
Calcul de la SER bi-statique d'une cible complexe

Sommaire

2.1	Introduction	49
2.2	Problématique et Méthodologie	51
2.3	Modélisation géométrique d'une cible complexe	51
2.4	Méthodes asymptotiques retenues (OG, OP, MCE)	55
2.5	Résultats de simulation	71
2.6	Conclusion	76

Après avoir présenté dans le chapitre précédent le formalisme électromagnétique et les différentes méthodes utilisées dans l'estimation du champ diffusé par une cible quelconque. Nous allons aborder dans ce chapitre plus en détails l'application des méthodes asymptotiques retenue pour modéliser et calculer le champ diffusé par une cible complexe.

2.1 Introduction

La détection et l'identification de cibles complexes sur la surface de mer sont parmi les problèmes les plus difficiles en télédétection [XJ09] [UE90]. Ainsi, afin d'aider à répondre à cette problématique, la maîtrise des phénomènes électromagnétiques mis en jeu est essentiel. L'un des phénomènes important concerne les interactions entre une onde électromagnétique et une cible radar (notamment complexe). Ces interactions sont traduites via l'estimation et l'analyse de la signature électromagnétique de cibles (champ électromagnétique et/ou SER). Pendant de nombreuses années, les ingénieurs ont étudié comment les propriétés géométriques et physiques des objets complexes affectent le comportement de la réponse électromagnétique rétro-diffusée.

Le problème du calcul de la Surface Équivalente Radar (SER) d'une cible complexe peut être réduit, dans des cas particuliers, à un ensemble de problèmes portant sur le calcul de la SER de formes relativement simples, avec laquelle les différentes parties de la cible sont rapprochées, et puis les résultats sont additionnés d'une façon vectorielle [You89].

Les méthodes asymptotiques en haute fréquence telles que la théorie géométrique de la diffraction (TGD) et la théorie uniforme de la diffraction (UTD), l'Optique Physique (OP) et la théorie physique de la diffraction (TPD) demeurent une des solutions pour les problèmes

de diffusion impliquant de grandes cibles de formes arbitraires comme les avions, hélicoptères, missiles, des chars et des navires, à des hautes fréquences radar. Mais à l'heure actuelle leur mise en oeuvre sur ordinateur est en évolution rapide en raison des modélisations utilisées. En particulier, les formes pour lesquelles des techniques à haute fréquence sont appliquées sont d'une complexité croissante et nécessite des outils et codes informatiques permettant de gérer automatiquement la modélisation et la conception géométrique [CJS69].

La détermination analytique de la diffusion par de cibles complexes telles que les aéronefs, les navires est extrêmement difficile, voir impossible. Certains codes informatiques capables de fournir des solutions numériques dans des configurations et situations particulières sont disponibles [BP81] [CJS69]. D'autre part selon la direction d'incidence et d'observation, des réponses électromagnétiques élevées d'une cible complexe peuvent être considérées comme étant composées de contributions d'un certain nombre de centres de diffusion [BS91].

La cible complexe est représentée par une série de facettes triangulaires et d'arêtes dans un modèle tridimensionnel $3D$. Un front d'onde plane est lancé vers la cible. L'étude de la propagation de ce front d'onde permet de simuler la propagation de l'onde plane. Chaque intersection entre l'onde plane incidente et la cible génère de multiples rayons secondaires (rayons réfléchis, rayons diffractés). Ces interactions consomment environ 90% du temps de calcul des logiciels pour les identifier. Il existe plusieurs techniques développées en haute fréquence pour l'accélération des calculs du champ diffusé par une cible parfaitement conductrice. Nous citons par exemple la technique GRECO [RFJ93, RV1A95] qui utilise les modules d'accélération des calculs d'une station de travail $3D$.

Dans ce chapitre, nous traitons l'interaction entre une onde électromagnétique et une cible complexe $3D$, cette interaction est traduite par le calcul de la SER. Les phénomènes pris en compte lors de cette interaction sont la diffusion spéculaire des surfaces illuminées par l'utilisation de l'Optique Physique (OP), la diffraction par les arêtes calculée par le Méthode des Courants Équivalents, et les doubles réflexions calculées par l'utilisation de l'Optique Géométrique (OG) suivie de l'Optique Physique (OP) pour la dernière réflexion.

Notre but est de développer une méthodologie de calcul de la SER de cibles complexes $3D$, quelques soit l'orientation et la forme de la cible en la modélisant avec une série de facettes triangulaires et d'arêtes.

Tout d'abord commençons par la problématique et la méthodologie, puis nous exposons la modélisation géométrique d'une cible complexe et les différents mécanismes de dispersion présents lors de l'interaction d'une onde électromagnétique et une cible complexe. Nous mettons l'accent sur le test de visibilité qui nous a permis de sélectionner les facettes visibles pour une position donnée du radar (à l'émission et à la réception). Nous présentons ensuite, les méthodes asymptotiques adoptées en commençant par l'Optique Géométrique (OG). Puis, nous présentons l'implémentation de l'Optique Physique (OP) pour une facette triangulaire orientée arbitrairement dans l'espace $3D$ et les différents outils nécessaires à cette modélisation. Avant de présenter les résultats de simulation, nous traitons le problème de la diffraction par les arêtes, dont l'application de la méthode des courants équivalents pour une arête parfaitement conductrice. Finalement nous exposerons les résultats de simulation obtenues en appliquant les différentes méthodes étudiées et retenues .

2.2 Problématique et Méthodologie

Nous avons abordé brièvement dans le chapitre précédent la problématique de calcul du champ diffusé par une cible complexe de forme arbitraire, ainsi nous avons présenté deux approches pour le calcul de la SER de cibles complexes à savoir la méthode des composants géométrique (section II.7.1, du chapitre 2), et l'approche du maillage triangulaire surfacique de la cible (section II.7.2, du chapitre 2).

Dans la suite de notre travail, nous avons opté pour l'approche du maillage triangulaire puisqu'elle présente l'avantage de ramener le problème de calcul du champ diffusé par la cible au calcul de la diffusion par un seul type de géométrie (triangle). Le point de départ de notre travail est basé sur le logiciel POFACET [Cha04] développé sous MATLAB à l'école naval de Monterey en 2004. Ce logiciel utilise un maillage triangulaire pour la description de la cible, et l'Optique Physique (OP) pour calculer le champ diffusé au premier ordre. Il ne tient pas compte de la diffraction par les arêtes et les réflexions multiples. Afin de réaliser un modèle plus réaliste nous avons étendu notre application à la prise en compte de réflexions multiples, ainsi que la diffraction par les arêtes.

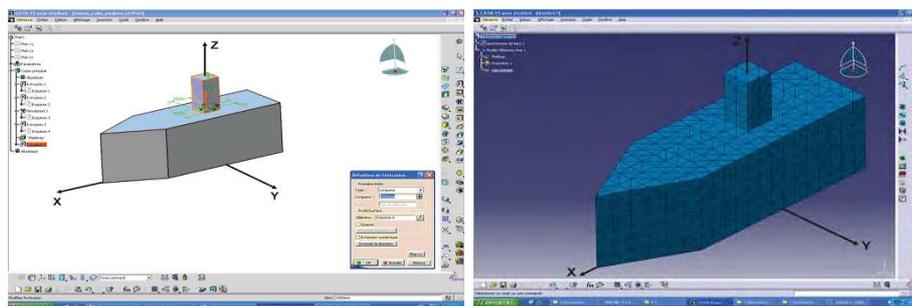
Comme nous avons opté pour les méthodes asymptotiques, l'une des hypothèses de base de ces méthodes consiste à prendre en compte les courants surfaciques sur les surfaces illuminées par l'onde incidente. Ce qui revient à identifier les facettes visibles par l'émetteur et le récepteur avant de passer au calcul du champ diffusé. Ceci nous a permis de diviser notre travail en deux parties bien distinctes : la première partie consiste en une analyse de la géométrie de la cible, et la deuxième partie porte sur le calcul du champ diffusé.

2.3 Modélisation géométrique d'une cible complexe

La plupart des simulateurs de calcul électromagnétiques présents dans la littérature (annexe A) XPatch, FEKO, SAF, FISC, POFACET utilisent de manière systématique la conception assistée par ordinateur pour concevoir des objets complexes. Dans notre travail, nous avons adopté le logiciel CATIA V5, qui est généralement utilisé dans le domaine mécanique. La figure 2.1-a présente un modèle réalisé et qui correspond à un simple petit bateau de 10 m de longueur, 5 m de hauteur et 3 m de largeur, dans le repère (XYZ) . La longueur est orientée selon l'axe (OX) , la largeur selon l'axe (OY) et la hauteur selon l'axe (OZ) . La connaissance des dimensions d'une cible ainsi que son positionnement dans le repère 3D (XYZ) sont nécessaires pour le calcul de la SER [BkC10].

2.3.1 Conception et maillage d'une cible

La première étape dans le calcul de la surface équivalente radar SER d'une cible est de bien définir et positionner la cible dans son repère comme nous l'avons déjà citée plus haut (figure 2.1-a). Dans le cadre de développement de notre méthodologie, le calcul analytique et numérique devient de plus en plus complexe en fonction de la complexité de la cible. Afin de traiter les cibles complexes, nous avons eu recours au logiciel CATIA V5 pour réaliser le maillage surfacique en facettes triangulaires comme le montre la figure 2.1-b. En sortie le logiciel CATIA V5 nous fournit un fichier (*.dat) qui contient le tableau de coordonnées des trois sommets de toutes les facettes triangulaires (figure 2.2). Afin de pouvoir lire ce fichier nous avons assuré une conversion de format et de structure de ce dernier que nous avons intégré dans notre plateforme de calcul, un exemple est illustré par la figure 2.3. Il est à



(a) Un modèle CAO d'une cible (b) Cible maillée sous CATIA

Figure 2.1 — Modèle CAO d'une cible et son maillage surfacique

noter que d'autres logiciels et outils permettent aussi la conception et le maillage de cibles complexes, on peut citer notamment ABAQUS, AUTOCAD, FEKO.

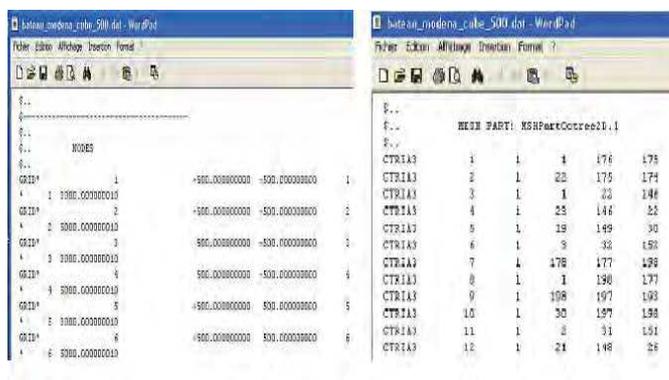


Figure 2.2 — Exemple de fichier *.dat récupéré sous CATIA

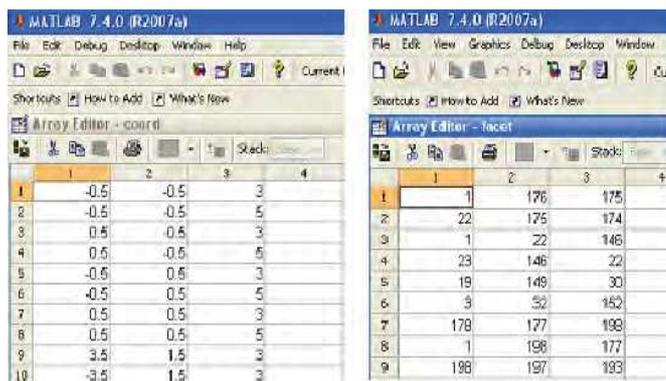


Figure 2.3 — Exemple de fichier *.mat généré sous MATLAB (qui représentent les coordonnées de chaque facette, ainsi que son positionnement)

2.3.2 Mécanismes de dispersion

Le calcul de la SER d'une cible complexe 3D, implique différents mécanismes de dispersion. Quelques mécanismes sont représentés sur la figure 2.4 tels que : la réflexion spéculaire

par les surfaces, la réflexion au niveau des cavités, les réflexions multiples (l'écho d'interaction), la diffraction par les arêtes, les échos de discontinuités, la diffraction par un coin, les ondes de surface, la diffraction par une discontinuité de courbure...etc.

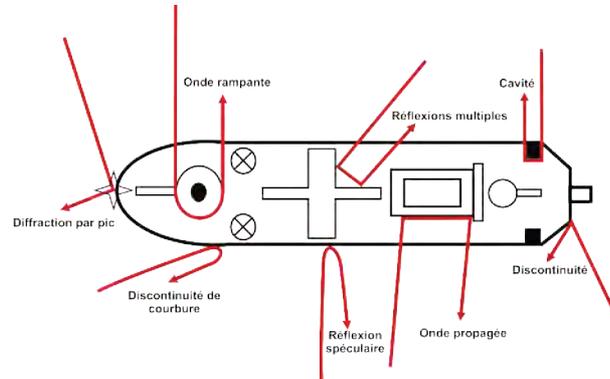


Figure 2.4 — Mécanismes de dispersion

Comme notre travail dans ce manuscrit est mené principalement dans bande X (ondes centimétriques), les mécanismes de dispersion les plus importants sont : la réflexion spéculaire par la surface, les réflexions multiples, la diffraction par les arêtes, la réflexion au niveau des cavités. Nous considérons les mécanismes suivants : réflexion spéculaire, diffraction par les arêtes [Mic86b, BkC10], les réflexions multiples [BkC10], et les effets d'ombrage [BkC10, TAT97]. Nous explicitons dans ce qui suit ces différents mécanismes de dispersion qui ont été pris en compte dans notre méthodologie de calcul.

2.3.2.1 Réflexion spéculaire

La réflexion spéculaire se produit lorsque l'on se place dans la direction pour laquelle l'onde électromagnétique diffuse le maximum d'énergie. Afin de mieux illustrer ce phénomène, nous considérons le cas d'une plaque rectangulaire, si l'onde émise est perpendiculaire à la cible l'onde réfléchie se dirige alors vers la source comme le montre la figure 2.5-a.

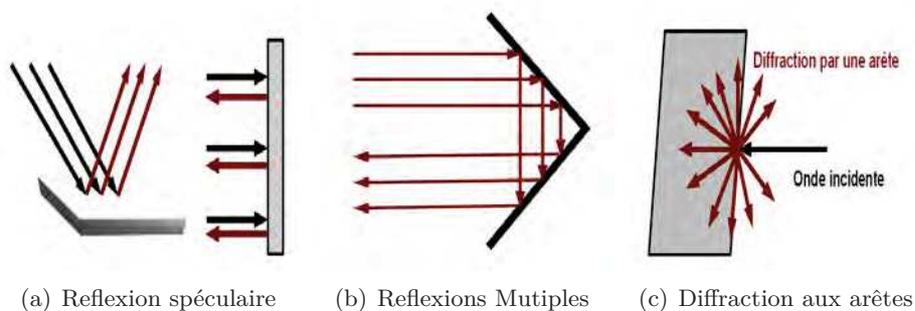


Figure 2.5 — Mécanismes de dispersion pris en compte dans la méthodologie de calcul de la SER

2.3.2.2 Réflexions multiples

En fonction de la géométrie de la cible, une onde électromagnétique interceptée par une surface de la cible peut avoir plusieurs réflexions qui dépendent de celle-ci. Il y a alors création d'interférences qui peuvent être destructrices ou constructives (elles se retranchent ou s'ajoutent avec d'autres ondes réfléchies). Le cas le plus connu est celui du dièdre et du trièdre qui illustre parfaitement ces réflexions multiples comme le montre la figure 2.5-b.

2.3.2.3 Diffraction aux arêtes

Les champs diffractés sont ceux dispersés dans les discontinuités telles que les bords. Les ondes diffractées à partir de ces discontinuités sont moins intenses que les ondes réfléchies par les surfaces, mais elles peuvent émerger au cours d'une large gamme d'angles. Un exemple est illustré sur la figure 2.5-c.

2.3.2.4 Effets d'ombrage

L'observation des effets d'ombrage est introduite pour éliminer les effets des facettes non pertinentes à la diffusion. Ainsi, il faut identifier les facettes (triangles) de la scène qui sont visibles par l'émetteur et le récepteur à chaque moment de l'acquisition.

2.3.2.4.1 Test de visibilité Quand une onde électromagnétique incidente intercepte une cible, une partie de sa surface est éclairée et le reste est sombre, selon la direction de propagation à l'égard de la cible. En outre, certaines parties de la cible peuvent être cachées par d'autres parties. Par exemple les ailes d'un avion cachent certaines parties de l'avion pour certains angles d'illumination. Dans l'approximation de l'Optique Physique, les contributions de ces régions ombrées devraient être éliminées dans le calcul de la SER. Le software POFA-CET utilise un simple test d'illumination. Ce test a été appliqué à chaque facette triangulaire qui permet de savoir si cette facette est éclairée ou non. Le test consiste à calculer le produit scalaire entre le vecteur unitaire normal à la facette et le vecteur incident. Si le produit scalaire est supérieur à 0, alors cette facette triangulaire est dite éclairée et sa contribution est ajoutée au champ total diffusé. Sinon, la contribution de ce triangle est éliminée.

Dans le cas de développement de notre étude, nous considérons un modèle arbitraire d'une cible complexe discrétisée en facettes triangulaires, dont nous ne connaissons pas la direction de la normale à chaque facette, ni une information préalable sur la visibilité. Autrement dit, nous définissons notre modèle de cible maillée par un ensemble de sommets dont nous connaissons les coordonnées dans le repère globale. A partir de ces coordonnées nous calculons la normale de chaque facette, ainsi que nous utilisons le simple test de visibilité plus l'algorithme du peintre pour déterminer les facettes cachées par d'autres facettes selon la direction d'illumination.

2.3.2.4.2 Principe de l'algorithme du peintre Au début du processus, la première facette est considérée et toutes les autres sont testées pour vérifier si cette facette pointée est ombrée par d'autres ou pas. Un rayon, passant par un certain point de la première facette et dans la direction de propagation, est défini. L'idée principale est basée sur le principe d'intersection entre un rayon et un triangle. La situation est illustrée dans la figure 2.6 et explicitée en annexe C

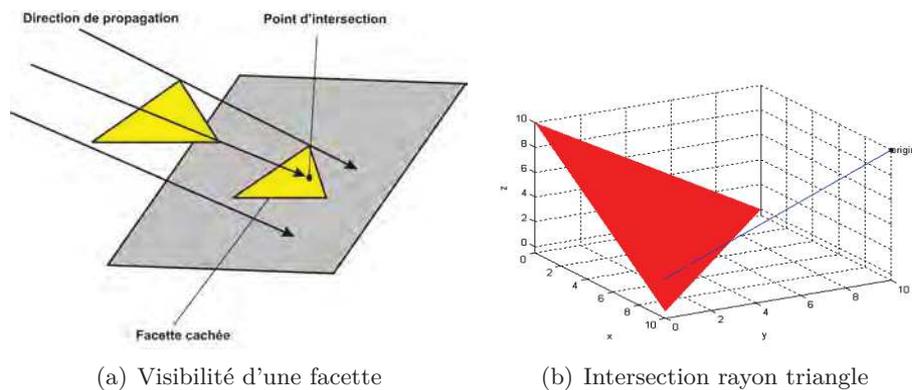


Figure 2.6 — Principe de test de visibilité

Pour une position donnée de l'émetteur, une par une, chaque facette triangulaire est testée, en utilisant le même triangle pris initialement. Les facettes illuminées pas sont enregistrées dans un tableau. En calculant la distance à partir de chaque facette cachée au point d'observation, la facette la plus proche sera illuminée et les autres seront des facettes cachées (non illuminées). De cette façon, l'imprécision dans le calcul de la SER en raison de l'effet de l'ombrage est réduite au minimum.

Ce test utilise la normale de chaque facette de l'objet. Si l'angle entre cette normale et le vecteur allant d'un point de la facette jusqu'au récepteur est inférieur à 90 degrés, alors la facette est visible sinon elle n'est pas visible. Pour implémenter cet algorithme, nous avons accompli les tâches suivantes :

1. Nous avons calculé les normales de toutes les facettes.
2. Nous avons calculé le vecteur de direction entre la position du radar et le centre de la première facette.
3. Nous avons calculé le produit scalaire entre la normale et ce vecteur. Si ce produit scalaire est supérieur à zéro, la facette est visible.
4. Nous avons cherché si ce vecteur n'intercepte pas d'autres facettes, si oui nous calculons la distance entre la position du radar et le centre de la première facette et le point d'intersection de la deuxième facette, la facette la plus proche du radar sera la facette illuminée.

2.3.2.4.3 Exemple de validation de l'algorithme du peintre Afin de valider l'application de ce test de visibilité, une configuration mono-statique définie par $(\theta, \phi) = (45^\circ, 45^\circ)$ est réalisée. Le résultat obtenu est illustré sur la figure 2.7 par un bateau générique qui a été retenu pour l'application concernant l'imagerie radar d'une scène en présence d'une cible complexe (chapitre 5). Nous avons attribué la couleur blanche aux facettes visibles et la couleur noire aux facettes cachées. Ce test montre bien le bon déroulement du critère de visibilité adopté.

2.4 Méthodes asymptotiques retenues (OG, OP, MCE)

L'étude effectuée au chapitre 2 précédent nous a permis de connaître les caractéristiques des ondes électromagnétiques, ainsi que les différentes méthodes généralement utilisées pour

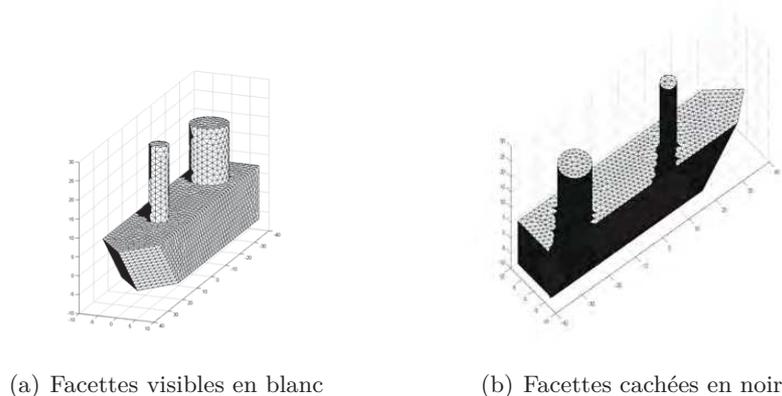


Figure 2.7 — Test de visibilité pour $(\theta, \phi) = (45^\circ, 45^\circ)$

le calcul du champ électromagnétique diffusé par un objet de forme arbitraire.

Dans l'objectif d'exprimer le champ réfléchi ou diffusé par une surface d'un objet complexe, nous avons opté pour les méthodes asymptotiques, ces méthodes s'appuient sur les solutions données par les équations de Maxwell, dont nous utilisons le développement asymptotique aux premiers ordres en hautes fréquences. Elles sont typiquement valables pour des objets dont les dimensions sont grandes devant la longueur d'onde λ . L'Optique Géométrique (OG) est adoptée dans notre stratégie de calcul pour la modélisation des réflexions multiples entre les facettes. Nous présentons dans ce qui suit l'application de l'OG à ces fins, notamment la détermination de la direction spéculaire qui permet par la suite le calcul exacte des surfaces qui contribuent aux doubles réflexions. Ensuite, nous passons à la formulation générale de l'Optique Physique (OP) ainsi que son application à une facette triangulaire, puis nous traitons le phénomène de la diffraction via la Méthode des Courants Equivalents (MCE).

2.4.1 Application de l'Optique Géométrique (OG)

L'Optique Géométrique(OG) est basée sur le principe de Fermat, elle sera utilisée dans le développement de notre modèle de calcul de la SER d'une cible complexe de forme arbitraire et orientée de façon arbitraire dans l'espace $3D$. Elle permet notamment la prise en compte des interactions multiples qui sont exposées dans ce chapitre. dans ce sens, un petit rappel sur la propagation des rayons est nécessaire pour notre modélisation. Lorsque un rayon incident intercepte une surface S , il donne automatiquement naissance à un rayon réfléchi dans la direction spéculaire selon les lois de Snell Descartes, comme le montre la figure 2.8. Il a été démontré par le principe de localité que l'on peut déterminer le champ réfléchi au point Q associé au rayon réfléchi en ce même point en fonction de champ incident. Ainsi, nous introduisons un système de coordonnées locales [MPM90], exprimé dans les bases orthonormées incidente et réfléchie liées respectivement aux rayons incident et réfléchi. B_i est la base de décomposition incidente définie par :

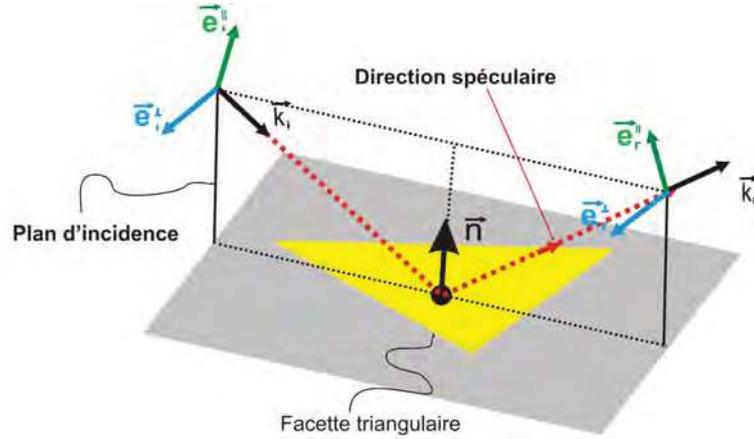


Figure 2.8 — Réflexion spéculaire d'une onde plane par une surface plane

$$\begin{aligned}\vec{e}_i^{\parallel} &= \frac{\vec{k}_i \times (\vec{n} \times \vec{k}_i)}{\|\vec{k}_i \times (\vec{n} \times \vec{k}_i)\|} \\ \vec{e}_i^{\perp} &= \vec{k}_i \times \vec{e}_i^{\parallel}\end{aligned}\quad (2.1)$$

Où \vec{e}_i^{\parallel} représente le vecteur unitaire contenu dans le plan d'incidence formé par les vecteurs (\vec{k}_i, \vec{n}) et perpendiculaire à \vec{k}_i . \vec{e}_i^{\perp} est un vecteur unitaire perpendiculaire au plan d'incidence. B_r est la base de décomposition réfléchie définie par :

$$\begin{aligned}\vec{e}_r^{\parallel} &= \frac{\vec{k}_r \times (\vec{n} \times \vec{k}_r)}{\|\vec{k}_r \times (\vec{n} \times \vec{k}_r)\|} \\ \vec{e}_r^{\perp} &= \vec{k}_r \times \vec{e}_r^{\parallel}\end{aligned}\quad (2.2)$$

Où \vec{e}_r^{\parallel} représente le vecteur unitaire contenu dans le plan de réflexion formé par les vecteurs (\vec{k}_r, \vec{n}) et perpendiculaire à \vec{k}_r . \vec{e}_r^{\perp} est un vecteur unitaire perpendiculaire au plan d'incidence. Nous considérons dans notre modèle que le maximum d'énergie est dans la direction de réflexion spéculaire définie par la relation suivante :

$$\vec{k}_{sp} = \vec{k}_i - 2(\vec{n} \cdot \vec{k}_i)\vec{n}\quad (2.3)$$

Finalement, nous pouvons écrire les champs incident et réfléchi dans ces bases comme suit :

$$\begin{aligned}\vec{U}_i &= \vec{U}_i^{\parallel}\vec{e}_i^{\parallel} + \vec{U}_i^{\perp}\vec{e}_i^{\perp} \\ \vec{U}_r &= \vec{U}_r^{\parallel}\vec{e}_r^{\parallel} + \vec{U}_r^{\perp}\vec{e}_r^{\perp}\end{aligned}\quad (2.4)$$

Où \vec{U}_i et \vec{U}_r représente d'une manière générale respectivement le champs incident et le champ réfléchi.

2.4.1.1 Polarisation de l'onde électromagnétique

Le comportement des vecteurs électrique et magnétique (constituant l'onde incidente et réfléchi), au cours de la propagation de l'onde est décrit par la polarisation de cette onde. Cette polarisation indique les directions que prend le vecteur champ électrique dans le plan orthogonal au vecteur d'onde \vec{k}_i comme l'indique la figure 2.9-a. La composante normale

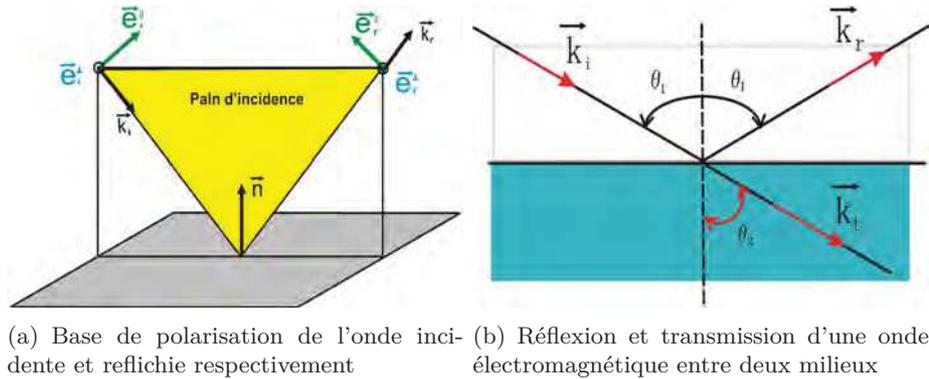


Figure 2.9 — Base de polarisation et coefficients de Réflexion

du champ électrique au plan d'incidence est appelée la composante Transverse Electrique (TE), ou encore composante perpendiculaire. Elle est portée par le vecteur \vec{e}_i^\perp , son expression est donnée par 2.1. A l'inverse, la composante du champ électrique appartenant au plan d'incidence est appelée Transverse Magnetique (TM) ou parallèle.

2.4.1.2 Coefficients de réflexion

Afin d'établir les coefficients de réflexion entre deux milieux (1) et (2) caractérisés respectivement par la permittivité relative (ϵ_{r1} , ϵ_{r2}) et la perméabilité relative (μ_{r1} , μ_{r2}) respectivement comme le montre la figure 2.9-b. Une onde incidente donne naissance à deux ondes, une onde transmise et une onde réfléchi. Ainsi, le champ total dans le milieu (1) est la somme du champ incident et du champ réfléchi. La continuité des composantes tangentielles imposée par la condition de continuité (voir chapitre 1, section (I.2.1.3. Conditions aux limites), débouche sur la loi de Snell-Descartes donnée au paragraphe (I.5.2.1.a L'Optique Géométrique (OG), du chapitre 2)

$$\sqrt{\epsilon_{r1}\mu_{r1}} \sin \theta_1 = \sqrt{\epsilon_{r2}\mu_{r2}} \sin \theta_2 \quad (2.5)$$

Considérons le cas où les milieux (1) et (2) sont de nature diélectrique, alors $\mu_{r1} = \mu_{r2} = 1$. Les coefficients de Fresnel permettent d'exprimer l'onde réfléchi à l'interface entre l'air (milieu (1), $\epsilon_{r1} = 1$) vers un diélectrique (milieu (2)) sont exprimés par :

$$R_{\perp} = \frac{\cos \theta_1 - \sqrt{\epsilon_{r2} - \sin^2 \theta_1}}{\epsilon_{r2} \cos \theta_1 + \sqrt{\epsilon_{r2} - \sin^2 \theta_1}} \quad (2.6)$$

$$R_{//} = \frac{\epsilon_{r2} \cos \theta_1 - \sqrt{\epsilon_{r2} - \sin^2 \theta_1}}{\epsilon_{r2} \cos \theta_1 + \sqrt{\epsilon_{r2} - \sin^2 \theta_1}} \quad (2.7)$$

où R_{\perp} et $R_{//}$ représentent les coefficients de Fresnel pour les deux cas de polarisation (perpendiculaire et parallèle). Pour des milieux non magnétiques, linéaires, homogènes et isotropes. Dans le cas où le milieu (2) est un conducteur parfait, ces coefficients de réflexion sont donnés par :

$$\begin{aligned} R_{\perp} &= 1 \\ R_{//} &= -1 \end{aligned} \quad (2.8)$$

Ces expressions sont utilisées dans le cas des surfaces diélectriques du type la surface maritime dans le chapitre 4.

2.4.1.3 Formulation générale de l'Optique Physique (OP)

Nous souhaitons calculer le champ rayonné par une surface quelconque S en un point P quelconque de l'espace¹. Nous pouvons exprimer les champs diffusés (\vec{E}_s, \vec{H}_s) en fonction des potentiels vecteurs électrique et magnétique (\vec{A}_e, \vec{A}_m) et des potentiels scalaire électrique et magnétique (V_e, V_m) comme suit :

$$\vec{E}_s = -j\omega\vec{A}_e - \vec{\nabla}V_e - \frac{1}{\epsilon_0}\vec{\nabla} \times \vec{A}_m \quad (2.9)$$

$$\vec{H}_s = -j\omega\vec{A}_m - \vec{\nabla}V_m + \frac{1}{\mu_0}\vec{\nabla} \times \vec{A}_e \quad (2.10)$$

Le rayonnement des courants surfaciques au point P , permettent d'écrire les expressions des potentiels vecteurs comme suit :

$$\vec{A}_e = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_S \vec{J}\psi dS \quad (2.11)$$

$$\vec{A}_m = \frac{\epsilon_0}{4\pi} \int_S \vec{M}\psi dS \quad (2.12)$$

Avec ψ est la fonction d'onde donnée par :

$$\psi = \frac{e^{-jkr}}{r} \quad (2.13)$$

Les potentiels scalaires V_e et V_m s'écrivent à leur tour comme suit :

1. Afin d'alléger les écritures des équations, nous avons supprimé le point P dans nos équations

$$V_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_S \rho_e \psi dS \quad (2.14)$$

$$V_m = \frac{1}{4\pi\mu_0} \int_S \rho_m \psi dS \quad (2.15)$$

Les potentiels vecteurs et scalaires sont liés par la relation de Lorentz :

$$\nabla \cdot \vec{A} = -j\omega\epsilon_0\mu_0 V \quad (2.16)$$

la substitution des équation 2.11, 2.12 et 2.14, 2.15 dans les équation 2.9 et 2.10, nous donne la représentation intégrale des champs diffusés :

$$\vec{E}_s = -\frac{-j\omega\mu_0}{4\pi} \int_S \vec{J}\psi dS - \frac{-j}{4\pi\epsilon_0\omega} \int_S \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{J}\psi) - \frac{1}{4\pi} \int_S \vec{\nabla} \times \vec{M}\psi \quad (2.17)$$

$$\vec{H}_s = -\frac{-j\omega\epsilon_0}{4\pi} \int_S \vec{M}\psi dS - \frac{-j}{4\pi\mu_0\omega} \int_S \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{M}\psi) + \frac{1}{4\pi} \int_S \vec{\nabla} \times \vec{J}\psi \quad (2.18)$$

Les courants électriques et magnétiques s'écrivent en fonction du champ électrique et magnétique total à la surface :

$$\vec{J} = \vec{n} \times \vec{H}_T \quad (2.19)$$

$$\vec{M} = -\vec{n} \times \vec{E}_T \quad (2.20)$$

La substitution des équations 2.19 et 2.20 dans les équations 2.17 et 2.18, nous donne les nouvelles expressions du champ électrique et magnétique, connues par les équations de Kotller [Lay04].

$$\vec{E}_s = \frac{j\omega\mu_0}{4\pi} \int_S (\vec{n} \times \vec{H}_T)\psi dS + \frac{j}{4\pi\epsilon_0\omega} \int_S ((\vec{n} \times \vec{H}_T)\vec{\nabla}) \vec{\nabla}\psi - \frac{1}{4\pi} \int_S (\vec{n} \times \vec{H}_T) \times \vec{\nabla}\psi \quad (2.21)$$

$$\vec{H}_s = -\frac{j\omega\mu_0}{4\pi} \int_S (\vec{n} \times \vec{E}_T)\psi dS - \frac{j}{4\pi\mu_0\omega} \int_S ((\vec{n} \times \vec{E}_T)\vec{\nabla}) \vec{\nabla}\psi - \frac{1}{4\pi} \int_S (\vec{n} \times \vec{E}_T) \times \vec{\nabla}\psi \quad (2.22)$$

Il est clair que la représentation intégrale des champs diffusés donnée par le système 2.21 et 2.22, n'a pas de solution analytique pour une surface quelconque. De même le calcul rigoureux des courants surfacique donnés par l'équation 2.19 et 2.20, nécessite la résolution d'une équation intégrale. L'Optique Physique consiste à déterminer asymptotiquement, les courants induits sur la surface par l'onde incidente. Une fois que ces courants sont déterminés, il suffit de les remplacer dans le système 2.21 et 2.22 pour calculer le champ diffusé par ces courants.

Après une série de simplification basée sur l'approximation champ lointain, les expressions du champ 2.21 et 2.22 deviennent alors :

$$\vec{E}_s = \frac{jke^{-jkr}}{4\pi r} \int_{S_i} [Z_0 \vec{r}_s \times (\vec{r}_s \times \vec{J}) - \vec{r}_s \times \vec{M}] e^{jk\vec{r}_s \vec{r}} dS \quad (2.23)$$

$$\vec{H}_s = \frac{-jke^{-jkr}}{4\pi r} \int_{S_i} \left[-\frac{1}{Z_0} \vec{r}_s \times (\vec{r}_s \times \vec{M}) + \vec{r}_s \times \vec{J} \right] e^{jk\vec{r}_s \cdot \vec{r}} dS \quad (2.24)$$

Où Z_0 est l'impédance du vide, \vec{r} est le vecteur pointant vers un point quelconque de l'espace, et \vec{r}_s est le vecteur unitaire dans la direction d'observation. Ces équations seront utilisées dans la section suivante pour calculer le champ diffusé par une facette triangulaire.

2.4.2 Modélisation électromagnétique du champs diffusé par une facette triangulaire

Dans ce qui suit nous allons présenter l'application de l'Optique Physique(OP) pour évaluer le champ directement diffusé vers le receptrer par simple et double réflexions. Pour cela, nous avons choisi une facette arbitraire pour laquelle nous allons exprimer le champ total en un point Q_1 , qui permettra de calculer le champ diffusé vers le récepteur (figure 2.10). Par la suite nous allons exprimer le phénomène de double réflexions entre deux facettes traingulaires.

2.4.2.1 Modélisation du champ diffusé par simple reflexion

Nous nous sommes basé dans le développement qui suit sur les travaux de Filippos Chatzigeorgiadis [Cha04] qui a développé le logiciel POFACET. Nous avons étendu le concept à un cas plus générale(bi-statique + cas diélectrique).

Nous avons choisi de modéliser la cible par une collection de facettes triangulaires (maillage triangulaire surfacique 2.3.1). Ainsi, nous considérons que l'amplitude du champ incident sur la surface de la facette triangulaire est constante. En considérant la géométrie représentée sur la figure 2.10, les expressions du champ électrique \vec{E}_i et magnétique \vec{H}_i incidents en un point Q_1 de la facette sont :

$$\begin{cases} \vec{E}_i(Q_1) = \left(E_i^\perp \vec{e}_\perp^i + E_i^\parallel \vec{e}_\parallel^i \right) e^{-jk\vec{r}_i \cdot \vec{E}Q_1} \\ \vec{H}_i(Q_1) = \left(H_i^\perp \vec{e}_\perp^i + H_i^\parallel \vec{e}_\parallel^i \right) e^{-jk\vec{r}_i \cdot \vec{E}Q_1} \end{cases} \quad (2.25)$$

La position de l'émetteur est donnée par le point E sur la figure 2.10, le point E est pris comme origine des phases, ainsi le vecteur $\vec{E}Q_1$ peut s'écrire comme suit :

$$\vec{E}Q_1 = \vec{E}O + \vec{O}Q_1 \quad (2.26)$$

Nous remplaçant l'équation 2.26 dans l'équation 2.25, il en résulte que le champ incident au point Q_1 se décompose en produit de deux termes, le premier terme indépendant du point Q_1 et le deuxième dépendant de ce point :

$$\begin{cases} \vec{E}_i(Q_1) = \left(E_i^\perp \vec{e}_\perp^i + E_i^\parallel \vec{e}_\parallel^i \right) e^{-jk\vec{r}_i \cdot (\vec{E}O + \vec{O}Q_1)} \\ \vec{H}_i(Q_1) = \left(H_i^\perp \vec{e}_\perp^i + H_i^\parallel \vec{e}_\parallel^i \right) e^{-jk\vec{r}_i \cdot (\vec{E}O + \vec{O}Q_1)} \end{cases} \quad (2.27)$$

Le réarrangement de l'équation 2.27, nous mène à l'équation 2.28 donnant les nouvelles expressions des champs électrique et magnétique incidents sur un point Q_1 d'une facette donnée :

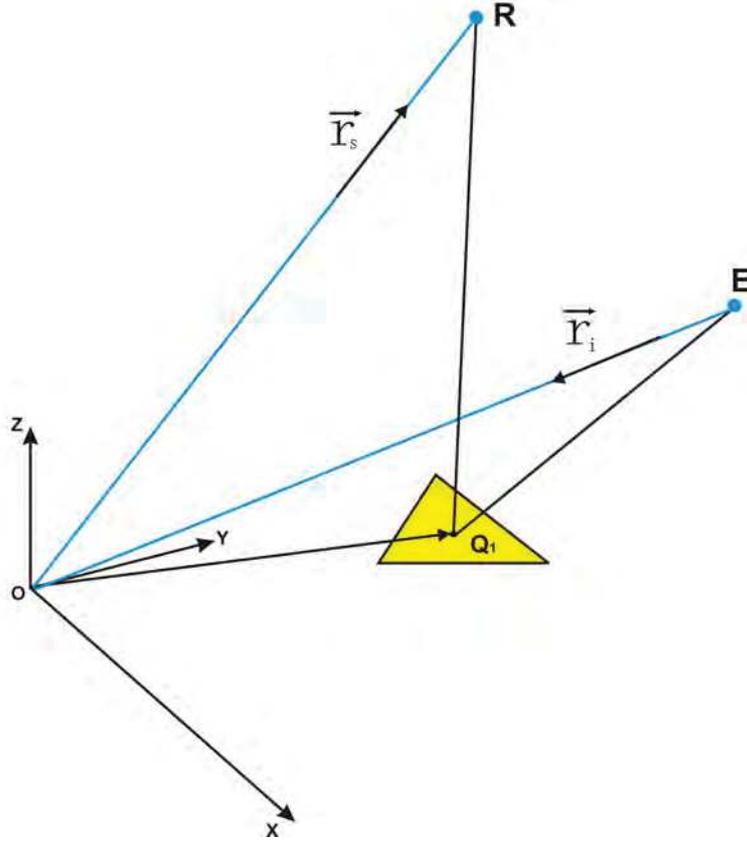


Figure 2.10 — Application de l'Optique Physique à une facette triangulaire

$$\begin{cases} \vec{E}_i(Q_1) = \left[\left(E_i^\perp \vec{e}_\perp^i + E_i^\parallel \vec{e}_\parallel^i \right) e^{-jk\vec{r}_i \cdot \vec{EO}} \right] e^{-jk\vec{r}_i \cdot \vec{OQ}_1} \\ \vec{H}_i(Q_1) = \left[\left(H_i^\perp \vec{e}_\perp^i + H_i^\parallel \vec{e}_\parallel^i \right) e^{-jk\vec{r}_i \cdot \vec{EO}} \right] e^{-jk\vec{r}_i \cdot \vec{OQ}_1} \end{cases} \quad (2.28)$$

Nous savons que lors de l'interaction de l'onde électromagnétique avec la facette triangulaire, le champ électromagnétique total à la surface de la facette est égal à la somme du champ réfléchi et le champ incident sur la surface au point Q_1 :

$$\begin{cases} \vec{E}_T(Q_1) = \left[\left(E_i^\perp \vec{e}_\perp^i + E_i^\parallel \vec{e}_\parallel^i \right) + \left(R_\parallel E_r^\parallel \vec{e}_\parallel^r + R_\perp E_r^\perp \vec{e}_\perp^r \right) e^{-jk\vec{r}_i \cdot \vec{EO}} \right] e^{-jk\vec{r}_i \cdot \vec{OQ}_1} \\ \vec{H}_T(Q_1) = \left[\left(H_i^\perp \vec{e}_\perp^i + H_i^\parallel \vec{e}_\parallel^i \right) + \left(R_\parallel H_r^\parallel \vec{e}_\parallel^r + R_\perp H_r^\perp \vec{e}_\perp^r \right) e^{-jk\vec{r}_i \cdot \vec{EO}} \right] e^{-jk\vec{r}_i \cdot \vec{OQ}_1} \end{cases} \quad (2.29)$$

L'expression de champ électrique diffusé dans la direction du récepteur (point R) sur la figure 2.10 est donnée par :

$$\vec{E}_s = \frac{jk e^{-jkr}}{4\pi r} \int \int_S \left[Z_0 \vec{r}_s \times (\vec{r}_s \times \vec{J}) + (\vec{r}_s \times \vec{M}) \right] e^{-jk\vec{r}_s \cdot \vec{Q}_1 \vec{R}} dS. \quad (2.30)$$

Où S désigne la surface illuminée. La position du récepteur est donnée par le point R sur la figure 2.10, ainsi le vecteur $\vec{Q}_1 R$ ($\vec{Q}_1 \vec{R}$) peut s'écrire comme suit :

$$\vec{Q}_1 R = \vec{Q}_1 O + \vec{OR} \quad (2.31)$$

Nous remplaçons le vecteur $Q_1 \vec{R}$, ($Q_1 \vec{R}$) par son expression 2.31, ainsi que les courants électrique et magnétique par leur expressions (2.19 et 2.20) dans l'équation 2.30, nous obtenons l'expressions du champ diffusé suivante :

$$\vec{E}_s = \frac{jk e^{-jkr}}{4\pi r} \int \int_S \left[Z_0 \vec{r}_s \times \left(\vec{r}_s \times (\vec{n} \times \vec{H}_T) \right) + \left(\vec{r}_s \times (-\vec{n} \times \vec{E}_T) \right) \right] e^{-jk \vec{r}_s \cdot (Q_1 \vec{O} + \vec{O} \vec{R})} dS. \quad (2.32)$$

$$\begin{aligned} \vec{E}_s = & \frac{-jk e^{-jkr}}{4\pi r} e^{-jk \vec{r}_s \cdot \vec{O} \vec{R}} \left(Z_0 \vec{r}_s \times \left[\vec{r}_s \times \left[\vec{n} \times \left(H_i^\perp \vec{e}_\perp^i + H_i^\parallel \vec{e}_\parallel^i + R_\parallel H_r^\parallel \vec{e}_\parallel^r + R_\perp H_r^\perp \vec{e}_\perp^r \right) \right] \right] \right. \\ & \left. - \vec{r}_s \times \left[\vec{n} \times \left(E^\perp \vec{e}_\perp^i + E^\parallel \vec{e}_\parallel^i + R_\parallel E_r^\parallel \vec{e}_\parallel^r + R_\perp E_r^\perp \vec{e}_\perp^r \right) \right] \right) \int \int_S e^{jk(\vec{r}_s + \vec{r}_i) \cdot \vec{O} \vec{Q}_1} dS \quad (2.33) \end{aligned}$$

Cette expression permet de calculer la valeur du champ électrique diffusé en bi-statique. L'intensité du champ magnétique est donnée en fonction du champ électrique par la relation suivante :

$$\vec{H}_s = \frac{\vec{r}_i \times \vec{E}_s}{Z_0} \quad (2.34)$$

Cette relation entre le champ électrique et le champ magnétique nous permet d'écrire le champ magnétique diffusé par :

$$\begin{aligned} \vec{H}_s = & \frac{-jk e^{-jkr}}{4\pi r} e^{-jk \vec{r}_s \cdot \vec{O} \vec{R}} \left((1/Z_0) \vec{r}_s \times \left[\vec{r}_s \times \left[\vec{n} \times \left(H_i^\perp \vec{e}_\perp^i + H_i^\parallel \vec{e}_\parallel^i + R_\parallel H_r^\parallel \vec{e}_\parallel^r + R_\perp H_r^\perp \vec{e}_\perp^r \right) \right] \right] \right. \\ & \left. + \vec{r}_s \times \left[\vec{n} \times \left(E^\perp \vec{e}_\perp^i + E^\parallel \vec{e}_\parallel^i + R_\parallel E_r^\parallel \vec{e}_\parallel^r + R_\perp E_r^\perp \vec{e}_\perp^r \right) \right] \right) \int \int_S e^{jk(\vec{r}_s + \vec{r}_i) \cdot \vec{O} \vec{Q}_1} dS \quad (2.35) \end{aligned}$$

A partir des équation 2.33 et 2.35, nous constatons que le calcul du champ diffusé par la surface de la facette triangulaire revient donc à calculer l'intégrale I_c donné par l'équation 2.36. Dans le cadre de développement de notre processus de calcul de la SER d'une cible complexe, l'intégrale I_c doit être calculée sur une facette triangulaire.

$$I_c = \int \int_S e^{jk(\vec{r}_s + \vec{r}_i) \cdot \vec{O} \vec{Q}_1} dS \quad (2.36)$$

Pour se faire, nous exposerons dans la section suivante le système de transformation de coordonnées qui permet le passage entre les repères utilisés dans le développement de notre processus de calcul. Ce système permet d'obtenir le champ diffusé dans le repère global de la cible après l'avoir calculé dans le repère local de la facette grâce à deux rotations.

2.4.2.2 Matrice de passage

Comme nous l'avons cité dans la section 2.3, la représentation géométrique est une étape primordiale dans le calcul de la SER d'une cible complexe. Dans un cas général, le système de coordonnées local d'une facette triangulaire n'est pas aligné avec le système de coordonnées global. Pour ce la on se place dans le repère local à la facette de telle sorte que l'origine du repère coïncide avec l'un des sommets de la facette et l'axe z_2 est perpendiculaire à la facette.

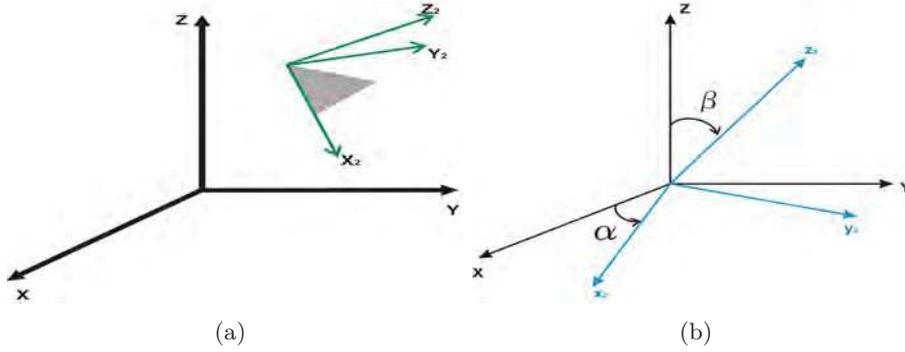


Figure 2.11 — Rotation du repère locale par rapport au repère global

La matrice de passage permettant la transition entre les repères s'obtient via deux rotations. La première rotation se fait autour de l'axe Z avec un angle α , et la deuxième rotation se fait autour de l'axe X avec un angle β . Ces deux rotations permettent de simplifier le calcul de l'intégrale I_c donné par l'équation 2.36. Les expressions des matrices de rotation sont données par les équations 2.37 et 2.38

$$T_1 = \begin{bmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha & 0 \\ -\sin \alpha & \cos \alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.37)$$

Et

$$T_2 = \begin{bmatrix} \cos \beta & 0 & -\sin \beta \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \beta & 0 & \cos \beta \end{bmatrix} \quad (2.38)$$

En utilisant ces deux matrices, le système de coordonnées global peut être transformé en un système de coordonnées local et vice versa comme l'indiquent les expressions suivantes :

$$\begin{bmatrix} x_2 \\ y_2 \\ z_2 \end{bmatrix} = T_2 T_1 \begin{bmatrix} X \\ Y \\ Z \end{bmatrix} \quad (2.39)$$

$$\begin{bmatrix} X \\ Y \\ Z \end{bmatrix} = (T_2 T_1)^{-1} \begin{bmatrix} x_2 \\ y_2 \\ z_2 \end{bmatrix} \quad (2.40)$$

Cette matrice de passage permet de transformer la valeur du champ diffusé dans la base locale de la facette triangulaire à la base globale de la cible, et par conséquent la déduction de la valeur de la SER.

L'intégrale de l'équation 2.38 a été évalué par Dos Santos et Nilson [SR86]. Son expression est donnée par l'équation 2.41.

$$I_c = 2S e^{jD_0} \left\{ e^{jD_p} \left[\frac{C_0}{D_p (D_q - D_p)} \right] - e^{jD_q} \left[\frac{C_0}{D_q (D_q - D_p)} \right] - \frac{C_0}{D_q D_p} \right\} \quad (2.41)$$

Avec

$$\begin{aligned}
D_p &= k [(x_1 - x_3)(u_i + u_s) + (y_1 - y_3)(v_i + v_s) + (z_1 - z_3)(w_i + w_s)] \\
D_q &= k [(x_2 - x_3)(u_i + u_s) + (y_2 - y_3)(v_i + v_s) + (z_2 - z_3)(w_i + w_s)] \\
D_0 &= k [x_3(u_i + u_s) + y_3(v_i + v_s) + z_3(w_i + w_s)]
\end{aligned} \tag{2.42}$$

Où (x_1, x_2, x_3) et (y_1, y_2, y_3) et (z_1, z_2, z_3) , représentent les coordonnées des trois sommets de la facette triangulaire dans le repère local.

Afin d'éviter les erreurs numériques qui se produisent au voisinage des singularités (dénominateurs tendent vers zéro), on utilise un développement en série de Taylor, ce qui nous donne quatre cas à traiter.

Cas 1 : $|D_p| < L_t$ et $|D_q| \geq L_t$

$$I_c = \frac{2Se^{jD_0}}{jD_0} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(jD_p)^n}{n!} \left\{ \frac{-C_0}{n+1} + e^{jD_q} C_0 G(n, D_q) \right\} \tag{2.43}$$

Cas 2 : $|D_p| < L_t$ et $|D_q| < L_t$

$$I_c = 2Se^{jD_0} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{C_0 (jD_p)^n (jD_q)^m}{(m+n+2)!} \tag{2.44}$$

Cas 3 : $|D_p| \geq L_t$ et $|D_q| < L_t$

$$I_c = 2Se^{jD_0} e^{jD_p} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(jD_q)^n}{n!} \left(\frac{C_0}{n+1} \right) G(n+1, D_q) \tag{2.45}$$

Cas 4 : $|D_p| \geq L_t$, $|D_q| \geq L_t$ et $|D_q - D_p| < L_t$

$$I_c = \frac{2Se^{jD_0}}{jD_q} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(jD_p - jD_q)^n}{n!} \left\{ C_0 G(n, D_q) + \frac{e^{jD_0} C_0}{n+1} \right\} \tag{2.46}$$

Où L_t est la longueur de la série de Taylor. La fonction G est définie par :

$$G(n, \gamma) = \int_0^1 s^n e^{j\gamma s} ds \tag{2.47}$$

Et G est évaluée en utilisant la relation de récurrence suivante :

$$G(n, \gamma) = \frac{e^{j\gamma} - nG(n-1, \gamma)}{j\gamma}, \quad n \geq 1 \tag{2.48}$$

Avec :

$$G(0, \gamma) = \frac{e^{j\gamma} - 1}{j\gamma} \tag{2.49}$$

2.4.2.3 Modélisation de la double réflexion

Afin d'obtenir un modèle approprié, les mécanismes possibles de la diffusion multiple doivent être évaluée. Pour tenir compte des phénomènes de double réflexions telle que le montre la figure 2.12, nous avons opté pour une combinaison de l'OP et l'OG [GB87], cette

combinaison adopte l'OP pour la dernière réflexion et l'OG pour les autres réflexions. Cette technique nécessite un système de coordonnées local pour chaque réflexion pour expliquer les phénomènes de polarisation causés par une simple réflexion ou par des réflexions multiples sur une surface diélectrique telle que la surface de mer ou sur une surface parfaitement conductrice. Avant d'utiliser cette combinaison OP-OG, nous avons implémenté un algorithme permettant de sélectionner les facettes candidates à une double réflexions en effectuant un produit scalaire entre la normale à la facette et le vecteur de la direction d'incidence en coordonnées locales comme le montre la figure 2.12.

2.4.2.3.a Détermination des surfaces éclairées

Après la sélection des facettes candidates à la double réflexions. Une projection des trois sommets de la facette éclairée par l'onde incidente suivant la direction spéculaire déterminée par l'équation 2.3 donnée à la section 2.4.1 sur la facette candidate à une double réflexion. Si la projection réalisée donne une facette de dimensions grandes devant celle de la facette candidate, une subdivision linéaire est réalisée afin d'obtenir la taille réelle de la facette contribuant à la double réflexions, la situation globale est illustrée sur la figure 2.13.

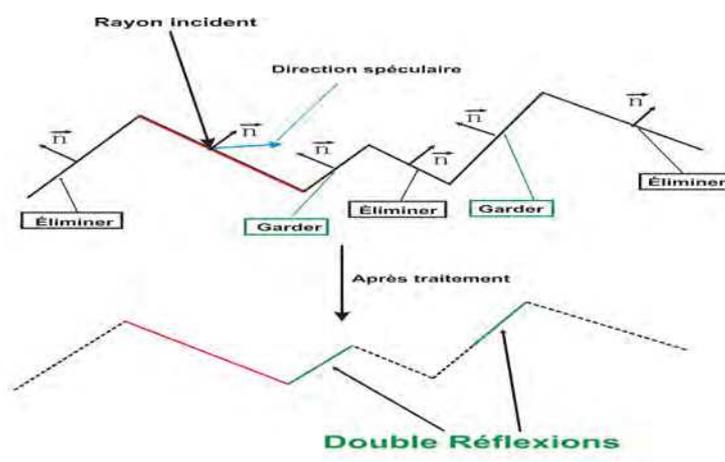


Figure 2.12 — Sélection des facettes candidates à une double réflexions

2.4.3 Modélisation de la diffraction

Dans le paragraphe précédent nous avons modélisé le champ diffusé par simple et double réflexions. Et aussi nous avons introduit la notion de la diffraction par les arêtes (paragraphe 2.3.2.3). Avant de calculer le champ diffracté par les arêtes nous devons détecter et identifier ces arêtes. L'objectif de la section suivante est de présenter la technique que nous avons utilisé pour la détection des arêtes, puis nous allons présenter l'application de la Méthode des Courants Equivalents pour une arête parfaitement conductrice.

2.4.3.1 Détection des arêtes

Nous avons supposé au début de ce chapitre que la cible est modélisé par un ensemble de facettes triangulaires présentées par un tableau (section 2.3.1) contenant les coordonnées des sommets de toutes les facettes composant la cible. Sur le modèle de cible maillée présenté au

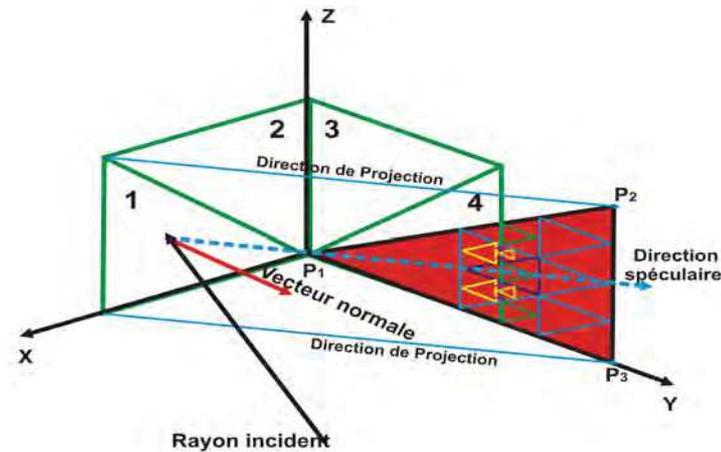


Figure 2.13 — Projection spéculaire et subdivision linéaire

paragraphe 2.3.1, nous pouvons rencontrer deux types d'arêtes, les arêtes vives qui sont de vraies discontinuités de la cible, et les arêtes dues au maillage de surfaces courbées. Afin de pouvoir dire que nous sommes face à une vraie discontinuité de la cible, nous devons éliminer les arêtes dues au maillage de surfaces courbées en imposant un angle seuil entre deux facettes adjacentes.

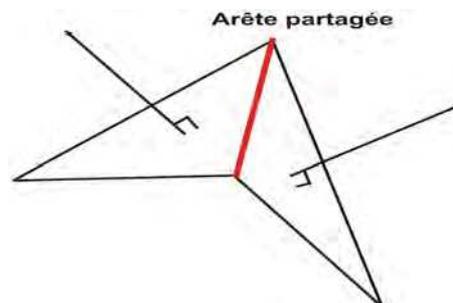


Figure 2.14 — Arête définie à partir de deux facettes

Le principe de cet algorithme consiste à parcourir le tableau des facettes pour une facette courante et vérifier si cette dernière partage un bord avec une autre facette. La situation est illustrée sur la figure 2.14. Pour cette situation, nous cherchons un angle entre les normales des deux facettes. Si cet angle est inférieur à un angle seuil fixé, alors nous sommes face à une discontinuité due au maillage. Dans le cas contraire, nous sommes face à une discontinuité de la surface de la cible.

2.4.3.2 Exemple de validation

Afin de valider l'algorithme de détections d'arêtes, et le problème lié au choix de l'angle seuil permettant de différencier une arête vive de la surface de la cible d'une arête due au maillage. Un premier exemple consiste à détecter les arêtes d'une cible relativement complexe qui présente la spécificité d'avoir des surfaces parfaitement planes (figure 2.15-a), avec une position du radar donnée par les angles $\theta = 0^\circ$, $\phi = 0^\circ$ (incidence normale). Comme le montre la figure 2.15-b, nous constatons une parfaite détection des arêtes.

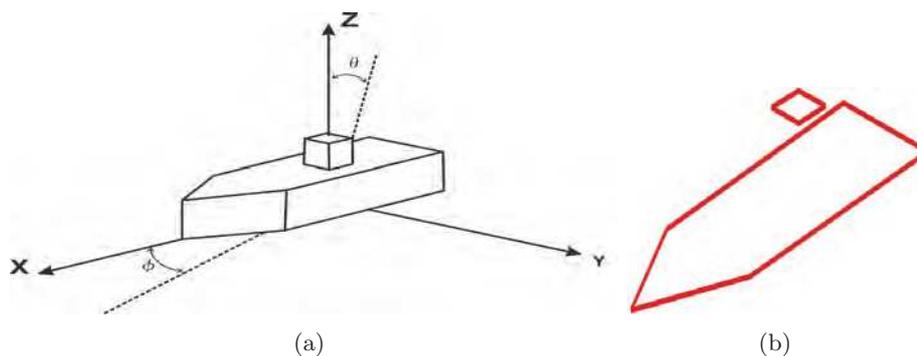


Figure 2.15 — Détection des arêtes d'une cible complexe

Ces résultats confirment la robustesse de la démarche et nous l'avons validée par une comparaison aux travaux réalisés dans [BRK11].

2.4.3.3 Diffraction par une arête (application de la MCE)

Nous avons opté pour la Méthode des Courants Equivalents (MCE) pour modéliser la diffraction par les arêtes. A cette fin, nous avons adopté pour la configuration géométrique présentée sur la figure 2.16.

Les bases d'incidence $(\vec{r}_i, \vec{\beta}, \vec{\phi})$ et de la diffraction $(\vec{r}_s, \vec{\beta}', \vec{\phi}')$ sont liées à la configuration géométrique de la figure 2.16.

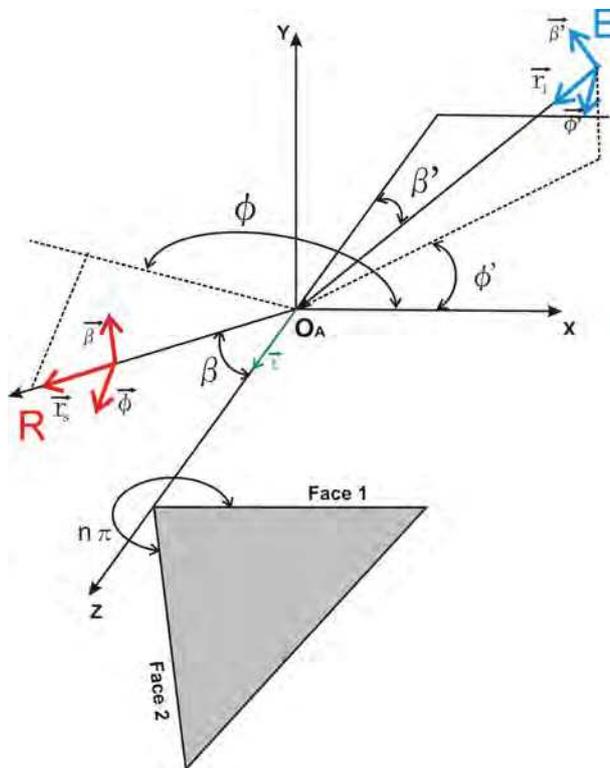


Figure 2.16 — Configuration de la diffraction par une arête

Par analogie à l'Optique physique (OP), le champ incident en un point Q sur l'arête est le produit de deux termes le premier indépendant du point de diffraction et le deuxième dépendant de ce point.

$$\vec{E}_i(Q) = \left[\left(E_i^{\beta'} \vec{\beta}' + E_i^{\phi'} \vec{\phi}' e^{-jk\vec{r}_i \cdot \vec{O}\vec{O}_A} e^{-jk\vec{r}_i \cdot \vec{E}\vec{O}} \right) \right] e^{-jk\vec{r}_i \cdot \vec{O}\vec{A}Q} \quad (2.50)$$

Avec

$$\begin{cases} E_i^{\beta'} = \vec{E}_i \cdot \vec{\beta}' \\ E_i^{\phi'} = \vec{E}_i \cdot \vec{\phi}' \end{cases} \quad (2.51)$$

$$\begin{cases} \phi' = \frac{\vec{r}_i \times \vec{t}}{\|\vec{r}_i \times \vec{t}\|} \\ \beta' = \phi' \times \vec{r}_i \end{cases} \quad (2.52)$$

Selon la méthode des courants équivalents (MCE), le champ diffracté par une arête est représenté par le rayonnement des courants équivalents linéiques, électrique et magnétique, distribués sur la discontinuité C du dièdre. L'expression du champ diffracté est donnée par :

$$\vec{E}_d = jk \int_C \left[Z_0 I \vec{r}_s \times (\vec{r}_s \times \vec{t}) + M \vec{r}_s \times \vec{t} \right] e^{\frac{jk\vec{r}_s \cdot \vec{r}}{2\pi r}} dl \quad (2.53)$$

Où I et M , représentent les courants électriques et magnétiques induits sur l'arête. r est la distance entre le point de diffraction sur l'arête et le point d'observation R . \vec{t} est le vecteur tangent à l'arête. \vec{r}_s est le vecteur dans la direction d'observation. Et Z_0 est l'impédance du vide.

L'expressions de ces courants en un point Q de l'arête (représenté par le vecteur \vec{r}), sont données par l'expression suivante :

$$\begin{aligned} I &= -\frac{2j}{kZ_0 \sin^2(\beta')} \left[D_e - \tilde{D}_e \right] \vec{t} \cdot \vec{E}_i - \frac{2j}{kZ_0 \sin \beta'} \left[D_{em} - \tilde{D}_{em} \right] \vec{t} \cdot \vec{H}_i \\ M &= -\frac{2jZ_0}{k \sin(\beta')} \left[D_e - \tilde{D}'_e \right] \vec{t} \cdot \vec{E}_i - \frac{2jZ_0}{k \sin \beta \sin \beta'} \left[D_m - \tilde{D}_m \right] \vec{t} \cdot \vec{H}_i \end{aligned} \quad (2.54)$$

Avec D_e , \tilde{D}_e , D_{em} , \tilde{D}_{em} , D_m , \tilde{D}_m représentent les coefficients de diffraction de frange. Ils sont donnés par les expressions suivantes :

$$D_e = \frac{1}{N \cos[(\pi - \alpha_1)/N] - \cos(\phi'/N)} + \frac{1}{N \cos[(\pi - \alpha_2)/N] + \cos(\phi'/N)} \quad (2.55)$$

$$\tilde{D}_e = -U \left[\pi - \phi' \right] \frac{\sin \phi'}{\cos \phi' + \mu_1} - U \left[\phi' - (N-1)\pi \right] \frac{\sin(N\pi - \phi')}{\cos(N\pi - \phi') + \mu_2} \quad (2.56)$$

$$D_{em} = \frac{\mu_1 \cot \beta' - \cot \beta \cos \phi}{\sin \alpha_1} \frac{\sin [(\pi - \alpha_1) / N]}{N \cos [(\pi - \alpha_1) / N] - \cos(\phi' / N)} - \frac{\mu_2 \cot \beta' - \cot \beta \cos(N\pi - \phi)}{\sin \alpha_2} \frac{\sin [(\pi - \alpha_2) / N]}{N \cos [(\pi - \alpha_2) / N] - \cos(\phi' / N)} \quad (2.57)$$

$$\tilde{D}_{em} = U [\pi - \phi'] \frac{\cot \beta' \cos \phi' + \cot \beta \cos \phi}{\cos \phi' + \mu_1} - U [\phi' - (N - 1) \pi] \frac{\cot \beta' \cos(N\pi - \phi') + \cot \beta \cos(N\pi - \phi)}{\cos(N\pi - \phi') + \mu_2} \quad (2.58)$$

$$D_m = \frac{\sin \phi}{N \sin \alpha_1} \frac{\sin [(\pi - \alpha_1) / N]}{\cos [(\pi - \alpha_1) / N] - \cos(\phi' / N)} + \frac{\sin(N\pi - \phi)}{N \sin \alpha_2} \frac{\sin [(\pi - \alpha_2) / N]}{\cos [(\pi - \alpha_2) / N] + \cos(\phi' / N)} \quad (2.59)$$

$$\tilde{D}_m = -U [\pi - \phi'] \frac{\sin \phi}{\cos \phi' + \mu_1} - U [\phi' - (N - 1) \pi] \frac{\sin(N\pi - \phi)}{\cos(N\pi - \phi') + \mu_2} \quad (2.60)$$

Où

$$\mu_1 = \frac{\sin \beta' \sin \beta \cos \phi + \cos \beta \cos \beta' - \cos^2 \beta'}{\sin^2 \beta'} \quad (2.61)$$

$$\mu_2 = \frac{\sin \beta' \sin \beta \cos(N\pi - \phi) + \cos \beta \cos \beta' - \cos^2 \beta'}{\sin^2 \beta'} \quad (2.62)$$

$$\alpha = \arccos \mu = \begin{cases} \mu \geq 1 & \alpha = -j \arg \cosh \mu \\ -1 \leq \mu \leq 1 & \alpha = \arccos \mu \\ \mu \leq -1 & \alpha = \pi + j \arg \cosh |\mu| \end{cases}$$

Et $U(x)$ est la fonction de Heaviside :

$$U(x) = 1 \quad \text{pour } x \geq 0 \quad (2.63)$$

$$U(x) = 0 \quad \text{pour } x \leq 0 \quad (2.64)$$

L'approximation du champ lointain permet l'approximation de la distance r entre le récepteur et le point de diffraction dans le terme d'amplitude par la distance entre le récepteur et le centre de l'arête $r = O_A R$. Le champ diffracté en un point de réception R , peut être présenté sous forme matricielle en exprimant les champs dans les bases de liées au centre de l'arête par :

$$\begin{bmatrix} d\vec{E}_s^\beta \\ d\vec{E}_s^\phi \end{bmatrix} = [D_E] \begin{bmatrix} d\vec{E}_i^{\beta'} \\ d\vec{E}_i^{\phi'} \end{bmatrix} \frac{e^{-jkOR} e^{-jk(\vec{r}_s - \vec{r}_i) \cdot \vec{O} \vec{O}_A} e^{-jk\vec{r}_i \cdot \vec{E} \vec{O}}}{2\pi O_A R} \int_C e^{jk(\vec{r}_s - \vec{r}_i) \cdot O_A \vec{Q}} dl \quad (2.65)$$

Avec :

$$[D_E] = \begin{bmatrix} -(D_e - \tilde{D}_e) \frac{\sin \beta}{\sin \beta'} & (D_{em} - \tilde{D}_{em}) \sin \beta \\ 0 & D_m - \tilde{D}_m \end{bmatrix}$$

L'intégrale linéique dans l'expression du champ électrique diffracté est calculée en remplaçant $O_A \vec{Q} = l \vec{t}$:

$$I_C = \int_C e^{jk(\vec{r}_s - \vec{r}_i) \cdot O_A \vec{Q}} dl = \int_{-L/2}^{L/2} \exp(jk(\vec{r}_s - \vec{r}_i) l \vec{t}) dl = L \text{sinc} \left((kL/2)(\vec{s}_s - \vec{r}_i) \cdot \vec{t} \right) \quad (2.66)$$

Finalement on obtient l'expression du champ électrique diffracté par une arête métallique de longueur finie L

$$\begin{pmatrix} \vec{E}_s^\beta(R) \\ \vec{E}_s^\phi(R) \end{pmatrix} = [D_E] \begin{pmatrix} \vec{E}_i^{\beta'}(O_A) \\ \vec{E}_i^{\phi'}(O_A) \end{pmatrix} \frac{e^{-jkOR} e^{-jk(\vec{r}_s - \vec{r}_i) \cdot O_A \vec{O}} e^{-jk\vec{r}_i \cdot \vec{E}\vec{O}}}{2\pi O_A R} L \text{sinc} \left((kL/2)(\vec{r}_s - \vec{r}_i) \cdot \vec{t} \right)$$

Cette expression est utilisée pour le calcul du champ diffracté par une arête, elle présente l'avantage de tenir compte de la finitude de l'arête et permet de calculer le champ diffracté dans toutes les directions de l'espace, quelle que soit la direction de l'onde incidente.

2.5 Résultats de simulation

Dans le but de vérifier et de valider notre modèle de calcul de la SER de cibles complexes. Nous avons effectué dans cette section des simulations de calcul de la SER en configuration d'abord mono-statique et ensuite en bi-statique.

2.5.1 Plaque carrée : première configuration

La première géométrie étudiée est la plaque rectangulaire, la diffusion par une plaque est étudiée et comparée avec la solution exacte obtenue par la méthode des moments (MoM). La plaque est carrée, de coté 10λ ($a = 1 \text{ m}$ et $f = 3 \text{ GHz}$) et d'une épaisseur nulle. La figure 2.17-b présente la SER mono-statique pour la configuration présentée sur la figure 2.17-a. Nous constatons sur les courbes présentées sur cette figure 2.17-b, que nous avons bien le maximum de l'énergie réfléchi dans la direction spéculaire donnée par $\vec{k}_{sp} = (0, 0, -1)$ qui correspond à un angle $\theta = 90^\circ$ pour les deux cas de polarisation, et que la SER (σ) décroît en s'éloignant de cette position, ce qui est vérifié par nos résultats de simulation par rapport à l'expression théorique donnée au chapitre 2 par l'équation (II.64).

Dans le but de montrer la contribution de la diffraction par les bords de la plaque, nous avons présenté sur la figure 2.17-b, une comparaison entre la contribution de l'OP(SR)(courbes en vert et rouge) et les autres montrant la contribution de l'OP ainsi que la diffraction par les arêtes de la plaque calculée par la MCE (OP(SR)+MCE(D))(courbes en noir et bleu). Sur cette figure nous remarquons que la contribution de la diffraction par les bords de la plaque apparaît à partir de l'angle d'observation $\theta \approx 80^\circ$. Cette première configuration a été choisie afin de pouvoir comparer nos résultats avec ceux publiés dans [Wei06].

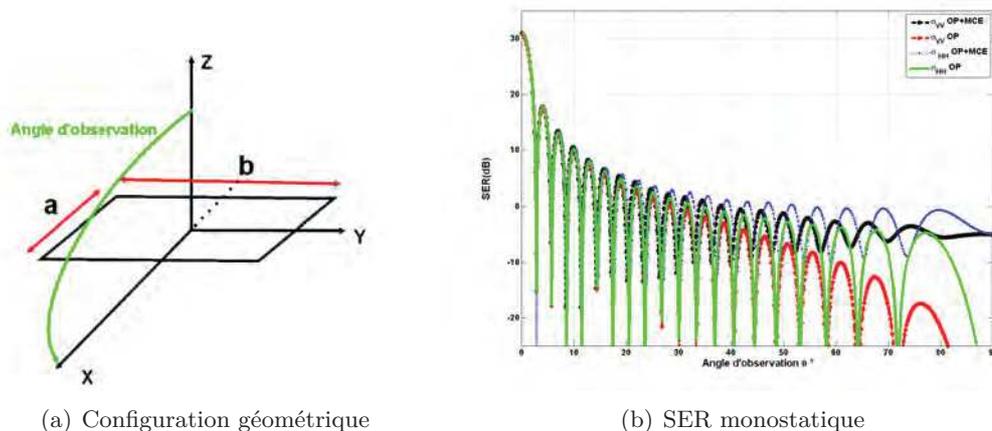


Figure 2.17 — SER monostatique d'une plaque parfaitement conductrice pour ($a = b = 1\text{ m}$) et $f = 3\text{ GHz}$

2.5.2 Plaque carrée : deuxième configuration

Cette deuxième configuration a pour but de comparer les limites de la TGD par rapport à la MCE. Quand les courants équivalents ont été utilisés pour le problème de rétro-diffusion (SER mono-statique), le problème principal rencontré était du aux singularités des coefficients de diffraction de la TGD pour une incidence normale. En incidence normale à l'une des deux surfaces qui intercepte avec le bord diffractant (arête), les courants deviennent infinis et ne peuvent pas être toujours déterminés. Les plaques planes de forme triangulaire et trapézoïdale sont considérées comme exemples de cibles qui sont prévus pour avoir, en incidence normale, une SER infinie, et ceci lorsque les courants équivalents sont introduits pour chaque arête (bord). Cependant, pour les cibles formées de couples d'arêtes parallèles, la SER de la cible converge vers une valeur finie en incidence normale. Mais, cette valeur égale au double de la valeur calculée par l'OP. Parmi les cibles planes où ce phénomène apparaît nous trouvons, la plaque carrée, la plaque rectangulaire, le parallélogramme, l'hexagone et l'octogones régulier. La source de ce problème provient de l'extension de la TGD dérivée d'un problème $2D$ à un problème $3D$. Le champ diffracté de la TGD inclu la contribution des champs diffusés en zone lointaine de la TPD et l'OP en incidence normale. Pour les surfaces planes, le champ de l'OP est proportionnel à l'aire de la surface illuminée.

Néanmoins, dans le cas d'une incidence oblique, la contribution de la MCE est nécessaire pour obtenir le champ diffusé (par conséquent la SER) loin de l'incidence normale.

Considérons les résultats présentés sur les figures 2.18-b et 2.19-b, une comparaison entre l'OP et l'OP+MCE est donnée pour une plaque carrée. La plaque se situe dans le plan XOY , et les bords sont parallèles aux axes OX et OY . Conformément à la configuration géométrique présentée par la figure 2.18-b et 2.19-b, la SER monostatique est calculée pour les angles $\phi = 1^\circ$, $\phi = 30^\circ$ et $\theta = [-90^\circ : 90^\circ]$. Les cotés de la plaque sont 5.0785λ où $\lambda = c/f$ et $f = 9.228\text{ GHz}$. Pour la première configuration ($\phi = 1^\circ$), la contribution des arêtes apparaît entre $\theta = [-90^\circ : -60^\circ]$ et de $\theta = [60^\circ : 90^\circ]$, il est de même pour la deuxième configuration ($\phi = 30^\circ$) où nous constatons la contribution des arêtes pour $\theta = [-90^\circ : -40^\circ]$ et de $\theta = [40^\circ : 90^\circ]$.

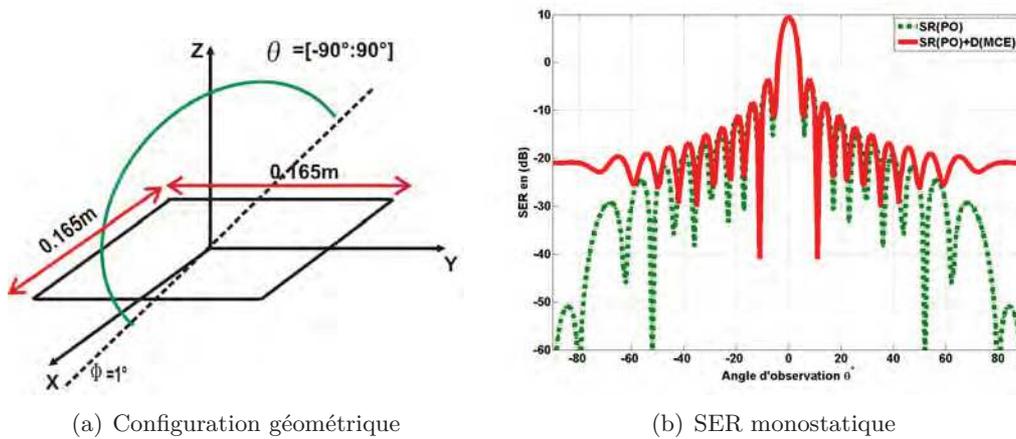


Figure 2.18 — SER monostatique d'une plaque parfaitement conductrice pour $\phi = 1^\circ$

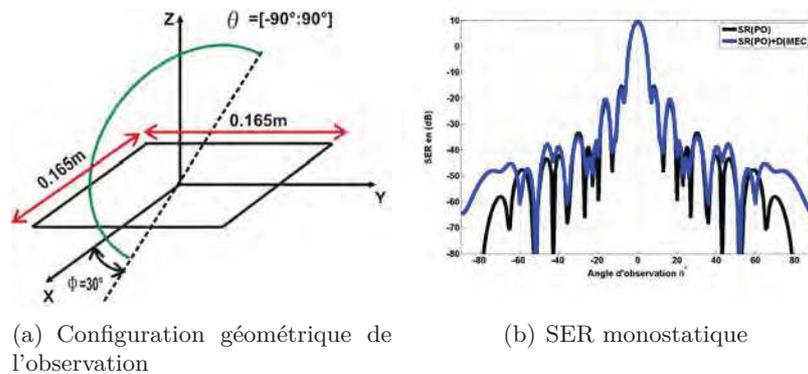


Figure 2.19 — SER monostatique d'une plaque parfaitement conductrice pour $\phi = 30^\circ$

2.5.3 Plaque carrée : troisième configuration

Après avoir validé, les premiers résultats pour deux configurations choisies en monostatique, nous rappelons que nous avons opté pour ces configurations afin de les comparer aux résultats publiés dans la littérature [?]. Nous présentons dans la figure 2.21 un résultat de simulation en configuration bistatique pour une plaque carrée de $1m^2$ et pour une fréquence $f = 10 GHz$. Nous avons considéré l'émetteur définie par la position les angles $\theta_i = 45^\circ$, $\phi_i = 90^\circ$, et le récepteur évolue dans le plan $\phi_s = 90^\circ$ avec l'angle d'observation évoluant dans l'intervalle $[-90^\circ, 90^\circ]$, comme le montre la figure 2.20. Nous constatons que le champ réfléchi est prédominant dans la direction spéculaire définie par $\theta_s = -45^\circ$ et que la contribution des bords apparaît près des angles rasants.

2.5.4 Dièdre parfaitement conducteur

À présent nous allons mettre en exergue la contribution de chaque phénomène de diffusion pour un dièdre parfaitement conducteur en configuration mono-statique.

La figure 2.22, présente les variations de la SER monostatique d'un dièdre parfaitement conducteur, qui est un élément adapté pour illustrer les phénomènes de la double réflexions.

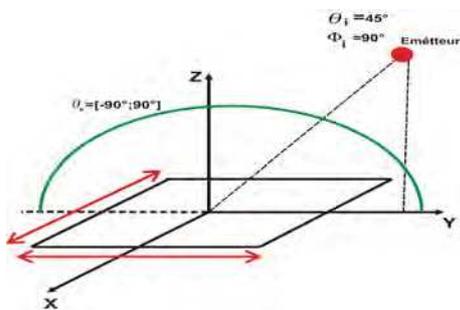


Figure 2.20 — Observation d'une plaque en configuration bistatique

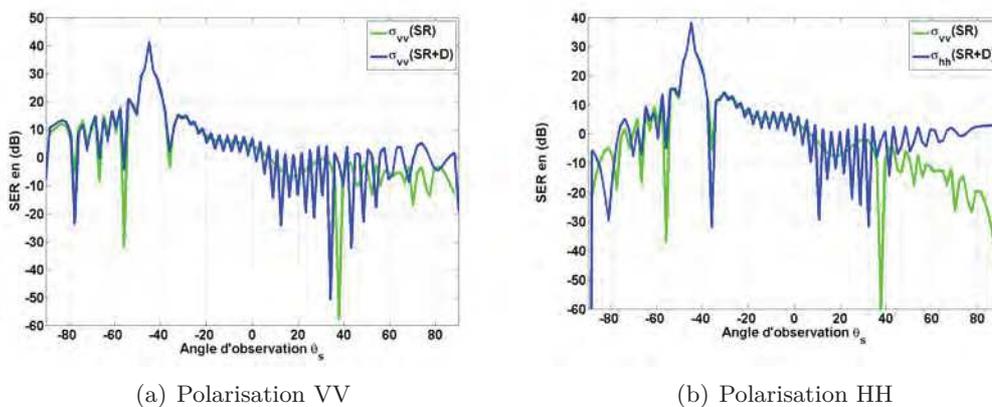


Figure 2.21 — Comparaison des méthodes OP et OP+MEC pour le calcul la SER bistatique d'une plaque carrée parfaitement conductrice $a = b = 1m$

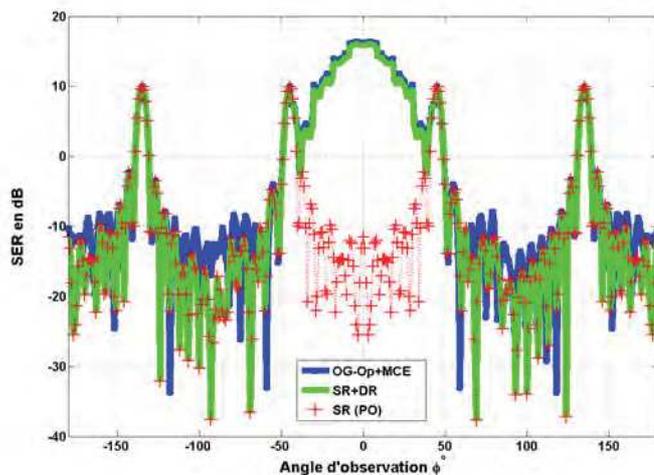


Figure 2.22 — SER monostatique d'un dièdre parfaitement conducteur

Il est constitué de deux plaques carrées parfaitement conductrices, il engendre les différents phénomènes considérés dans ce chapitre à savoir la simple réflexion (OP), la double réflexion (OG+OP) et la diffraction par les arêtes (OG+OP+MCE), le dièdre a 5.6088λ de coté. Les variations de la SER sont présentées pour un angle $\theta = 90^\circ$ et ϕ évoluant dans l'intervalle $[-180^\circ : 180^\circ]$, ces résultats sont comparés avec ceux obtenus par la théorie uniforme de la diffraction (TUD) présentés dans [TC87].

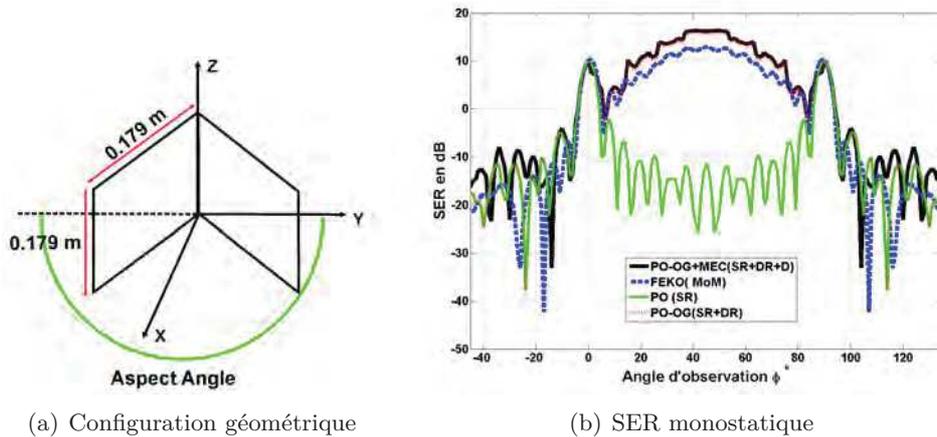


Figure 2.23 — SER monostatique d'un dièdre parfaitement conducteur $a = b = 0.179\text{ m}$ et $f = 9.4\text{ GHz}$

Sur la figure 2.23 la SER monostatique d'un dièdre parfaitement conducteur est donnée pour une fréquence de $9,4\text{ GHz}$. Pour ce résultat nous avons placé le radar dans le plan fixé par $\theta = 90^\circ$ et nous faisons varier ϕ entre -45° et 135° .

Nous remarquons que la contribution des arêtes est plus significative lorsqu'on se rapproche du plan qui contient les arêtes. Quant aux interactions multiples elles n'ont lieu que lorsque le radar voit les deux faces intérieures du dièdre. Le résultat montre aussi une comparaison entre la contribution de la double réflexions (DR) sans tenir compte de la diffraction (D) par les arêtes (courbe en rouge) et celui de la simple réflexion sans tenir compte de la diffraction par les arêtes (courbe en vert), ainsi nous remarquons clairement la contribution de la diffraction (D) par les arêtes des deux plaques constituant le dièdre (courbe en noir). Le résultat obtenu est en bon accord avec [GB87], ainsi que celui obtenu à l'aide le logiciel FEKO utilisant la méthode des moments (MoM).

La figure 2.24 représente la SER monostatique d'un dièdre dont lequel l'angle entre les plaques qui le forment est de 98° et 77° , il est clair que les résultats présentés sur ces figures montrent l'accord de la combinaison de l'OP+OG et la MCE avec de nombreux détails de la valeur de la SER mesurée [GB87].

2.5.5 Cibles complexes

Dans les sections précédentes, nous avons étudié et présenté la SER pour des cibles relativement simples. Cependant, l'objectif de notre processus de calcul est de modéliser et calculer le champ diffusé par des cibles complexes de formes arbitraires. Dans ce contexte, le terme «complexe» est utilisé pour des cibles dont les dimensions sont plus grandes devant la longueur d'onde λ , ainsi que pour des cibles avec des structures présentant de multiples

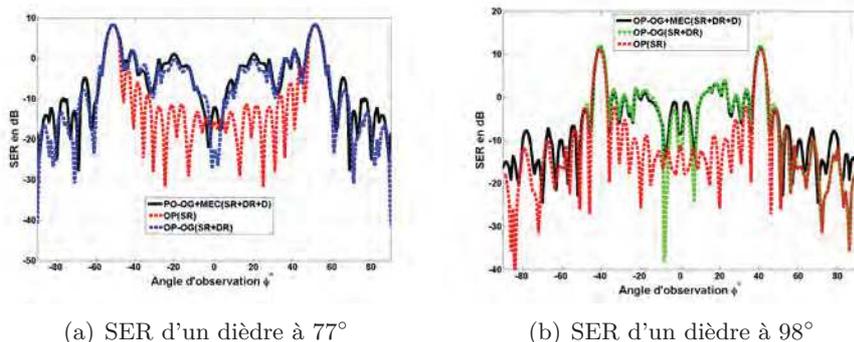


Figure 2.24 — SER monostatique d'une plaque parfaitement conductrice pour $a = b = 0.165 \text{ m}$ et $f = 10 \text{ GHz}$

réflexions.

Le premier objet présenté dans cette section est un missile générique qui a été largement étudié dans [You89] [DRP⁺95]. Toutefois, seules les données géométriques de base de l'objet sont disponibles dans la littérature, tandis que certains détails tels que les profils d'ailes restent inconnus. Ainsi, un nouveau modèle a été conçu sur la base de la géométrie donnée sur la figure 2.25 [You89]. Le missile générique considéré pour ce cas de simulation n'est pas complètement identique avec le missile utilisé pour les mesures dans [You89].

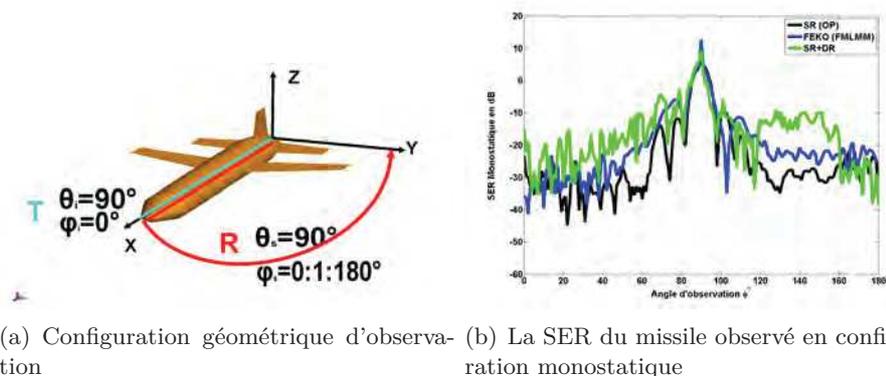


Figure 2.25 — SER monostatique d'un missile générique $f = 12 \text{ GHz}$

Les ailes sont modélisées comme des plaques plates. Le missile dans la figure 2.25-a fait une longueur de 990.6 mm et un diamètre de 127 mm et les angles des ailes ont été adoptés comme ceux présentés dans la littérature [You89]. Considérant les résultats des simulations antérieures [You89] [DRP⁺95], qui sont comparés avec les résultats de mesure donnés dans [You89], notre modèle basé sur une combinaison de l'OP, l'OG et la MCE montre un bon accord avec la solution de référence [You89].

2.6 Conclusion

Nous avons atteint dans ce chapitre le premier objectif concernant la modélisation des interactions onde/Objet avec la prise en compte des phénomènes de diffusion et diffraction par

une cible complexe qui se traduit par le calcul de la SER de cible $3D$ canoniques et complexe de type parfaitement conducteur. Le calcul est effectué grâce à une combinaison entre trois méthodes asymptotiques, une méthode de rayon qui est l'Optique Géométrique (OG), et deux méthodes de courants (Optique Physique (OP) et Méthode des Courants Équivalents (MCE)). Nous avons utilisé l'Optique Physique (OP) pour modéliser et calculer la réflexion par les surfaces, et l'Optique Géométrique (OG) pour modéliser et calculer les doubles réflexions et enfin la Méthodes des Courants Équivalents (MCE) pour la diffraction des ondes aux arêtes. L'objectif initial de cette partie des travaux de thèse, étaient de tenir compte de plus de phénomènes de dispersion pour une modélisation fiable, nous nous sommes limité à trois phénomènes essentiels : réflexion spéculaire, réflexion multiples (double réflexions), et diffraction aux arêtes. D'autres travaux disponibles dans la littérature traitent plus de phénomènes électromagnétiques tels que la réflexion-diffraction, diffraction-diffraction pour plus de détails nous renvoyons le lecteur vers [RV1A95, RCMP00]. La plupart des travaux disponibles dans la littérature, traitant uniquement le cas monostatique de calcul de la SER de cible complexe $3D$ orientée arbitrairement dans le repère $3D$, nous avons réussi à obtenir des résultats pour une configuration bi-statique, par contre nous nous sommes limité dans cette configuration à deux phénomènes électromagnétiques : réflexion spéculaire et diffraction par les bords.

Par ailleurs, le travail présenté dans ce chapitre a constitué aux travaux réalisés par l'Ensta Bretagne dans le projet MODENA. Notamment la prise en compte de la signature EM d'un bateau observé dans son environnement par un radar monostatique. Une perspective de ce travail est d'affiner notre modèle pour tenir compte de plus de phénomènes de dispersion pour la configuration bi-statique à savoir les réflexions multiples (supérieur à l'ordre 3), ainsi que de traiter d'avantage le cas de cibles diélectriques. Le chapitre 3 consiste d'avantage à présenter une application de cette modélisation, qui traite un problème difficile en télédétection qui est la détection et l'identification de cibles complexes sur la surface de mer.