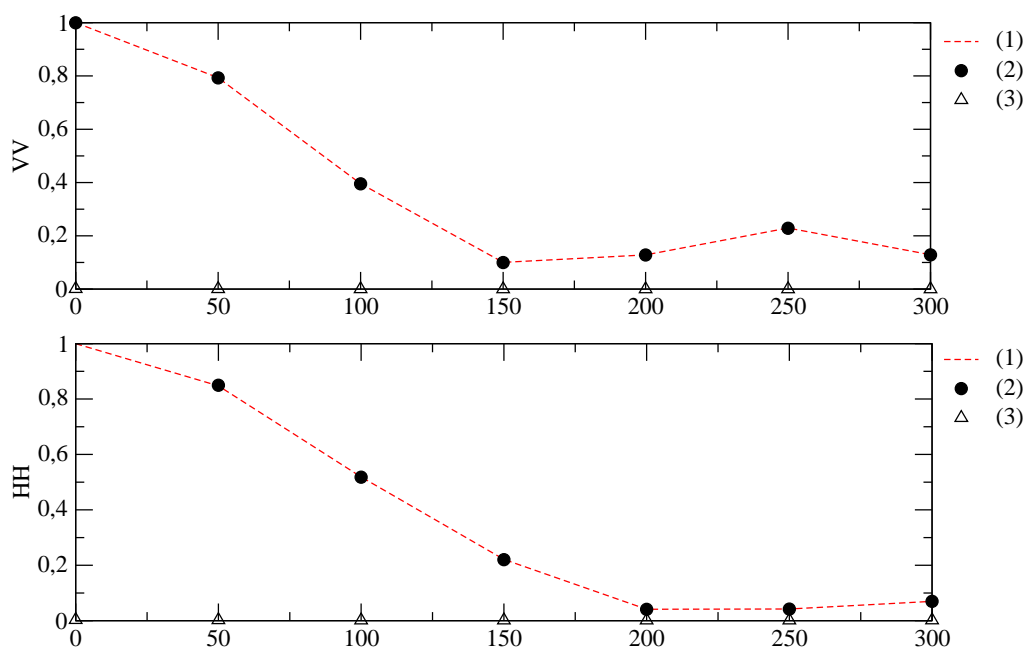


FIG. III.6 – Contributions pondérées des branches (2) et des feuilles (3) à γ en VV et en HH en fonction de la baseline, comparées avec la cohérence totale γ (1).

Sur les figures III.3 et III.4, les cohérences propres des branches et des feuilles ont été comparées à la cohérence totale. On remarque que la cohérence totale et la cohérence propre des branches sont confondues, bien que la cohérence propre des feuilles soit de niveau comparable. Sur les figures III.6 et III.7, les contributions (pondérées) des branches et des feuilles à la cohérence sont également comparées à la cohérence totale. On constate que **les branches imposent la cohérence** et que le niveau de la cohérence pondérée des feuilles est pratiquement nul, quelle que soit la polarisation, le coefficient de rétrodiffusion des feuilles étant très faible (voir l'équation 3). Les contributions croisées (pondérées ou non) sont également très faibles et ne jouent pas sur le niveau de cohérence totale. Ceci peut être mis en correspondance avec la domination des branches dans l'intensité rétrodiffusée, où $\sigma_{qp}^{1,b} \approx \sigma_{qp}^1$ et $\sigma_{qp}^{2,b} \approx \sigma_{qp}^2$, de sorte que $\gamma_{qp}^b \approx \gamma_{qp}$. Cette domination des branches est visible sur toutes les parcelles et pour toutes les polarisations, comme on peut le voir sur la figure III.8.

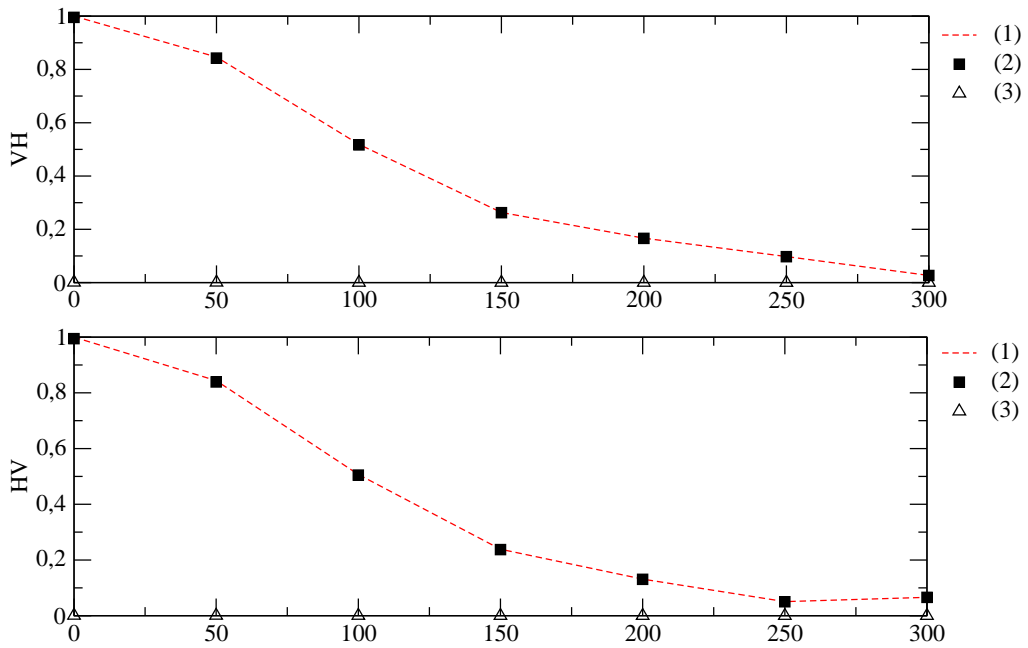


FIG. III.7 – Contributions pondérées des branches (2) et des feuilles (3) à γ en VH et en HV en fonction de la baseline, comparées avec la cohérence totale γ (1).

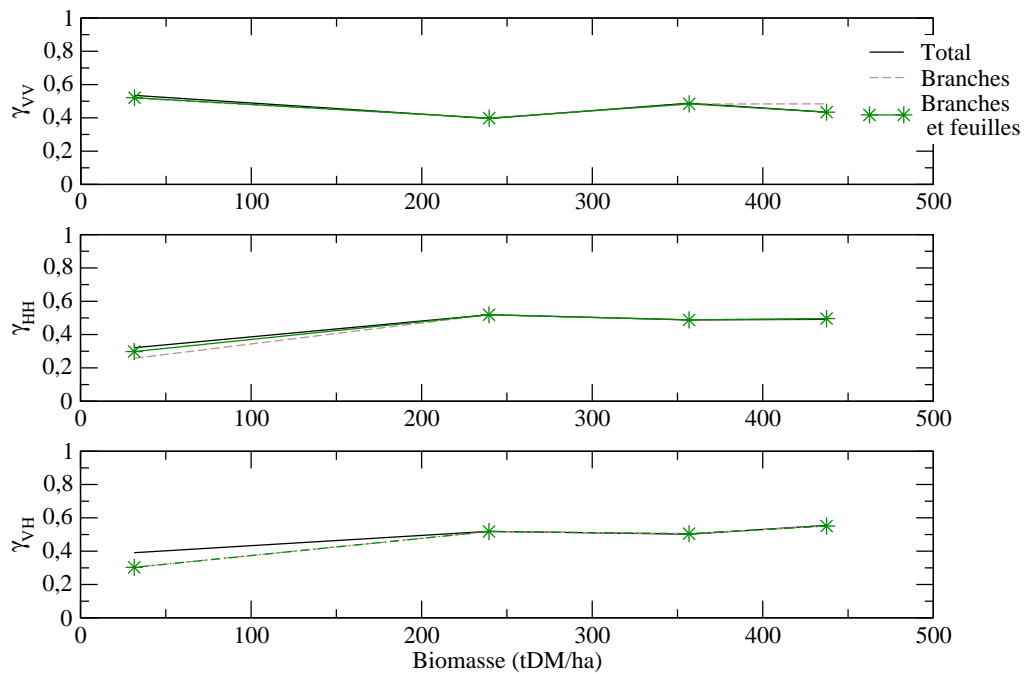


FIG. III.8 – Comparaison de la cohérence interférométrique totale avec la cohérence pondérée des branches seules et avec la somme des cohérences complexes pondérées des branches et des feuilles.

b) Décomposition suivant les mécanismes

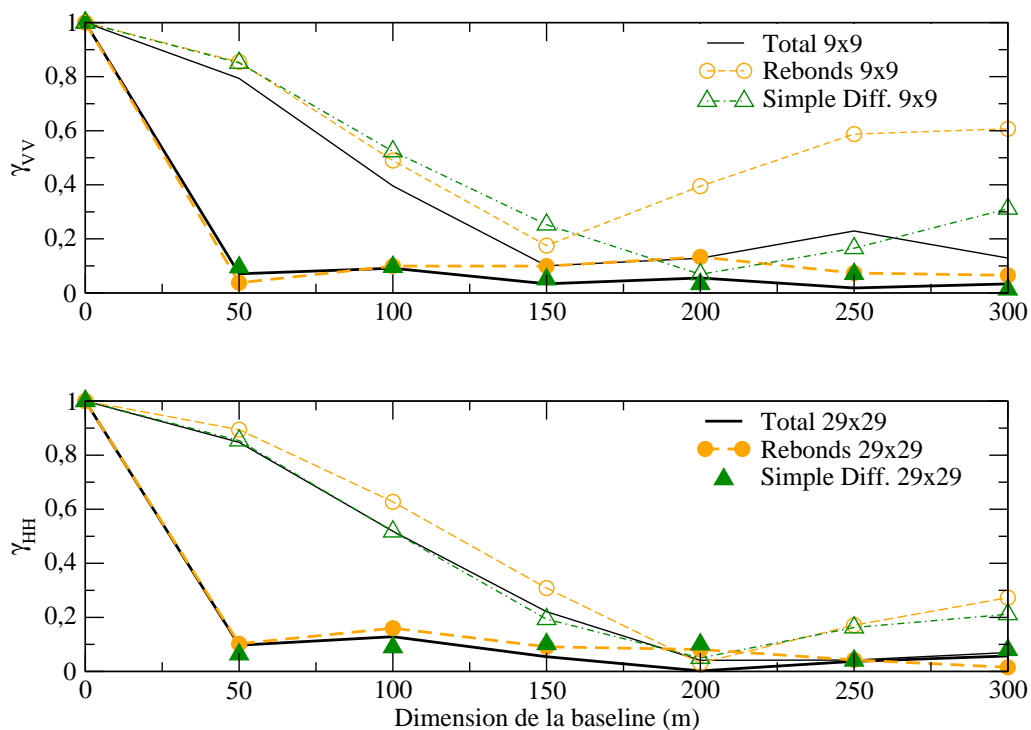


FIG. III.9 – Comparaison de la cohérence interférométrique totale avec les cohérences propres des double-rebonds et de la simple diffusion en fonction de la baseline, en copolarisation, pour différentes dimensions de la scène observée (petite scène en traits fins et symboles vides et grande scène en traits épais et symboles pleins).

On peut voir sur les figures III.9 et III.10 que les cohérences propres des double-rebonds, celle de la simple diffusion et la cohérence totale sont du même ordre; les contributions croisées sont très faibles. D'après les figures III.11 et III.12, on constate que la cohérence totale est confondue avec la somme des cohérences complexes pondérées des mécanismes. Contrairement à ce qui a été observé pour les différents types de diffuseurs, **aucun mécanisme n'impose le niveau de la cohérence, sauf en polarisation croisée où la cohérence est fixée par la simple diffusion.**

3 Conclusion

Dans ce chapitre consacré à la simulation de la cohérence interférométrique pour les forêts de mangroves, nous avons étudié l'influence de certains paramètres tels que la dimension de la scène et celle de la baseline⁴. En particulier, plus la scène est grande plus la cohérence chute et plus la gamme de baselines disponibles pour avoir une cohérence forte est restreinte.

4. Nous rappelons que nous n'avons pas effectué ici de moyennage sur les réalisations

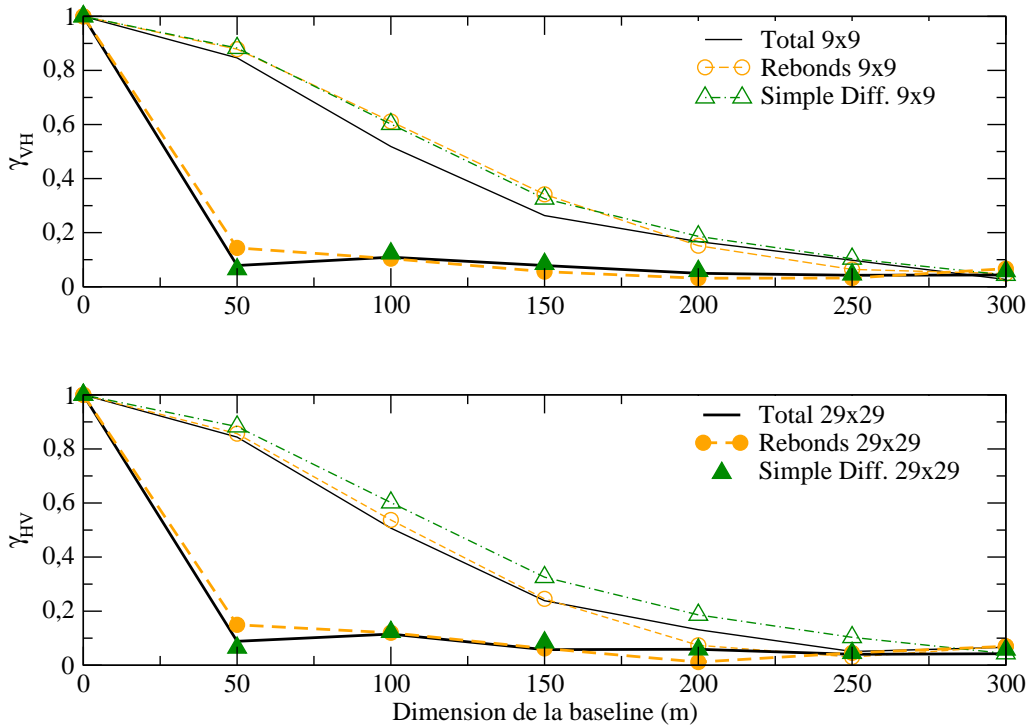


FIG. III.10 – Comparaison de la cohérence interférométrique totale avec les cohérences propres des double-rebonds et de la simple diffusion en fonction de la baseline, en polarisation croisée, pour différentes dimensions de la scène observée (petite scène en traits fins et symboles vides et grande scène en traits épais et symboles pleins).

La décomposition de la cohérence interférométrique est le reflet de celle des coefficients de rétrodiffusion. Les décompositions que nous avons établies le mettent en évidence étant donnée la pondération exercée par les coefficients de rétrodiffusion sur les cohérences interférométriques des diffuseurs ou des mécanismes. De plus, les simplifications auxquelles nous avons abouti sont uniquement le reflet de la prépondérance de certains mécanismes ou certains contributeurs sur d'autres, ce que nous avait permis d'observer notre étude sur les coefficients de rétrodiffusion. On peut donc maintenant presque intuitivement définir quels sont les mécanismes ou les contributeurs qui vont majoritairement jouer sur la cohérence interférométrique globale. De plus, ces types de diffuseur ou ces mécanismes ont des contributions croisées suffisamment décorréélées pour être négligées, ce qui est une source de simplification lors de l'extraction d'information à partir de mesures de la cohérence interférométrique.

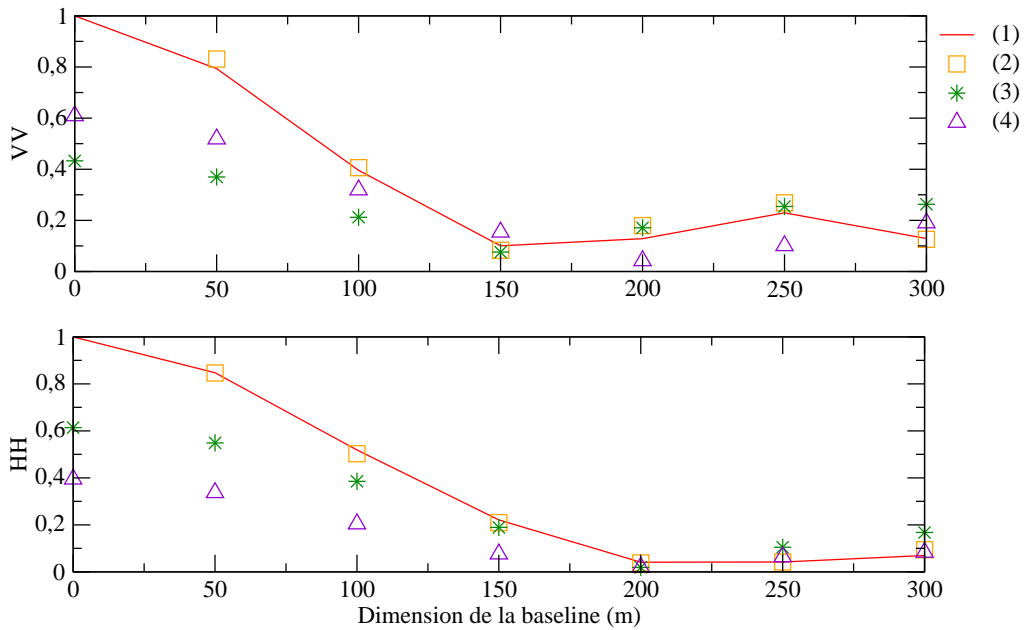


FIG. III.11 – Somme des cohérences complexes pondérées des double-rebonds et de la simple diffusion (2), cohérence pondérée des double-rebonds (3) et cohérence pondérée de la simple diffusion (4) à γ en VV et en HH en fonction de la baseline, comparées avec la cohérence totale γ (1).

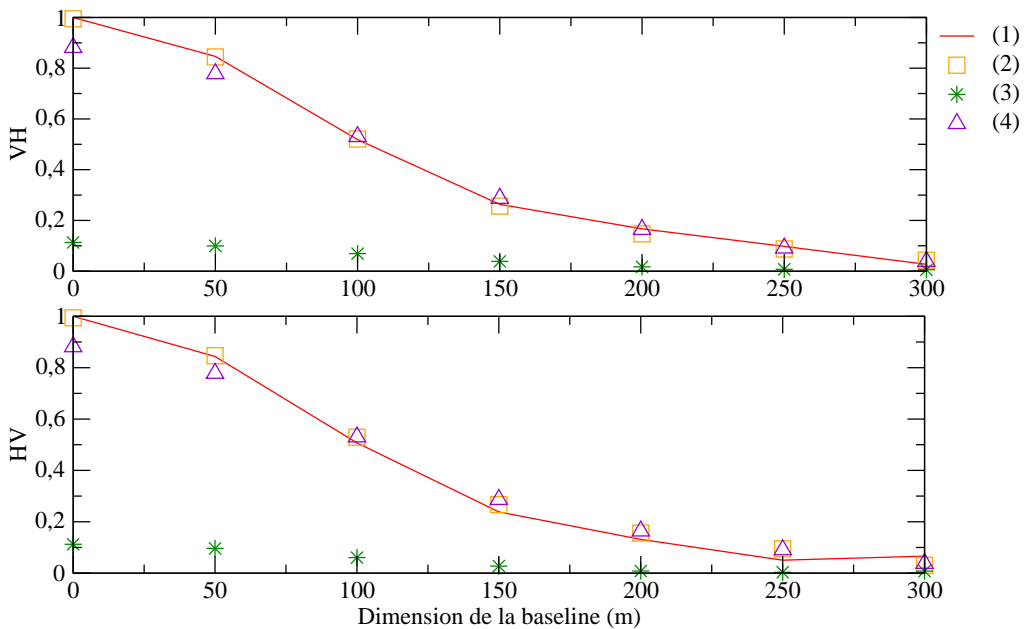


FIG. III.12 – Somme des cohérences complexes pondérées des double-rebonds et de la simple diffusion (2), cohérence pondérée des double-rebonds (3) et cohérence pondérée de la simple diffusion (4) à γ en VH et en HV en fonction de la baseline, comparées avec la cohérence totale γ (1).

Conclusion

L'objectif de cette thèse était d'étudier et de mettre en œuvre une formulation cohérente de la diffusion radar par la forêt.

Nous nous sommes attachés dans un premier temps à mettre en évidence la complexité et les limitations des modèles de diffusion par des éléments canoniques, nécessaires à la mise en place d'un modèle cohérent. Il est apparu que le domaine de validité fréquentiel peut limiter la validité des modèles utilisés pour décrire une scène complète.

Dans un deuxième temps, la modélisation de la diffusion d'une onde électromagnétique par une scène forestière a été discutée, et une modélisation de la diffusion cohérente utilisant l'approximation de Born a été décrite. Cette modélisation a été testée sur deux forêts, l'une située en zone équatoriale (bandes P et L principalement) et l'autre en zone tempérée (bande C).

Dans le cas des mangroves, nous avons étudié les contributions des différents types de diffuseurs (troncs, branches, feuilles) ainsi que des principaux mécanismes de diffusion (diffusion directe, interactions sol-diffuseurs). Cette étude a permis d'expliquer la variation du coefficient de rétrodiffusion en fonction de la biomasse et en particulier de comprendre mieux la compétition entre l'atténuation et la diffusion de volume, toutes deux favorisées par des fortes fractions volumiques (tant que le milieu reste suffisamment hétérogène). De plus, une étude de la cohérence interférométrique a été effectuée en interférométrie simultanée, en vue de dégager les paramètres pertinents pour une étude interférométrique poussée des scènes simulées (largeur de la baseline, taille de la scène, polarisation à choisir, ...).

Dans le cas de la forêt de Fontainebleau, l'étude des contributions des types de diffuseur et des mécanismes a révélé que le niveau global de rétrodiffusion est maintenu constant par le niveau des branches - dont la densité et l'humidité varient peu au cours de l'année - qui dominant.

Les résultats encourageants obtenus sur deux types différents de forêts ouvrent la voie à de nombreuses applications possibles pour le code qui a été développé. Une application importante consiste à introduire une cible de forme canonique sous le couvert forestier, en vue de dégager une méthode pour détecter sa présence. Pour cela, il est nécessaire d'utiliser des outils de la polarimétrie et de l'interférométrie, afin de discriminer la réponse d'une forêt hébergeant une cible de celle n'en hébergeant pas. Si l'on souhaite un meilleur accord avec les mesures radar, il est nécessaire d'inclure des mécanismes plus complexes tels la diffusion par groupes, ou le calcul du champ complexe diffusé par le sol. Ces deux sujets demeurent très difficiles à aborder mais semblent nécessaires pour une bonne compréhension des mécanismes de diffusion

Conclusion

par une scène forestière et pour concevoir des modèles valables à haute fréquence.

Bibliographie

- [1] M. A. Karam et A. K. Fung, "Electromagnetic Scattering from a Layer of Finite Length, Randomly Oriented, Dielectric, Circular Cylinders, Over a Rough Interface With Application to Vegetation", *Int. J. Remote Sensing* **9**, 1109 (1988).
- [2] J. Way, J. Paris, M. Dobson, K. McDonald, F. Ulaby, J. Weber, S. Ustin, V. Vanderbilt et E. Kasischke, "Diurnal change in trees as observed by optical and microwaves sensors: the EOS synergy study", *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **29**, 807 (1991).
- [3] W. Salas, K. Ranson, B. Rock et K. Smith, "Temporal and spatial variations in dielectric constant and water status of dominant forest species from New England", *Remote Sens. Environ.* **47**, 109 (1994).
- [4] K. McDonald, R. Zimmerman, J. Way et W. Chun, "Automated instrumentation for continuous monitoring of the dielectric properties of woody vegetation: system design, implementation and selected in situ measurements", *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **37**, 1880 (1999).
- [5] F. Ulaby et M. A. El-Rayes, "Microwaves dielectric spectrum of vegetation. Part II: dual-dispersion model", *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **25**, 550 (1987).
- [6] P. Hoekstra et A. Delaney, "Dielectric properties of soils at UHF and microwave frequencies", *Journal of geophysical research* **79**, 1699 (1974).
- [7] J. Wang et T. Schmugge, "An empirical model for the complex dielectric permittivity of soils as a function of water content", *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **18**, 288 (1980).
- [8] J. Wang, "The dielectric properties of soil-water mixtures at microwave frequencies", *Radio Science* **15**, 977 (1980).
- [9] M. Hallikainen, F. Ulaby, M. Dobson, M. El-Rayes et L. Wu, "Microwave dielectric behavior of wet soil. Part I: empirical models and experimental observations", *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **23**, 25 (1985).
- [10] N. R. Peplinski, F. T. Ulaby et M. C. Dobson, "Dielectric properties of soils in the 0.3-1.3 GHz range", *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **33**, 803 (1995).
- [11] N. R. Peplinski, F. T. Ulaby et M. C. Dobson, "Corrections to "Dielectric properties of soils in the 0.3-1.3 GHz range"", *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **33**, 1340 (1995).
- [12] F. T. Ulaby, R. K. Moore et A. K. Fung, *Microwave Remote Sensing Active and Passive volume III*, Addison-Wesley publishing company (1986).

Bibliographie

- [13] K. McDonald et R. Zimmerman, "Diurnal and spatial variation of xylem dielectric constant in Norway Spruce (*Picea abies* [L.] Karst.) as related to microclimate, xylem sap flow, and xylem chemistry", *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **37**, 1880 (1999).
- [14] J. R. Wait, "Scattering of a Plane Wave From a Circular Dielectric Cylinder at Oblique Incidence", *Canadian J. Phys.* **33**, 189 (1955).
- [15] G. T. Ruck, D. E. Barrick, W. D. Stuart et C. K. Krichbaum, *Radar Cross Section Handbook*, Plenum Press, New-York (1970).
- [16] M. A. Karam, A. K. Fung et Y. M. M. Antar, "Electromagnetic Wave Scattering from Some Vegetation Samples", *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **26**, 799 (1988).
- [17] S. S. Seker et A. Schneider, "Electromagnetic Scattering from a Dielectric Cylinder of Finite Length", *IEEE Trans. Ant.and Prop.* **36**, 303 (1988).
- [18] C. Elachi, Y. Kuga, K. C. M. Donald, K. Sarabandi, T. B. Senior, F. T. Ulaby, J. J. van Zyl, M. W. Whitt et H. A. Zebker, *Radar Polarimetry for Geoscience Applications*, Artech House, Norwood (1990).
- [19] Y.-C. Lin et K. Sarabandi, "Electromagnetic Scattering Model for a Tree Trunk Above a Tilted Ground Plane", *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **33**, 1063 (1995).
- [20] A. E.El-Rouby, F. T. Ulaby et A. Y. Nashashibi, "MMW Scattering by Rough Lossy Dielectric Cylinders and Tree Trunks", *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **40**, 871 (2002).
- [21] K. Sarabandi et P. F. Polatin, "Electromagnetic Scattering from Two Adjacent Objects", *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **42**, 510 (1994).
- [22] W. Au, L. Tsang, R. Shin et J. Kong, "Collective Scattering and Absorption Effects in Microwave Interaction with Vegetation Canopies", *Progr. In Electrom. Res.* page 181 (1996).
- [23] L. Tsang, K.-H. Ding, G. Zhang, C. Hsu et J. A. Kong, "Backscattering Enhancement and Clustering Effects of Randomly Distributed Dielectric Cylinders Overlying a Dielectric Half Space Based on Monte-Carlo Simulations", *IEEE Trans. Ant.and Prop.* **43**, 488 (1995).
- [24] M. A. Karam et A. K. Fung, "Leaf-Shape Effects in Electromagnetic Wave Scattering From Vegetation", *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **27**, 687 (1989).
- [25] A. K. Fung, *Microwave scattering and emission models and their applications*, Artech House (1994).
- [26] L. Thirion, C. Dahon, A. Lefevre, I. Chênerie, L. Ferro-Famil et C. Titin-Schnaider, "Modelling of the scattering by a smooth dielectric cylinder: study of the complex scattering matrix using two different models", *Polinsar ESA workshop* (Janvier 2003)
- [27] L. Tsang, J. Kong et R. Shin, *Theory of Microwave Remote Sensing*, Wiley, New-York (1985).
- [28] E. Pottier et J. Saillard, "Fondements mathématiques de la polarimétrie et son application au domaine du radar.", *Ann. des Télécom.* **47**, 314 (1992).

-
- [29] K. P. Papathanassiou, *Polarimetric SAR Interferometry*, Thèse de doctorat, Institut für Hochfrequenztechnik Oberpfaffenhofen (1999).
- [30] E. Pottier, “Unsupervised Classification Scheme and Topography Derivation for Polar Data Based on the $H/A/\alpha$ Polarimetric Decomposition Theorem”, PIERS JIPR’4 Workshop (Juillet 1998)
- [31] S. R. Cloude et E. Pottier, “An Entropy Based Classification Scheme for Land Applications of Polarimetric SAR”, *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **35**, 68 (1997).
- [32] E. Pottier et S. R. Cloude, “Application of the $H/A/\alpha$ polarimetric decomposition theorem for land classification”, *SPIE Proceedings* (Juillet 1997)
- [33] G. Mie, “Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen”, *Annalen der Physik* **25**, 377 (1908).
- [34] J. A. Stratton, *Electromagnetic Theory*, McGraw-Hill (1941).
- [35] A. Stevenson, “Solution of Electromagnetic Scattering Problems as Power Series in the Ratio (Dimension of Scatterer/Wavelength)”, *J. Appl. Phys.* **24**, 1134 (1953).
- [36] A. Stevenson, “Electromagnetic Scattering by an Ellipsoid in the Third Approximation”, *J. Appl. Phys.* **24**, 1143 (1953).
- [37] J. A. Osborn, “Demagnetizing Factors of the General Ellipsoid”, *Phys. Rev.* **67**, 351 (1945).
- [38] L. Rayleigh, “Structure, above ground biomass and dynamics of Mangrove Ecosystems: new data from french Guiana”, *Philosophical Magazine* **12**, 81 (1881).
- [39] R. Schiffer et K. Thielheim, “Light scattering by dielectric needles and disks”, *J. Appl. Phys.* **50**, 2476 (1979).
- [40] J. Stiles et K. Sarabandi, “A rigorous analysis of the generalized Rayleigh-Gans approximation”, *Proc. IEEE Antennas Propagat. Symp.* (Juin 1995)
- [41] M. Kerker, *The scattering of light*, Academic New York Press (1969).
- [42] M. Abramowitz et I. A. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions*, Dover (1972).
- [43] R. Chen et J. West, “Analysis of scattering from rough surfaces at large incidence angles using a periodic-surface moment method”, *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **33**, 1206 (1994).
- [44] F. Hastings, J. Schneider et S. Broschat, “A Monte-Carlo FDTD technique for rough surface scattering”, *IEEE Trans. Ant. and Prop.* **43**, 1183 (1995).
- [45] E. Bachelier, *Modélisation électromagnétique des effets de diffusion de surface et de volume des sols par la méthode des différences finies*, Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse III (1999).
- [46] M. I. Sancer, “Shadowed-Corrected Electromagnetic Scattering from a Randomly Rough Surface”, *IEEE Trans. Ant. and Prop.* **17**, 577 (1969).
- [47] G. R. Valenzuela, “Depolarization of EM Waves by slightly rough surfaces”, *IEEE Trans. Ant. and Prop.* **15**, 552 (1967).

Bibliographie

- [48] J. Watson et J. Keller, “Rough Surface Scattering via the Smoothing Method”, *J. Acoust. Soc. America* **75**, 1705 (1984).
- [49] E. Thorsos et D. Jackson, “The Validity of the Perturbation Approximation for Rough Surface Scattering using a Gaussian Roughness Spectrum”, *J. Acoust. Soc. America* **86**, 261 (1989).
- [50] A. Fung et G. Pan, “A scattering model for perfectly conducting random surfaces. I. Model development”, *Int. J. Remote Sensing* **8**, 1579 (1987).
- [51] A. Fung et G. Pan, “A scattering model for perfectly conducting random surfaces.II. Range of Validity”, *Int. J. Remote Sensing* pages 1594–1605 (1987).
- [52] A. Fung, Z. Li et K. Chen, “Backscattering from a Randomly Rough Dielectric Surface”, *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **30**, 356 (1992).
- [53] J. L. Álvarez-Pérez, “An extension of the IEM/IEMM surface scattering model”, *Waves in Random Media* **11**, 307 (2001).
- [54] F. Koudogbo, *Etude des diffusions de surface et de volume par une surface rugueuse diélectrique. Calcul des interactions entre un objet 3D et une surface naturelle*, Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse III (2002).
- [55] A. Beaudoin, T. L. Toan et Q. Gwyn, “SAR Observation and modelling of the C-band backscatter variability, due to multi-scale geometry and soil moisture”, *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **28**, 886 (1990).
- [56] J. Chen, T. Lo, H. Leung et J. Litva, “The use of fractals for modeling EM waves cattering from rough sea surface”, *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **34**, 966 (1996).
- [57] S. Rouvier, P. Borderies et I. Chênerie, “Ultra wide band electromagnetic scattering of a fractal profile”, *Radio Science* **32**, 285 (1997).
- [58] S. Rouvier, *Utilisation des fractales pour la caractérisation électromagnétique des scènes naturelles*, Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse III (1997).
- [59] G. Franceschetti, A. Iodice, M. Migliaccio et D. Riccio, “Scattering from natural rough surfaces modelled by fractional Brownian motion two-dimensional processes”, *IEEE Trans. Ant.and Prop.* **47**, 1405 (1999).
- [60] G. Franceschetti, A. Iodice et D. Riccio, “Scattering from Dielectric Random Fractal Surfaces via Method of Moments”, *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **38**, 1644 (2000).
- [61] R. J. Papa et J. L. Lennon, “Conditions for the Validity of Physical Optics in Rough Surface Scattering”, *IEEE Trans. Ant.and Prop.* **36**, 647 (1988).
- [62] F. T. Ulaby, R. K. Moore et A. K. Fung, *Microwave Remote Sensing Active and Passive volume II*, Addison-Wesley publishing company (1982).
- [63] S. Samuel et J. H. Maxwell, *Microwave antenna theory and design*, McGraw-Hill (1949).
- [64] J. A. Ogilvy, *Theory of wave scattering from random rough surfaces*, Adam Hilger (1991).
- [65] A. Ishimaru, *Wave propagation and Scattering in Random Media*, Academic Press (1978).

- [66] S. Wu et S. Sander, “Multipolarization SAR data for surface delineation and forest vegetation characterization”, *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **25**, 894 (1987).
- [67] J. Richard, G. Sun et R. Simonett, “L-band backscatter modeling of forest stands”, *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **25**, 487 (1987).
- [68] S. L. Durden, J. J. V. Zyl et H. A. Zebker, “Modeling and observation of the radar polarization signature of forested areas”, *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **27**, 290 (1989).
- [69] F. Ulaby, K. McDonald, K. Sarabandi, M. Whitt et M. Dobson, “Michigan Microwave Canopy Scattering Model (MIMICS)” (Septembre 1988)
- [70] F. Ulaby, K. McDonald, K. Sarabandi, M. Whitt et M. Dobson, “Michigan Microwave Canopy Scattering Model (MIMICS)”, *Int. J. Remote Sensing* **12**, 1123 (1990).
- [71] F. Ulaby, K. McDonald, K. Sarabandi, M. Whitt et M. Dobson, “Using MIMICS to model L-Band Multiangle and multitemporal backscatter from a walnut orchard”, *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **28**, 477 (1990).
- [72] G. Sun, D. S. Simonett et A. H. Strahler, “A radar backscatter model for discontinuous coniferous forests”, *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **29**, 639 (1991).
- [73] S. H. Yueh, J. Kong, J. K. Jao, R. T. Shin et T. L. Toan, “Branching model for vegetation”, *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **30**, 390 (1992).
- [74] M. L. Imhoff, “Radar backscatter and biomass saturation: ramifications for global biomass inventory”, *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **33**, 511 (1995).
- [75] G. Sun et K. J. Ranson, “A Three-Dimensionnal Radar Backscatter Model of Forest Canopies”, *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **33**, 372 (1995).
- [76] S. S. Saatchi et K. C. McDonald, “Coherent Effects in Microwave Backscattering Models for Forest Canopies”, *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **35**, 1032 (1997).
- [77] Y.-C. Lin et K. Sarabandi, “A Monte Carlo Coherent Scattering Model For Forest Canopies Using Fractal-Generated Trees”, *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **37**, 440 (1999).
- [78] K. Sarabandi et Y.-C. Lin, “Simulation of Interferometric SAR Response for Characterizing the Scattering Phase Center Statistics of Forest Canopies”, *grs* **38**, 115 (2000).
- [79] Y. Kobayashi, K. Sarabandi et M. C. Dobson, “An Evaluation of the JPL TOPSAR for Extracting Tree Heights”, *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **38**, 2446 (2000).
- [80] H. Israelsson, L. M. Ulander, T. Martin et J. I. Askne, “A coherent scattering model to determine forest backscattering in the VHF-band”, *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **38**, 238 (2000).
- [81] P. Melon, J.-M. Martinez, T. L. Toan, L. H. Ulander et A. Beaudoin, “On the retrieving of forest stem volume from VHF SAR data: observation and modeling”, *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **39**, 2364 (2001).

Bibliographie

- [82] J.-M. Martinez, N. Floury, T. L. Toan, A. Beaudoin, M. T. Hallikainen et M. Mäkynen, “Measurements and modeling of vertical backscatter distribution in forest canopy”, *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **38**, 710 (2000).
- [83] M. A. Karam, A. K. Fung, R. H. Lang et N. S. Chauhan, “A Microwave Scattering Model for Layered Vegetation”, *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **30**, 767 (1992).
- [84] H. Chuah et H. Tan, “A Multiconstituent and Multilayer Microwave Backscatter Model for a Vegetative Medium”, *Remote Sens. Environ.* **31**, 137 (1990).
- [85] S. Chandrasekhar, *Radiative Transfer*, Dover (1960).
- [86] F. Adragna, D. Ducrot, R. Garello, H. Maître, J.-M. Nicolas, J.-M. L. Caillec, S. L. Hégarat-Masclé, A. Lopès, F. Tupin et E. Trouvé, *Traitement des images RSO*, Hermes (2001).
- [87] J. M. Stiles et K. Sarabandi, “Electromagnetic Scattering from GrassLand - Part I: A Fully Phase-Coherent Scattering Model”, *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **38**, 339 (2000).
- [88] J. M. Stiles, K. Sarabandi et F. T. Ulaby, “Electromagnetic Scattering from GrassLand - Part II: Measurement and Modeling Results”, *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **38**, 349 (2000).
- [89] T. Chiu et K. Sarabandi, “Electromagnetic Scattering from Short Branching Vegetation”, *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **38**, 911 (2000).
- [90] F. Goreaud, *Apports de l'analyse de la structure spatiale en forêt tempérée à l'étude et la modélisation des peuplements complexes*, Thèse de doctorat, ENGREF, Nancy (2000).
- [91] R. Landry, R. Lang et R. Cacciola, “Fine Tree Architecture Reconstruction in Support of Microwave Models”, *Retrieval of Bio- and Geophysical Parameters from SAR Data for Land Applications* (october 1995)
- [92] G. Picard, *Modélisation radar des couverts végétaux. Applications à la télédétection de couverts forestiers et agricoles*, Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse III (2002).
- [93] U. Wegmüller et C. Werner, “SAR interferometric signatures of forest”, *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **33**, 1153 (1995).
- [94] Y. A. Hussin, R. M. reich et R. M. Hoffer, “Estimating slash pine biomass using radar backscatter”, *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **29**, 427 (1991).
- [95] H. Zebker et Y. Lou, “Phase calibration of imaging radar polarimeter Stokes matrices”, *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **28**, 246 (1990).
- [96] J. J. van Zyl, “Calibration of polarimetric radar images using only image parameters and trihedral corner reflector responses”, *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **28**, 327 (1990).
- [97] M. C. Dobson, F. T. Ulaby, T. L. Toan, A. Beaudoin, E. S. Kasischke et N. Christensen, “Dependence of radar backscatter on coniferous forest biomass”, *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **30**, 412 (1992).
- [98] T. L. Toan, A. Beaudoin, J. Riom et D. Guyon, “Relating Forest Biomass to SAR Data”, *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* page 403 (1992).

-
- [99] A. Beaudoin, T. L. Toan, S. Goze, E. Nezry, A. Lopes, E. Mougin, C. Hsu, H. Han, J. Kong et R. Shin, "Retrieval of forest biomass from SAR data", *Int. J. Remote Sensing* **15**, 2777 (1995).
- [100] J. T. Pulliainen, K. Heiska et M. Hallikainen, "Backscattering properties of boreal forests at the C- and X- Bands", *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **32**, 1041 (1994).
- [101] J. T. Pulliainen, P. J. Mikkela, M. Hallikainen et J.-P. Ikonen, "Seasonal Dynamics of C-Band backscatter of boreal forests with applications to biomass and soil moisture estimation", *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **34**, 758 (1996).
- [102] L. Kurvonen, J. Pulliainen et M. Hallikainen, "Retrieval of biomass in boreal forests from multitemporal ERS-1 and JERS-1 SAR images", *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **37**, 198 (1999).
- [103] E. J. Rignot, R. Zimmermann et J. J. van Zyl, "Spaceborne applications of P Band imaging radars for measuring forest biomass", *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **33**, 1162 (1995).
- [104] M. L. Imhoff, S. Carson et P. Johnson, "A low-frequency radar experiment for measuring vegetation biomass", *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **36**, 1988 (1998).
- [105] L. Graham, "Synthetic interferometer radar for topographic mapping", *Proc. IEEE* **62**, 763 (1994).
- [106] H. Zebker et R. Goldstein, "Topographic mapping from interferometric synthetic aperture radar observations", *J. Geophys. Research* **91**, 4993 (1986).
- [107] F. k. Li et R. Goldstein, "Studies of multibase spaceborne interferometric synthetic aperture radar", *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **28**, 88 (1990).
- [108] H. A. Zebker, S. Madsen, J. Martin, K. B. Wheeler, T. Miller, Y. Lou, G. Alberti, S. Vetrella et A. Cucci, "The TOPSAR interferometric radar topographic mapping instrument", *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **30**, 933 (1992).
- [109] H. A. Zebker et J. Villasenor, "Decorrelation in interferometric radar echoes", *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **30**, 950 (1992).
- [110] D. Massonnet et T. Rabaute, "Radar interferometry: limits and potential", *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **31**, 455 (1993).
- [111] A. L. Gray et P. J. Farris-Manning, "Repeat-pass interferometry with airborne synthetic aperture radar", *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **31**, 180 (1993).
- [112] A. Gabriel, R. Goldstein et H. Zebker, "Mapping small elevations over large areas: differential radar interferometry", *Int. J. Remote Sensing* **94**, 9183 (1989).
- [113] J. O. Hagberg, L. M. Ulander et J. Askne, "Repeat-pass SAR interferometry over forested terrain", *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **33**, 331 (1995).
- [114] K. Sarabandi, " Δk -Radar equivalent of interferometric SAR's: a theoretical study for determination of vegetation height", *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **35**, 1267 (1997).
- [115] S. R. Cloude et K. P. Papathanassiou, "Polarimetric SAR interferometry", *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **36**, 1551 (1998).

Bibliographie

- [116] K. P. Papathanassiou et S. R. Cloude, “Single-baseline polarimetric SAR interferometry”, *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **39**, 2352 (2001).
- [117] E. Mougin, C. Proisy, G. Marty, F. Fromard, H. Puig, J. Betoulle et J. Rudant, “Multifrequency and multipolarization radar backscattering from Mangrove forests”, *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **37**, 94 (1999).
- [118] C. Proisy, E. Mougin, F. Fromard et M. A. Karam, “Interpretation of Polarimetric Radar Signatures of Mangroves Forests”, *Remote Sens. Environ.* **71**, 56 (2000).
- [119] C. Proisy, E. Mougin, E. Dufrêne et V. L. Dantec, “Monitoring Seasonal Changes of a Mixed Temperate Forest Using ERS SAR Observations”, *IEEE Trans. Geosc. Remot. Sens.* **38**, 540 (2000).
- [120] C. Proisy, E. Mougin, F. Fromard, V. Trichon et M. A. Karam, “On the Influence of Canopy Structure on the Radar Backscattering of Mangrove Forests”, *Int. J. Remote Sensing* **23**, 4197 (2002).
- [121] C. Proisy, *Apport des données radar à synthèse d’ouverture pour l’étude de la dynamique des écosystèmes forestiers*, Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse III (1999).