

---

# Les interactions

Nous désirons construire un modèle énaactif d'un environnement électromagnétique. Ce modèle doit être capable de rendre compte des interactions d'une onde électromagnétique avec différents milieux (objets) d'une scène.

Nous venons d'établir au chapitre précédent de quoi est constitué notre environnement énaactif. Celui-ci est peuplé principalement par des ondes et des milieux électromagnétiques.

Aussi, nous avons développé des instruments de « mesure » afin d'être en mesure de récupérer certaines informations de l'environnement et notamment le champ électromagnétique. Nous pouvons alors distinguer principalement deux types d'interactions :

- les interactions électromagnétiques **ondes / milieux**.
- les interactions de mesure **ondes / instruments**.

Notre modèle est basé sur une approche locale des phénomènes. Il semble donc pertinent de s'appuyer sur les approches géométriques des méthodes asymptotiques pour décrire les phénomènes électromagnétiques auxquels nous nous intéressons.

L'ensemble des expressions utilisées pour décrire les phénomènes électromagnétiques de ce chapitre proviennent de la référence [Bal89].

## 7.1 La propagation des champs électromagnétiques

Une entité *onde* doit pouvoir se propager librement en respectant les lois et principes de l'électromagnétisme.

Les lois de propagation de la phase et de conservation de l'énergie permettent de décrire la propagation du champ électromagnétique d'une caustique<sup>1</sup> entre deux points  $P_0$  et  $P$  séparés d'une distance curviligne  $s$ , cf. Fig. 7.1 :

$$\vec{E}(P) = \vec{E}(P_0) \sqrt{\frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + s)(\rho_2 + s)}} e^{-jk_0 s} \quad (7.1.1)$$

avec  $\vec{E}(P_0)$ , le champ de référence au point  $P_0$  :

$$\vec{E}(P_0) = \vec{E}_0 e^{-j\phi_0} \quad (7.1.2)$$

---

1. Une caustique est un point, une ligne ou une surface à travers laquelle tous les rayons d'une onde passent. Le champ d'une caustique est en principe infini à cause du nombre infini de rayons qui y passent.

## Les interactions

où  $\vec{E}_0$  et  $\phi_0$  sont respectivement l'amplitude et la phase du champ au point  $P_0$ .

On pose  $A$  le coefficient d'atténuation spatiale, aussi appelé coefficient de divergence géométrique :

$$A = \sqrt{\frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + s)(\rho_2 + s)}} \quad (7.1.3)$$

Ce facteur d'atténuation spatiale peut se réduire :

- si le front d'onde est sphérique  $\implies \rho_1 = \rho_2 = \rho_0$ .
- si le front d'onde est cylindrique  $\implies \rho_1 = \infty$  et  $\rho_2 = \rho_0$  **ou**  $\rho_1 = \rho_0$  et  $\rho_2 = \infty$ .
- si le front d'onde est plan  $\implies \rho_1 = \rho_2 = \infty$ .

Et nous avons alors, Tab. 7.1 :

Onde plane	Onde cylindrique	Onde sphérique
$A = 1$	$A = \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_0 + s}}$	$A = \frac{\rho_0}{\rho_0 + s}$

TABLE 7.1 – Réduction du facteur d'atténuation spatiale en fonction du type de front d'onde incident considéré.

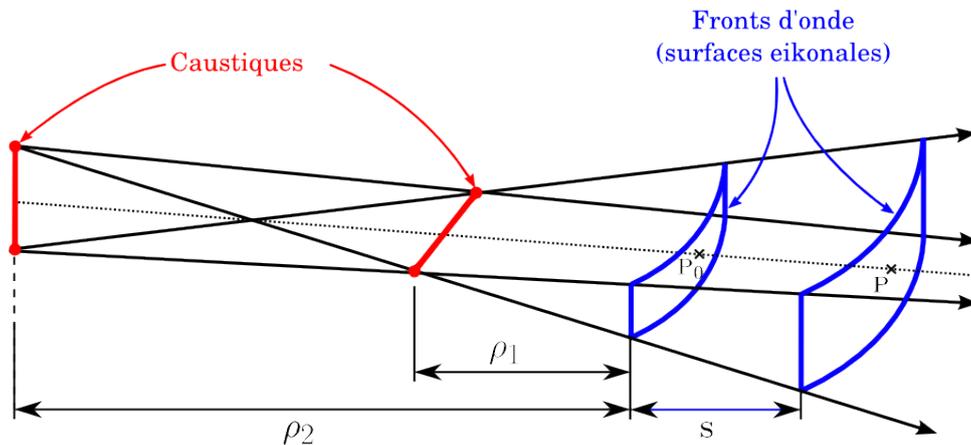


FIGURE 7.1 – Fronts d'onde (surfaces eikonales) et caustiques d'un tube de rayons.

Au cours de sa propagation, une entité *onde* est susceptible d'interagir avec les objets de l'environnement. Les phénomènes de réflexion, réfraction s'observent à l'interface entre deux milieux dont les propriétés électromagnétiques sont différentes ; et le phénomène de diffraction s'observe aux niveaux des coins et des arêtes des objets.

D'une manière générale, une entité *mère* incidente qui rencontre un objet va interagir avec celui-ci et créer de nouvelles entités pour modéliser les phénomènes adéquats. Ainsi, elle va se décomposer en plusieurs entités *filles* qui vont recouvrir chacune une certaine zone de l'espace :

- des entités réfléchies sur les faces des objets.
- des entités transmises à travers les faces des objets (dans le cas de matériaux diélectriques).
- des entités diffractées sur les coins des objets.
- des entités incidentes pour continuer à propager le front d'onde incident.

Bien entendu, toutes ces entités héritent de certaines des caractéristiques et attributs de l'entité *mère* qui les a générées.

Une entité *filles incidente* possède en revanche les mêmes caractéristiques que l'entité *mère*, excepté son angle d'ouverture  $\theta$ , cf. Section 6.2.5, qui est modifié.

Aussi, cette décomposition dépend de la dimension spatiale du modèle considéré. Dans le cas d'un modèle unidimensionnel par exemple, une entité *mère* ne pourra créer que deux entités *filles* lors de l'interaction avec un objet, une réfléchi et une autre transmise.

## 7.2 La réflexion des champs électromagnétiques

La réflexion en un point  $Q_r$  de la surface d'un objet peut être traitée de la même manière que la propagation en ajoutant un coefficient de réflexion au champ ainsi réfléchi et en déterminant les nouvelles directions des rayons porteurs de l'entité (ou du tube de rayons) à partir des lois de réflexion de Snell-Descartes cf. Fig. 7.2 :

$$\vec{E}^r(s) = \bar{\bar{R}} \cdot \vec{E}^i(Q_r) \sqrt{\frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + s)(\rho_2 + s)}} e^{-jk_0 s} \quad (7.2.1)$$

où  $\bar{\bar{R}}$  est le coefficient de réflexion dyadique défini tel que :

$$\bar{\bar{R}} = \begin{bmatrix} \underline{R}_{\parallel} & 0 \\ 0 & \underline{R}_{\perp} \end{bmatrix} \quad (7.2.2)$$

avec

$$\underline{R}_{\parallel} = \frac{-\cos \theta_i + \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}} \sqrt{1 - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \sin^2 \theta_i}}{\cos \theta_i + \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}} \sqrt{1 - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \sin^2 \theta_i}} \quad (7.2.3)$$

$$\underline{R}_{\perp} = \frac{\cos \theta_i - \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}} \sqrt{1 - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \sin^2 \theta_i}}{\cos \theta_i + \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}} \sqrt{1 - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \sin^2 \theta_i}} \quad (7.2.4)$$

où

- $\theta_i$  est l'angle formé par l'onde incidente et la normale  $\vec{n}$  à la surface de l'objet.
- $\varepsilon_1$  et  $\varepsilon_2$  sont les permittivités (pouvant être complexes) des milieux 1 et 2.

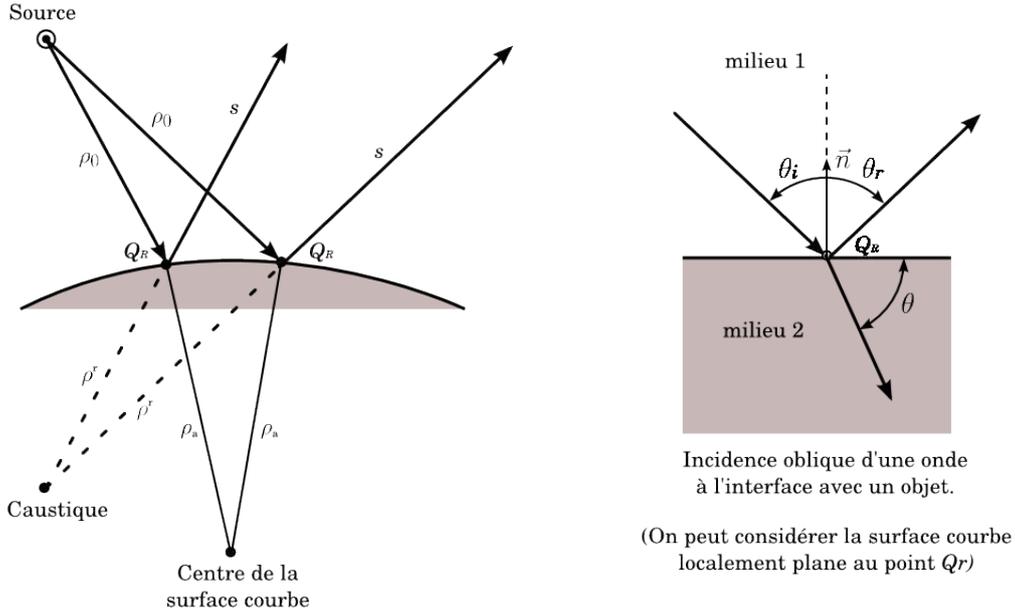


FIGURE 7.2 – Réflexion d’une caustique (du type front d’onde cylindrique) sur une surface courbe.

### 7.3 La réfraction des champs électromagnétiques

De la même manière que pour la réflexion, la transmission en un point  $Q_t$  de la surface d’un objet peut être traitée de la même manière que la propagation en ajoutant un coefficient de transmission et en déterminant les nouvelles directions des rayons porteurs de l’entité (ou du tube de rayons) à partir des lois de réflexion de Snell-Descartes, cf. Fig. 7.3 :

$$\vec{E}^t(s) = \bar{\bar{T}} \cdot \vec{E}^i(Q_t) \sqrt{\frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + s)(\rho_2 + s)}} e^{-jk_0 s} \tag{7.3.1}$$

où  $\bar{\bar{T}}$  est le coefficient de transmission dyadique défini tel que :

$$\bar{\bar{T}} = \begin{bmatrix} \underline{T}_{\parallel} & 0 \\ 0 & \underline{T}_{\perp} \end{bmatrix} \tag{7.3.2}$$

avec

$$\underline{T}_{\parallel} = \frac{2\sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}} \cos \theta_i}{\cos \theta_i + \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}} \sqrt{1 - \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \sin^2 \theta_i}} \tag{7.3.3}$$

$$\underline{T}_{\perp} = \frac{2 \cos \theta_i}{\cos \theta_i + \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}} \sqrt{1 - \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \sin^2 \theta_i}} \tag{7.3.4}$$

où

- .  $\theta_i$  est l’angle formé par l’onde incidente et la normale  $\vec{n}$  à la surface de l’objet.
- .  $\epsilon_1$  et  $\epsilon_2$  sont les permittivités (pouvant être complexes) des milieux 1 et 2.

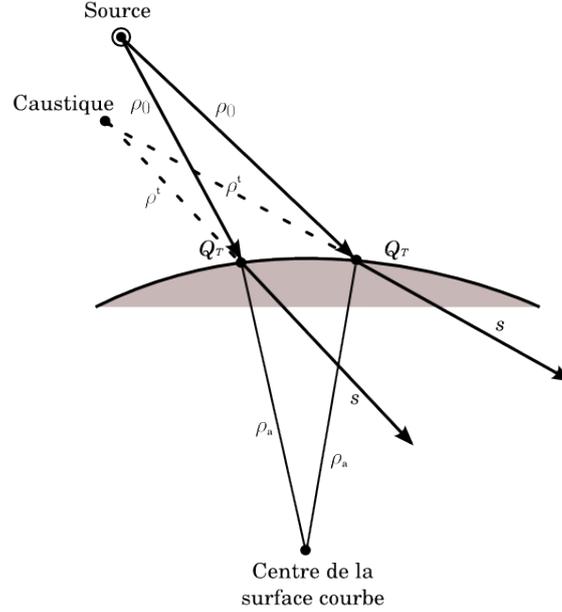


FIGURE 7.3 – Transmission d’une caustique (du type front d’onde cylindrique) à travers une surface courbe.

## 7.4 La diffraction des champs électromagnétiques

Le phénomène de diffraction apparaît pour combler les lacunes de l’optique géométrique dans les zones d’ombre, *cf.* Fig. 7.4. Il repose sur le principe d’Huygens-Fresnel : *le point de diffraction se comporte comme une source secondaire*. Une entité peut ainsi être diffractée par un coin ou une arête en créant une nouvelle entité.

Ce phénomène de diffraction dépend de différents paramètres et notamment de l’angle d’incidence de l’onde incidente et de la géométrie de l’objet diffractant.

Les rayons de l’optique géométrique ne permettent pas de tenir compte de l’existence de champs dans les zones d’ombre. Pour pallier ce défaut, on introduit des rayons diffractés. Lorsqu’une onde incidente éclaire un objet, une partie de l’énergie est réfléchiée à la surface, transmise à travers l’objet et une autre partie est diffractée aux coins et arêtes de l’objet. Ce champ diffracté peut s’exprimer ainsi [KP74] :

$$\vec{E}^d(s) = \bar{\bar{D}} \cdot \vec{E}^i(Q_d) \sqrt{\frac{\rho}{s(\rho + s)}} e^{-jk_0 s} \quad (7.4.1)$$

avec  $A$  le coefficient d’atténuation spatiale :

$$A = \sqrt{\frac{\rho}{s(\rho + s)}} \quad (7.4.2)$$

et où  $\bar{\bar{D}}$  est le coefficient de diffraction dyadique :

$$\bar{\bar{D}} = \begin{bmatrix} \underline{D}_{\parallel} & 0 \\ 0 & \underline{D}_{\perp} \end{bmatrix} \quad (7.4.3)$$

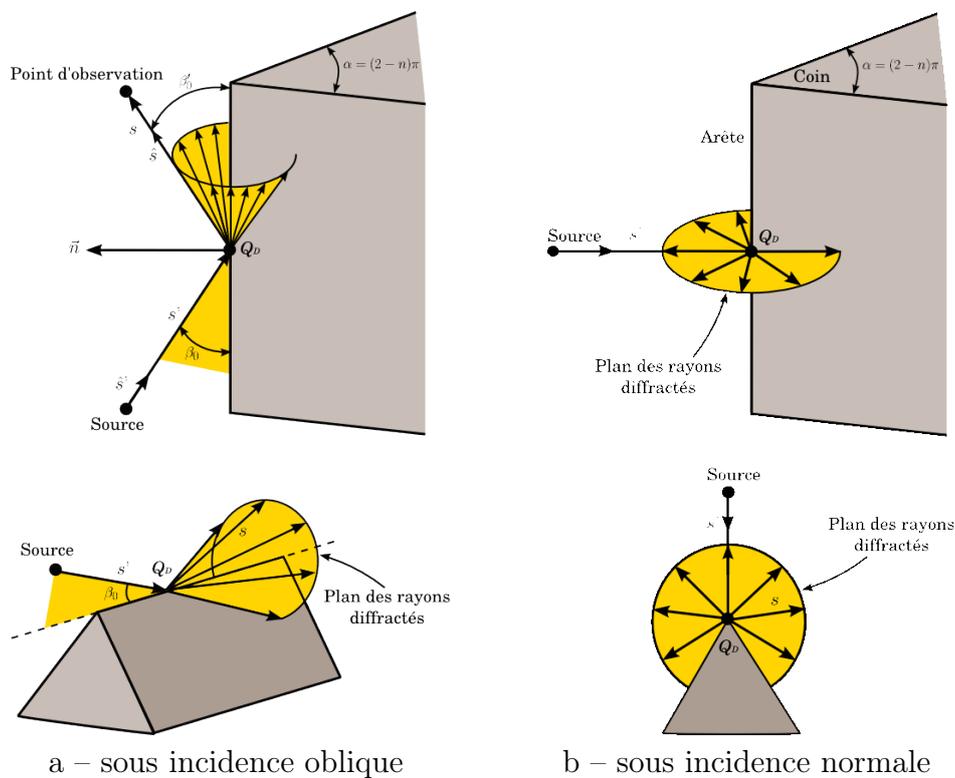


FIGURE 7.4 – Diffraction par une arête.

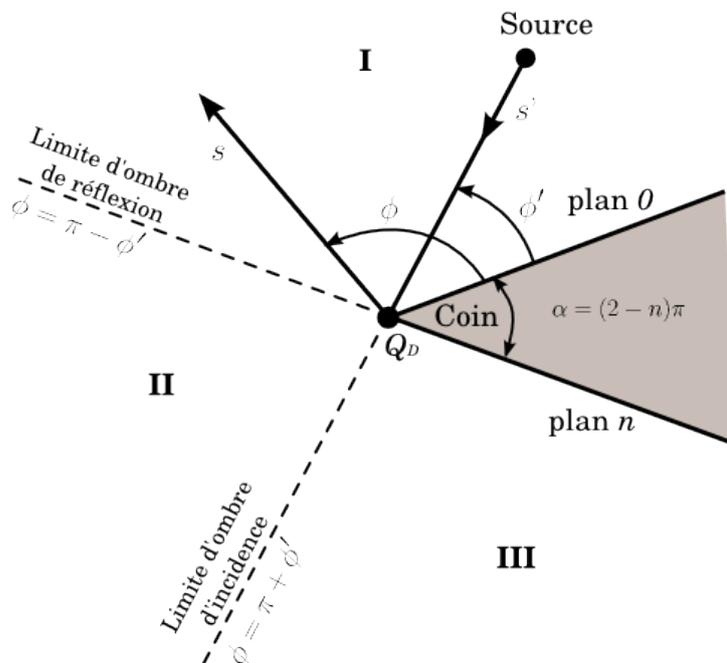


FIGURE 7.5 – Diffraction par une arête (vue de dessus).

### 7.4.1 Le coefficient de diffraction

Le coefficient de diffraction peut s'exprimer de manière générale par la relation :

$$D_{\left(\begin{smallmatrix} \perp \\ \parallel \end{smallmatrix}\right)} = \Gamma_{1\left(\begin{smallmatrix} \perp \\ \parallel \end{smallmatrix}\right)} D_1 + \Gamma_{2\left(\begin{smallmatrix} \perp \\ \parallel \end{smallmatrix}\right)} D_2 + \Gamma_{3\left(\begin{smallmatrix} \perp \\ \parallel \end{smallmatrix}\right)} D_3 + \Gamma_{4\left(\begin{smallmatrix} \perp \\ \parallel \end{smallmatrix}\right)} D_4 \quad (7.4.4)$$

où les  $\Gamma_{i\left(\begin{smallmatrix} \perp \\ \parallel \end{smallmatrix}\right)}$  pour  $i = \{1, \dots, 4\}$  sont des coefficients de pondération. Ces coefficients trouvent de nombreuses formulations [Mal59], [Lue84], [TPMP89], [Hol00].

Dans le cas où nous avons,

$$\Gamma_{1\left(\begin{smallmatrix} \perp \\ \parallel \end{smallmatrix}\right)} = 1 \quad \Gamma_{2\left(\begin{smallmatrix} \perp \\ \parallel \end{smallmatrix}\right)} = 1 \quad \Gamma_{3\left(\begin{smallmatrix} \perp \\ \parallel \end{smallmatrix}\right)} = \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} \quad \Gamma_{4\left(\begin{smallmatrix} \perp \\ \parallel \end{smallmatrix}\right)} = \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} \quad (7.4.5)$$

nous obtenons la formulation PC-UTD<sup>2</sup> du coefficient de diffraction, c'est-à-dire pour un matériau parfaitement conducteur.

Pour traiter de milieux diélectriques, nous allons utiliser l'approche de El-Sallabi *et al.* [ESRV02] et nous posons,

$$\Gamma_{1\left(\begin{smallmatrix} \perp \\ \parallel \end{smallmatrix}\right)} = 1 \quad \Gamma_{2\left(\begin{smallmatrix} \perp \\ \parallel \end{smallmatrix}\right)} = 1 \quad \Gamma_{3\left(\begin{smallmatrix} \perp \\ \parallel \end{smallmatrix}\right)} = R_{\left(\begin{smallmatrix} \perp \\ \parallel \end{smallmatrix} \begin{smallmatrix} 0 \\ 0 \end{smallmatrix}\right)} \quad \Gamma_{4\left(\begin{smallmatrix} \perp \\ \parallel \end{smallmatrix}\right)} = R_{\left(\begin{smallmatrix} \perp \\ \parallel \end{smallmatrix} \begin{smallmatrix} n \\ n \end{smallmatrix}\right)} \quad (7.4.6)$$

où  $R_{\left(\begin{smallmatrix} \perp \\ \parallel \end{smallmatrix} \begin{smallmatrix} 0 \\ 0 \end{smallmatrix}\right)}$  et  $R_{\left(\begin{smallmatrix} \perp \\ \parallel \end{smallmatrix} \begin{smallmatrix} n \\ n \end{smallmatrix}\right)}$  sont les coefficients de réflexion de Fresnel sur les faces 0 (*i.e.*  $\phi = 0$ ) et  $n$  (*i.e.*  $\phi = n\pi$ ) du coin diffractant — *cf.* Fig. 7.5 — pour les polarisations parallèle ( $\parallel$ ) et perpendiculaire ( $\perp$ ).

El-Sallabi *et al.* utilisent des coefficients de réflexion modifiés qui lient l'angle d'incidence au point d'observation. Ils sont donnés, pour les deux polarisations, parallèle et perpendiculaire, par :

$$R_{\perp (0,n)} = \frac{\varepsilon_r \tau - \sqrt{\varepsilon_r - 1 + \tau^2}}{\varepsilon_r \tau + \sqrt{\varepsilon_r - 1 + \tau^2}} \quad (7.4.7)$$

$$R_{\parallel (0,n)} = \frac{\tau - \sqrt{\varepsilon_r - 1 + \tau^2}}{\tau + \sqrt{\varepsilon_r - 1 + \tau^2}} \quad (7.4.8)$$

où

$$\tau = 2 \sin\left(\frac{\phi}{2}\right) \sin\left(\frac{\phi'}{2}\right) \quad (7.4.9)$$

Ce coefficient de diffraction diffère selon que la source illumine une seule ou deux des faces du coin de l'objet diffractant ; cela a une influence sur  $\phi$  et  $\phi'$ . Dans le cas où la source illumine une seule des faces du coin diffractant, nous utilisons la relation (7.4.9). En revanche, si la source illumine deux des faces du coin diffractant,  $\phi$  et  $\phi'$  sont remplacés respectivement par  $n\pi - \phi$  et  $n\pi - \phi'$  dans l'Eq. (7.4.9).

Nous avons donc un coefficient de diffraction qui s'exprime par :

$$D_{\left(\begin{smallmatrix} \perp \\ \parallel \end{smallmatrix}\right)} = D_1 + D_2 + R_{\left(\begin{smallmatrix} \perp \\ \parallel \end{smallmatrix} \begin{smallmatrix} 0 \\ 0 \end{smallmatrix}\right)} D_3 + R_{\left(\begin{smallmatrix} \perp \\ \parallel \end{smallmatrix} \begin{smallmatrix} n \\ n \end{smallmatrix}\right)} D_4 \quad (7.4.10)$$

où

$$R_{\left(\begin{smallmatrix} \perp & 0 \\ \parallel & 0 \end{smallmatrix}\right)} = \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} \quad R_{\left(\begin{smallmatrix} \perp & n \\ \parallel & n \end{smallmatrix}\right)} = \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} \quad (7.4.11)$$

si nous avons un objet parfaitement conducteur,

et

$$R_{\left(\begin{smallmatrix} \perp & 0 \\ \parallel & 0 \end{smallmatrix}\right)} = \begin{pmatrix} R_{\perp 0} \\ R_{\parallel 0} \end{pmatrix} \quad R_{\left(\begin{smallmatrix} \perp & n \\ \parallel & n \end{smallmatrix}\right)} = \begin{pmatrix} R_{\perp n} \\ R_{\parallel n} \end{pmatrix} \quad (7.4.12)$$

si nous avons un objet diélectrique.

Les coefficients  $D_1$ ,  $D_2$ ,  $D_3$  et  $D_4$  sont donnés par les expressions suivantes :

$$D_1 = -\kappa \tan^{-1} \left( \frac{\pi + (\phi - \phi')}{2n} \right) F(k_0 L^i a^+(\phi - \phi')) \quad (7.4.13)$$

$$D_2 = -\kappa \tan^{-1} \left( \frac{\pi - (\phi - \phi')}{2n} \right) F(k_0 L^i a^-(\phi - \phi')) \quad (7.4.14)$$

$$D_3 = -\kappa \tan^{-1} \left( \frac{\pi + (\phi + \phi')}{2n} \right) F(k_0 L^{r_n} a^+(\phi + \phi')) \quad (7.4.15)$$

$$D_4 = -\kappa \tan^{-1} \left( \frac{\pi - (\phi + \phi')}{2n} \right) F(k_0 L^{r_0} a^-(\phi + \phi')) \quad (7.4.16)$$

où on pose :

$$\kappa = - \frac{e^{-j\frac{\pi}{4}}}{2n\sqrt{2\pi k_0} \sin \beta_0} \quad (7.4.17)$$

et

- $F(x)$  est la fonction de transition.
- $\phi$  et  $\phi'$  sont les angles des ondes incidente et diffractée par rapport au coin (ou à l'arête).
- $n$  dépend de la géométrie du coin ou de l'arête de l'objet diffractant, et est défini par :
  - .  $n = \frac{2\pi - \alpha}{\pi}$  où  $\alpha$  est l'angle formé par le coin ou l'arête de l'objet diffractant.
- $L^{i,r_n,r_0}$  les paramètres de distance relative respectivement à l'onde incidente et aux ondes réfléchies sur les faces 0 et  $n$  de l'objet :

$$L^\gamma = \frac{s(\rho_e^\gamma + s)\rho_1^\gamma \rho_2^\gamma}{\rho_e^\gamma(\rho_1^\gamma + s)(\rho_2^\gamma + s)} \sin^2(\beta_0) \quad (7.4.18)$$

- $\gamma = \{i, r_n, r_0\}$  sont les indices respectifs des ondes incidente et réfléchies sur les faces 0 et  $n$ .
- $\rho_e^\gamma$  est le rayon de courbure du front d'onde dans le plan d'incidence, défini par la tangente au bord diffractant et le rayon incident ou réfléchi.
- $\rho_1^\gamma$  et  $\rho_2^\gamma$  sont les rayons de courbures principaux des fronts d'onde incident et réfléchi.

- $a^\pm(\phi \pm \phi')$  sont les fonctions d'ajustement pour compenser les divergences du coefficient de diffraction aux frontières ombre-lumière. Elles sont définies par :

$$a^\pm(\phi \pm \phi') = 2 \cos^2 \left( \frac{2n\pi N^\pm - (\phi \pm \phi')}{2} \right) \quad (7.4.19)$$

où  $N^+$  est l'entier le plus proche de la solution de l'équation :

$$2n\pi N^+ - (\phi \pm \phi') = \pi \quad (7.4.20)$$

et  $N^-$  est l'entier le plus proche de la solution de l'équation :

$$2n\pi N^- - (\phi \pm \phi') = -\pi \quad (7.4.21)$$

On remarque que ce coefficient de diffraction dépend notamment de la géométrie de l'objet diffractant, de l'angle d'incidence du front d'onde incident et de la direction azimutal, c'est-à-dire de la direction du champ diffracté.

Si on observe les champs en zone de champ lointain ( $s \gg s'$  ou  $\rho \gg \rho'$ ), le paramètre de distance relative  $L$  peut se réduire :

Onde plane	Onde cylindrique	Onde sphérique
$L = s \sin^2 \beta'_0$	$L = \frac{\rho\rho'}{\rho+\rho'} \stackrel{s \gg s'}{\simeq} \rho'$	$L = \frac{ss' \sin^2 \beta'_0}{s+s'} \stackrel{s \gg s'}{\simeq} s' \sin^2 \beta'_0$

TABLE 7.2 – Réduction du paramètre de distance relative  $L$  en fonction de la nature du front d'onde incident considéré.

avec  $\rho = s \sin \beta_0$  et  $\rho' = s' \sin \beta'_0$ . Pour une incidence normale, on a  $\beta_0 = \beta'_0 = \pi/2$ .

Le coefficient d'atténuation spatiale  $A$  se réduit de la même manière, cf. Tab. 7.1 p. 96.

### 7.4.2 La fonction de transition

Il est d'usage d'introduire une fonction dite de « transition »,  $F(x)$ , qui permet de compenser les divergences du coefficient de diffraction aux frontières ombre-lumière. Cette fonction est définie par :

$$F(x) = 2j\sqrt{x} \int_{\sqrt{x}}^{+\infty} e^{-jt^2} dt \quad (7.4.22)$$

L'intégrale qui intervient dans cette fonction de transition est dérivée d'une intégrale de Fresnel dont on peut calculer la limite :

$$\int_{x \rightarrow 0}^{+\infty} e^{\pm jt^2} dt = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} (1 \pm j) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} e^{\pm j\frac{\pi}{4}} \quad (7.4.23)$$

Cette propriété des intégrales de Fresnel permet de conclure sur la limite de la fonction de transition lorsque son argument tend vers zéro :

$$\lim_{x \rightarrow 0} F(x) = 0 \quad (7.4.24)$$

Cette convergence vers zéro permet de compenser la divergence du coefficient de diffraction.

## 7.5 La polarisation

Au cours de sa propagation, une onde possède une certaine polarisation, c'est-à-dire que le champ électromagnétique a une certaine orientation par rapport à sa direction de propagation. La polarisation caractérise à la fois la direction et l'amplitude du champ électromagnétique. Il existe trois types de polarisation, *cf.* Fig. 7.6 :

- la polarisation linéaire (ou rectiligne)
- la polarisation circulaire
- la polarisation elliptique

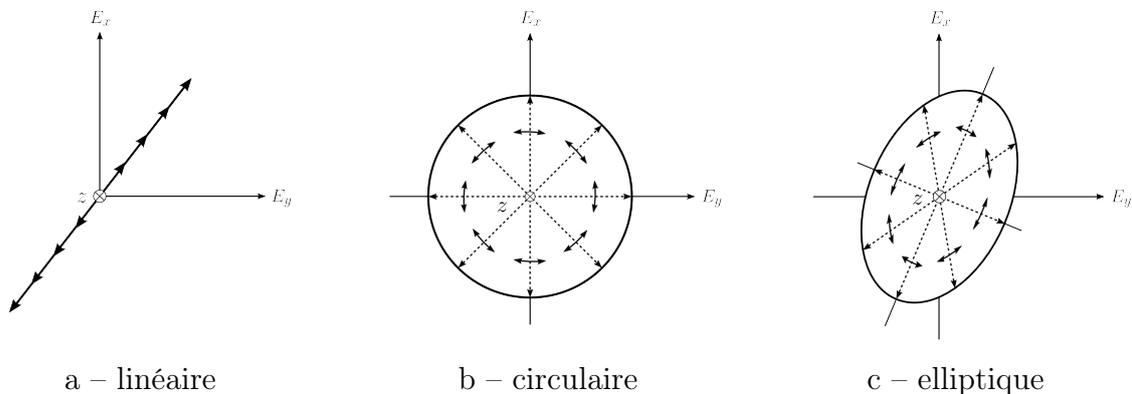


FIGURE 7.6 – Types de polarisation.

La polarisation d'une onde électromagnétique décrit la variation temporelle suivant la direction de propagation et l'amplitude relative du vecteur champ électrique  $\vec{E}$ . Par convention, on considère le champ électrique  $\vec{E}$  lorsqu'on définit la polarisation, le champ magnétique  $\vec{H}$  se déduisant de  $\vec{E}$ .

Une des propriétés de la polarisation d'une onde électromagnétique est qu'elle se conserve au cours de la propagation. Aussi, la polarisation d'une onde peut s'écrire comme la somme d'une composante dite parallèle  $E_{\parallel}$  et d'une autre dite perpendiculaire  $E_{\perp}$  :

$$\vec{E} = E_{\parallel} \vec{e}_{\parallel} + E_{\perp} \vec{e}_{\perp} \quad (7.5.1)$$

Ces dénominations, parallèle et perpendiculaire, sont par conventions définies par rapport au plan d'incidence de l'onde voire à la surface de l'objet considéré lors de l'interaction d'une onde avec celui-ci, *cf.* Fig. 7.7.

La composante du champ électrique normale au plan d'incidence ( $\vec{E}_\ominus \equiv \vec{E}_\perp$ ) est appelée composante TE<sup>3</sup>, pour transverse électrique. La composante du champ électrique tangentielle au plan d'incidence ( $\vec{E}_\uparrow \equiv \vec{E}_\parallel$ ), c'est-à-dire appartenant à ce plan, est appelée composante TM<sup>4</sup>, pour transverse magnétique.

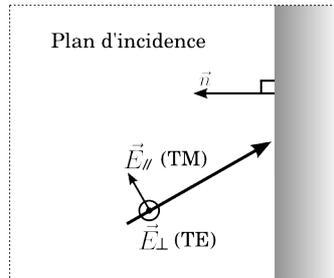


FIGURE 7.7 – Polarisations TE et TM d'une onde par rapport au plan d'incidence.

### 7.5.1 Propriétés et paramètres de polarisation

La polarisation d'une onde est définie par un ensemble de paramètres  $\gamma, \tau, \varepsilon, \delta$  cf. Fig. 7.8 qui permettent de construire une représentation de l'état de polarisation de l'onde. Ces paramètres sont liés à ceux du champ électrique tels que l'amplitude et la phase. D'une manière générale, on peut l'écrire :

$$\vec{E} = E_x \hat{x} + E_y \hat{y} \tag{7.5.2}$$

$$= E_{x_0} \cos(\omega t - \beta z + \phi_x) \hat{x} + E_{y_0} \cos(\omega t - \beta z + \phi_y) \hat{y} \tag{7.5.3}$$

où

- .  $z$  est la direction de propagation.
- .  $xOy$  est le plan de polarisation.
- .  $\omega$  est la pulsation de l'onde.
- .  $\beta$  est la constante de propagation du milieu.

et

$$\delta = \phi_y - \phi_x \tag{7.5.4}$$

$\delta$  est le déphasage entre les deux composantes de la polarisation.

### 7.5.2 La polarisation linéaire

La polarisation est linéaire (ou rectiligne) lorsque le champ est contenu le long d'une ligne, laquelle est normale à la direction de propagation. Ceci est possible si le champ électrique possède une seule composante<sup>5</sup> ou deux composantes<sup>6</sup> orthogonales polarisées

3. On trouve aussi dans la littérature, composante *perpendiculaire* (par rapport au plan d'incidence) ou *horizontal* (par rapport à la surface de l'objet).

4. On trouve aussi dans la littérature, composante *parallèle* (par rapport au plan d'incidence) ou *verticale* (par rapport a la surface de l'objet).

5.  $E_x$  suivant x **ou**  $E_y$  suivant y.

6.  $E_x$  suivant x **et**  $E_y$  suivant y.

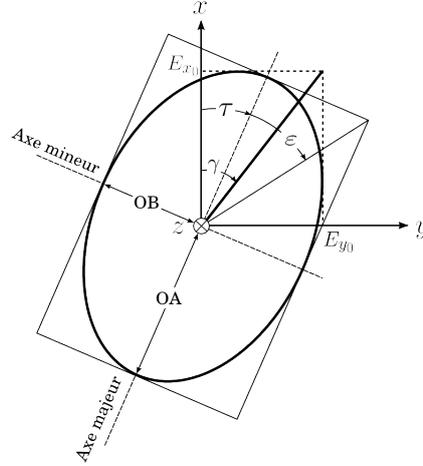


FIGURE 7.8 – Polarisation générale d'une onde.

en phase ou déphasées de  $180^\circ$  ( $\pi$  rad) :

$$Ex = E_{x_0} \cos(\omega t - \beta z + \phi) \quad (7.5.5)$$

$$Ey = E_{y_0} \cos(\omega t - \beta z \pm \phi) \quad (7.5.6)$$

$$\delta = \pm\pi \quad (7.5.7)$$

On dit alors que le champ est polarisé linéairement suivant la direction  $\gamma$  :

$$\gamma = \tan^{-1} \left( \frac{E_y}{E_x} \right) = \tan^{-1} \left( \frac{E_{y_0}}{E_{x_0}} \right) \quad (7.5.8)$$

où  $\gamma$  est un rapport d'amplitude entre les deux composantes de champ. Aussi,  $\gamma$  représente l'angle formé par l'axe x et le vecteur champ électrique  $\vec{E}$ , cf. Fig. 7.8.

### 7.5.3 La polarisation circulaire

La polarisation est circulaire lorsque le champ tourne autour de l'axe de propagation sans changer d'amplitude pour former un cercle. On distingue deux types de polarisations circulaires en fonction du sens de rotation par rapport à la direction de propagation :

- main-droite ou sens horaire<sup>7</sup>.
- main-gauche ou sens anti-horaire<sup>8</sup>.

Aussi, la polarisation circulaire peut être vue comme la somme de deux composantes orthogonales de même amplitude, polarisées linéairement et déphasées de  $90^\circ$  ( $\frac{\pi}{2}$  rad) :

$$Ex = E_{x_0} \cos(\omega t - \beta z + \phi) \quad (7.5.9)$$

$$Ey = E_{y_0} \cos(\omega t - \beta z + \phi \pm \frac{\pi}{2}) \quad (7.5.10)$$

$$\delta = \pm \frac{\pi}{2} \quad (7.5.11)$$

7. en anglais, *right-hand* ou *clockwise* (CW).

8. en anglais, *left-hand* ou *counterclockwise* (CCW).

De manière similaire, une polarisation linéaire peut être obtenue en sommant deux polarisations circulaires mais tournant en sens opposé, c'est-à-dire l'une polarisée main-droite et l'autre main-gauche.

On définit la vitesse angulaire c'est-à-dire la vitesse de rotation de la polarisation :

$$\gamma = \tan^{-1} \left( \frac{E_y}{E_x} \right) = \pm \omega t \quad (7.5.12)$$

Le sens de rotation de la polarisation se déduit du déphasage entre les deux composantes linéaires  $E_x$  et  $E_y$ . Si  $\delta = -\pi/2$ , la polarisation est dite circulaire main-droite, sinon si  $\delta = \pi/2$ , la polarisation est dite circulaire main-gauche.

### 7.5.4 La polarisation elliptique

Dans le cas le plus général, la figure décrite par le champ électrique est une ellipse. La polarisation est elliptique lorsque le champ tourne autour de l'axe de propagation et change d'amplitude pour former une ellipse.

La construction d'une polarisation elliptique peut s'obtenir en sommant deux composantes linéaires orthogonales et dont les amplitudes sont différentes.

$$Ex = E_{x_0} \cos(\omega t - \beta z + \phi_x) \quad (7.5.13)$$

$$Ey = E_{y_0} \cos(\omega t - \beta z + \phi_y) \quad (7.5.14)$$

Le sens de rotation de la polarisation se déduit du déphasage entre les deux composantes linéaires  $E_x$  et  $E_y$ . Si  $\delta < 0$ , la polarisation est dite elliptique main-droite, sinon si  $\delta > 0$ , la polarisation est dite elliptique main-gauche.

Si  $\delta = 0$  la polarisation est linéaire. Sinon, si  $|\delta| = \pi/2$  et que les deux composantes sont de même amplitude, alors la polarisation est circulaire. On voit bien que les polarisations linéaires et circulaires sont des cas particuliers de la polarisation elliptique.

## 7.6 Interactions avec les instruments de « mesure »

Outre les interactions électromagnétiques entre les ondes et les milieux, nous avons également des interactions entre les ondes et les instruments de « mesure ».

Le principe d'une cellule de lecture est simple ; elle perçoit les entités *ondes* qui passent à travers elle et peut accéder à certaines de leurs informations comme leur contenu électromagnétique, *cf.* Fig. 7.9. Cette cellule a la possibilité d'afficher sa lecture dans une fenêtre graphique annexe au cours de la simulation, c'est-à-dire qu'elle affiche en « temps réel » le champ en un point particulier de l'espace.

Une cellule est donc dotée d'une activité tout comme les entités *ondes*. C'est cette activité associée à ses méthodes (propres) qui lui permet de récupérer des informations sur son environnement. Aussi, le pas temporel de « lecture » d'un instrument de mesure doit être suffisamment fin pour pouvoir lire les variations rapides du champ électromagnétique.

Notons que ce pas temporel  $\Delta t$  est uniquement conditionné par la sensibilité de la cellule de lecture et peut être défini tel que :

$$\Delta t \lesssim \frac{1}{10 f_0} \tag{7.6.1}$$

où  $f_0$  est la fréquence propre d'excitation de l'onde ; ceci afin d'être suffisamment sensible aux variations rapides de la modulation du champ.

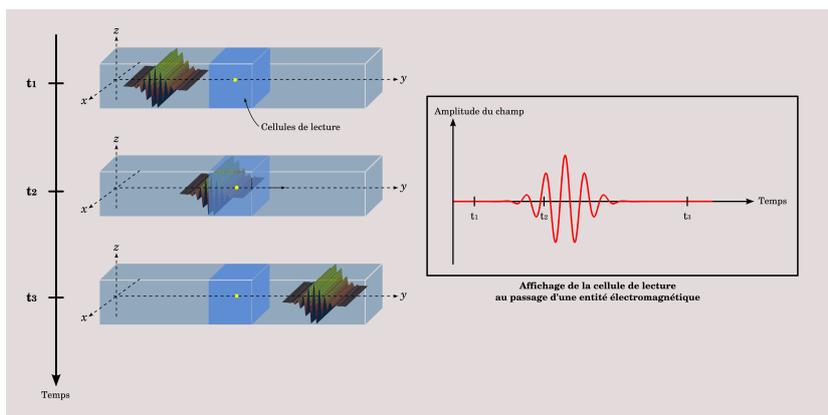


FIGURE 7.9 – Illustration de l’affichage d’une cellule de lecture dans un environnement 1D où se propage une entité *onde électromagnétique*.

La carte de champ est basée sur le même principe que celui des cellules de lecture sans toutefois que celles-ci puissent afficher graphiquement leur lecture. C’est une sorte de pixellisation de l’espace par un ensemble de cellules qui permet de visualiser et de lire l’énergie reçue par chaque pixel grâce à une échelle de couleur, cf. Fig. 7.10.

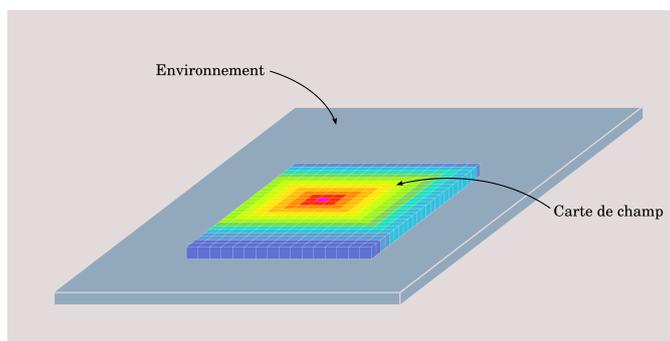


FIGURE 7.10 – Illustration de l’affichage d’une carte de champ électromagnétique dans un environnement 2D.

# Organisation du modèle énaactif d'un environnement électromagnétique

Nous venons de constituer notre environnement électromagnétique. L'organisation énaactive résultante de notre système est alors composée d'entités autonomes en interaction, où celles-ci sont une représentation d'un monde physique. Ces entités sont dotées de capacités plus ou moins développées (activités, savoir-faire) qui leur permettent d'interagir au sein de leur environnement afin de reconstituer et de « mesurer » des phénomènes électromagnétiques.

Nous allons maintenant clarifier certains points de notre modèle et notamment la manière dont l'ensemble des activités des entités se réalisent et comment sont gérées ces entités au cours de la simulation.

## 8.1 Le temps de la simulation

Le temps qui s'écoule au sein de l'environnement virtuel est un « temps virtuel » propre à la simulation et non le « temps réel » qui s'écoule à notre échelle comme une horloge<sup>1</sup>. En effet, notre système ne nécessite pas de devoir interagir en temps réel avec un utilisateur, à l'image d'un simulateur de vol par exemple où l'homme est placé dans la boucle de simulation temps réel.

Dans notre système, ce sont les entités qui décident elles-mêmes de la réalisation de leur(s) comportement(s), c'est-à-dire qu'elles décident de quand et comment elles interagissent. Cela permet de ne pas prendre de retard au cours de la simulation. En effet, le temps virtuel tient compte de la surcharge liée aux processus informatiques ce qui permet au système de rester cohérent. Celui-ci peut par conséquent être ralenti ou accéléré.

## 8.2 L'ordonnancement des activités

ARéVi (*cf.* Section 5.2) met à notre disposition de quoi doter les entités d'activités, de gérer leur ordonnancement et de les faire communiquer entre elles. C'est donc l'ordonnancement d'ARéVi qui gère le déclenchement des activités de l'ensemble des entités.

---

1. Oscillant typiquement à la fréquence du quartz.

Nous rencontrons principalement deux types d'activités dans notre modèle :

- une activité de déplacement pour simuler la propagation des ondes électromagnétiques.
- une activité de lecture pour que les instruments de mesure puissent lire le champ électromagnétique.

### Déplacement des ondes électromagnétiques

La principale caractéristique d'une onde électromagnétique est de se propager dans l'espace. Pour reproduire ce phénomène de propagation, l'entité associée à cette onde est dotée d'une activité qui lui permet de simuler sa propagation au cours du temps. Cette activité s'exécute avec un pas de temps  $\Delta t$  et met à jour la position (modèle 1D) ou le rayon (modèle 2D) de l'entité en fonction de sa vitesse de propagation dans le milieu.

Aussi, au cours de sa propagation, une onde est susceptible d'interagir avec les différents éléments constitutifs de l'environnement que sont les milieux de propagation ; et doit par conséquent adapter sa propagation pour simuler l'ensemble des phénomènes électromagnétiques auxquels nous nous intéressons. Pour cela, elle est dotée de capacités de perception qui lui permettent de percevoir son environnement et les objets qui le peuplent.

La notion de perception peut être de deux natures : passive et active.

La **perception passive** (statique) intervient lors de l'initialisation d'une entité ; celle-ci ne fait pas encore partie de la scène de simulation et par conséquent ne se propage pas d'où le terme statique. C'est sa capacité à rechercher et à classer dans une base de donnée les objets de l'environnement avec lesquels elle est susceptible d'interagir par la suite. Cela concerne tous les objets qui sont situés dans sa zone de champ actif<sup>2</sup>, cf. Section 6.2.7 p. 86. Ensuite, parmi ces objets, si la liste n'est pas vide elle recherche le plus proche.

La **perception active** (dynamique) intervient lorsque l'entité fait partie de la simulation ; elle se propage et peut interagir avec des objets. C'est sa capacité à détecter si elle va interagir avec un objet. Pour cela, elle contrôle si au cours de sa propagation elle entre en « collision » avec un objet, l'objet le plus proche trouvé lors de son initialisation. Si l'entité détecte la présence d'un objet, elle devra interagir avec celui-ci et adapter sa propagation pour reproduire les phénomènes électromagnétiques adéquats : la réflexion, la transmission et la diffraction. Ce sont ses savoir-faire qui vont lui permettre de créer de nouvelles entités voire de se supprimer pour reproduire les phénomènes électromagnétiques au sein de l'environnement virtuel.

### Lecture du champ électromagnétique

Les instruments de mesure possèdent également une activité qui leur permet de lire le champ électromagnétique de l'environnement. Aussi, ces instruments permettent d'enregistrer les résultats de la lecture dans un fichier ce qui permet de les exploiter par la suite.

---

2. La zone de champ actif correspond au champ de vision (zone de visibilité) d'une entité. Pour le modèle 1D, cette zone est restreinte par le vecteur directeur de l'entité. Dans le cas du modèle 2D, elle est conditionnée par l'ouverture angulaire directrice du front d'onde.

La cellule de lecture doit être plus sensible que la carte de champ aux variations rapides du contenu électromagnétique d'une onde. Cela lui permet d'afficher graphiquement le champ électromagnétique en un point particulier de l'espace.

En revanche, la carte de champ est une pixellisation de l'espace par un ensemble de cellules de lecture. Elle permet de visualiser et de lire l'énergie reçue par chaque pixel grâce à une échelle de couleur. Elle ne nécessite donc pas d'avoir la même résolution que celle des cellules de lecture.

### 8.3 Le gestionnaire des entités

Une entité *onde* est capable de savoir si elle est sortie ou non de la scène de simulation. Pour cela, elle vérifie au cours de sa propagation si elle est *valide* ou non auquel cas elle peut se supprimer, *cf.* Section 6.2.7 p. 86.

En réalité, d'un point de vue informatique, l'objet qui définit une entité *onde électromagnétique* n'est jamais complètement détruit. En effet, les allocations/désallocations de mémoire sont des opérations informatiques coûteuses. Nous avons alors recours à l'utilisation d'un gestionnaire d'entités<sup>3</sup> qui liste et réinitialise l'ensemble des entités qui ne font plus partie de la simulation afin que celles-ci soient réutilisées lors de la création de nouvelles entités.

Ainsi, plutôt que de supprimer et créer de nouveaux objets, on préfère en construire un certain nombre d'avance, répertoriés dans un gestionnaire d'entités. Si le stock d'entité du gestionnaire est vide, alors on en crée de nouvelles ; assez pour ne pas avoir à le faire régulièrement et ne pas surcharger l'ordinateur.

### 8.4 Déroulement de la simulation

Les principes des interactions des modèles 1D et 2D sont illustrés respectivement sur les Figs. 8.1 et 8.2.

La source est une entité caractérisée et dimensionnée par les paramètres de son paquet d'onde. Elle se propage librement dans l'espace. Tant qu'elle ne « collisionne » pas avec un objet, elle continue de se propager. Si elle détecte un objet, l'entité doit adapter sa propagation à cet obstacle et interagir avec lui en fonction de ses savoir-faire pour simuler les phénomènes électromagnétiques que l'on cherche à modéliser. Elle va donc pouvoir créer de nouvelles entités ou en supprimer<sup>4</sup> lors des interactions avec des obstacles de la scène de simulation afin de reconstituer une réponse électromagnétique cohérente. Si de nouvelles entités sont créées, celles-ci doivent hériter d'une partie des attributs de l'entité qui les a générées tout en modifiant certains de leurs paramètres suite à l'atténuation de l'onde dans le milieu ou bien à l'application des coefficients de réflexion, transmission ou diffraction.

---

3. Couramment appelé ramasse-miettes, en anglais *garbage collector*.

4. Conditions de suppression, *cf.* Section 6.2.7 p. 86.

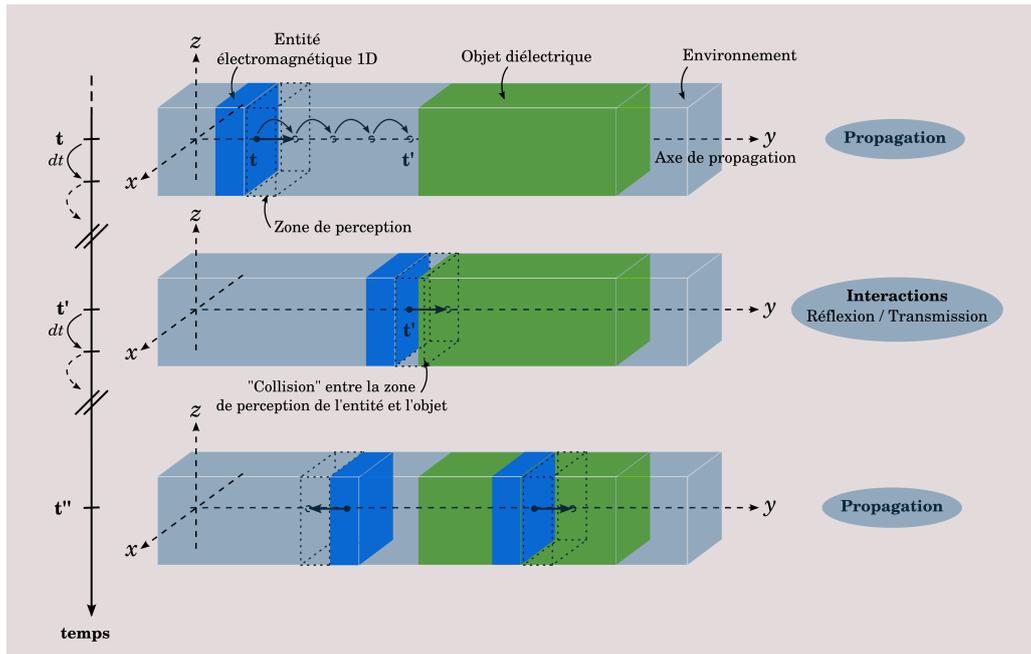


FIGURE 8.1 – Illustration du principe des interactions du modèle 1D :

À un instant  $t$ , une entité électromagnétique (paquet d'onde plane) se propage dans l'environnement (air) en mettant à jour sa position, avec un certain pas temporel  $dt$ , grâce à son activité de déplacement. Tant que la zone de perception de l'entité ne « collisionne » pas avec un objet de l'environnement, l'entité continue de se propager librement.

À un instant  $t' > t$ , l'entité détecte un objet diélectrique se trouvant sur sa trajectoire et par conséquent, interagit avec celui-ci. L'entité *mère* incidente se décompose alors en deux entités *filles*, l'une réfléchie à l'interface entre les deux milieux et l'autre transmise à travers le second milieu, et se propagent librement dans leur milieu respectif (instant  $t''$ ).

Ces deux entités *filles* héritent d'une partie des attributs de l'entité *mère* (autonomie, savoir-faire, propriétés), dont certains sont modifiés par les coefficients de réflexion et transmission à l'interface entre les deux milieux.

Si une entité sort de l'environnement, elle ne fait plus partie de la simulation et est automatiquement *supprimée*. Cela ne nécessite pas de conditions aux frontières particulières ; l'environnement est naturellement ouvert.

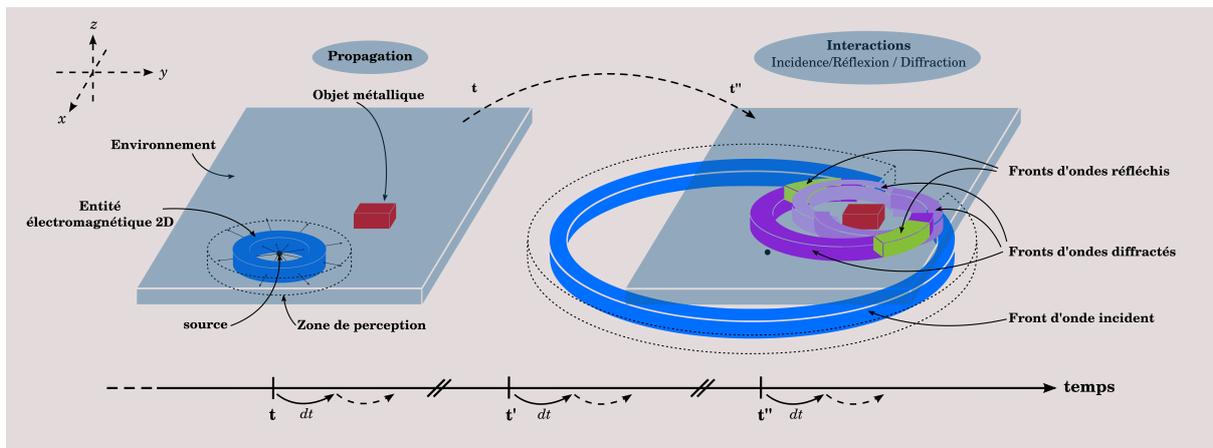


FIGURE 8.2 – Illustration du principe des interactions du modèle 2D :

À un instant  $t$ , une entité électromagnétique (paquet d'onde cylindrique) se propage dans l'environnement (air) en mettant à jour son rayon, avec un certain pas temporel  $dt$ , grâce à son activité de déplacement. Tant que la zone de perception de l'entité ne « collisionne » pas avec un objet de l'environnement, l'entité continue de se propager librement.

À un instant  $t' > t$ , l'entité détecte un objet métallique (conducteur parfait) se trouvant sur sa trajectoire et par conséquent, interagit avec celui-ci. L'entité *mère* incidente se décompose alors en plusieurs entités *filles* (instant  $t''$ ) :

- 1 entité incidente.
- 2 entités sont réfléchies sur les faces de l'objet.
- 3 entités sont diffractés sur les coins de l'objet (diffraction « directe »).

Ces entités *filles* héritent d'une partie des attributs de l'entité *mère* (autonomie, savoir-faire, propriétés), dont certains sont modifiés par l'atténuation de l'onde, les coefficients de réflexion, transmission et diffraction. Notons que les entités diffractées se comportent comme des sources secondaires dont les centres de phase sont situés aux coins de l'objet. Pour les entités réfléchies, on peut appliquer la théorie des images pour déterminer les centres de phases.



## Conclusion de la partie II

Nous venons de formaliser notre modèle éactif d'un environnement électromagnétique. Cet environnement est constitué principalement d'ondes et de milieux électromagnétiques en interaction. Dans ce contexte, chaque entité participe par ses interactions à la construction du milieu électromagnétique nécessaire à la reconstitution de phénomènes réels au sein d'un environnement virtuel.

Les entités *ondes électromagnétiques* sont modélisées en tant que paquet d'onde(s). Plus exactement, si l'environnement est constitué de milieux sans pertes resp. avec pertes, on utilisera le modèle du paquet d'onde resp. du paquet d'ondes. Ces entités possèdent une forme géométrique, limitée dans l'espace, qui dépend de la nature de l'onde.

Les milieux électromagnétiques sont les supports de la propagation des ondes. Ils sont constitués de matériaux diélectriques ou conducteurs, avec ou sans pertes, et sont de formes relativement simples : parallélépipèdes rectangles à faces planes (sans rugosité) ; ceci afin de simplifier les interactions électromagnétiques à modéliser.

Aussi, nous avons des instruments de mesure pour quantifier et cartographier le champ électromagnétique en un point ou une région de l'espace : les cellules de lecture et les cartes de champ.

Nous avons maintenant à notre disposition tous les éléments pour construire notre modèle éactif électromagnétique. Il nous faut désormais le valider par l'expérimentation et la simulation *in virtuo* à travers un ensemble de scénarios. Ceci fait l'objet de la prochaine et dernière partie.

