Généralités sur les antennes

III.1 Introduction

Les **antennes sont les interfaces entre deux milieux**, l'un correspondant à la **propagation guidée** des ondes radioélectriques, l'autre à la **propagation en espace libre** de ces ondes.

III.2 Quelques types d’antennes

Le rayonnement de chaque type d'antenne fait l'objet d'une modélisation particulière, mais le plan général de l'étude est toujours le même. Quelques modèles simples sont :

- le doublet électrique,
- l'antenne filaire,
- les réseaux d'antennes,
- les fentes rayonnantes,
- les ouvertures rayonnantes.

En hyperfréquences, nous pouvons citer :

- les cornets électromagnétiques,
- les miroirs paraboliques,
- les sources primaires utilisées et quelques montages spéciaux.

III.3 Notions et Vocabulaire de Base

- Les antennes peuvent être utilisées indifféremment en émission ou en réception. Les performances d'une transmission entre deux antennes (*passives*) données ne dépendent pas du sens de cette transmission. Ceci constitue le **Théorème de Réciprocité**.
- Le rayonnement varie en fonction de la distance à l'antenne. On définit ainsi 3 zones de rayonnement:

III.3.1 Zone de Rayleigh

Dans cette **zone de champ proche** (ou zone de Rayleigh), il y a échange d'énergie réactive entre l'antenne et le milieu extérieur.

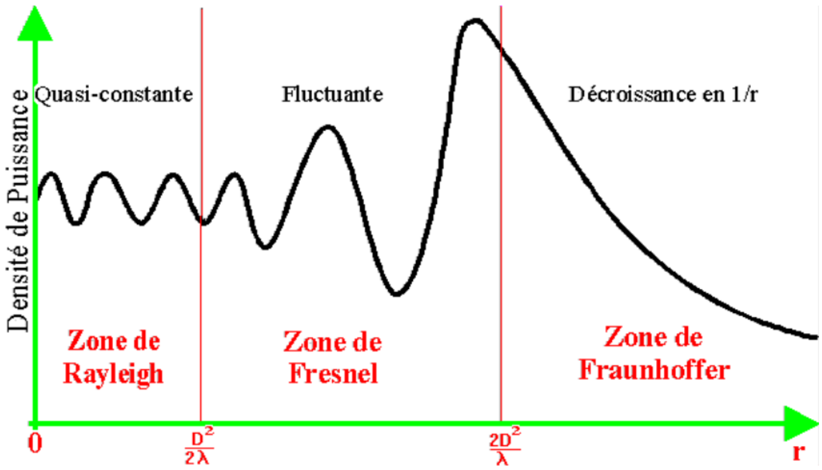
A courte distance (par rapport à la longueur d'onde), $r < \frac{D^2}{2\lambda}$ la densité de puissance est quasi constante.

III.3.2 Zone de Fresnel :

Dans une seconde zone $\frac{.D^2}{2.\lambda} < r < \frac{2.D^2}{\lambda}$ la densité de puissance est fluctuante.

III.3.3 Zone de Fraunhofer

Dans la **zone de champ lointain** (ou de Fraunhofer), à grande distance (par rapport à la longueur d'onde), les champs sont rayonnés sous la forme d'onde (*quasiment*) plane. Si **r** est la distance à l'antenne, dans cette zone $r > \frac{2.D^2}{\lambda}$ la densité de puissance décroît en **1/r**.



D est le diamètre de la surface équivalente de l'antenne, **r** la distance de l'antenne

- Le rayonnement d'une antenne **dépend de ses caractéristiques géométriques** et physiques. Les **"Paramètres Caractéristiques des Antennes"** définissent le rayonnement d'une antenne et permettent la comparaison d'antennes différentes.
- On rencontre **différents Types d'Antennes** de géométrie, de taille et de **technologies très variées**.

III.4 Paramètres caractéristiques des antennes

Les paramètres caractéristiques que nous allons définir sont valables quel que soit le type d'antenne envisagé.

- Surface caractéristique de rayonnement,
- Diagramme de rayonnement,

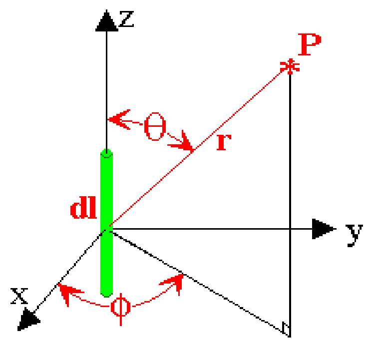
- Polarisation de l'onde rayonnée,
- Directivité,
- Gain,
- Aire équivalente en réception,
- Hauteur équivalente,
- Impédance de rayonnement,
- Bruit associé,
- Bande d'utilisation.

III.5 Rayonnement du Doublet Electrique

Un doublet électrique est un conducteur de longueur *dl* petite devant la longueur d'onde du signal qui lui est appliqué.

III.5.1 Potentiel vecteur et potentiel scalaire du doublet

Pour résoudre le système d'équations de *Maxwell*, on introduit parfois un potentiel vecteur $\vec{A}(t)$ et un potentiel scalaire V définis par :



$$\boxed{\begin{cases} \vec{E} = -\vec{grad}(V) - \dfrac{\partial \vec{A}}{\partial t} \\ \vec{B} = \vec{rot}(\vec{A}) \end{cases}} \qquad (1)$$

Soit :

$$i = \frac{dq}{dt} = I.e^{i\omega t} \text{ et } q = Q.e^{i\omega t}$$

Dans le cas considéré, on montre que le potentiel vecteur $\vec{A}(t)$ et le potentiel scalaire V en un point sont donnés par :

$$\vec{A}(t) = (0,0,A_z) \qquad (2)$$

$$V = \frac{Q.dl}{4\pi\varepsilon}.\frac{z}{r}.\left(\frac{1}{r^2} + \frac{j\beta}{r^/}\right).e^{j(\omega t - \beta r)} \qquad (3)$$

Avec :

$$A_z = \frac{\mu}{4\pi}.\frac{I.dl}{r}.e^{j(\omega t-\beta r)} \tag{4}$$

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \tag{5}$$

En partant des expressions (1), on montre que l'induction magnétique $\vec{B}$ et le champ électrique $\vec{E}$ sont donnés en coordonnées scalaires par :

$$\vec{B} = (B_x, 0, 0) \tag{6}$$

$$\vec{E} = (0, E_y, E_z) \tag{7}$$

Avec :

$$B_x = -\frac{\mu}{4\pi}.I.dl.\sin(\theta).(\frac{1}{r^2}+\frac{j\beta}{r}).e^{j(\omega t-\beta r)} \tag{8}$$

$$E_y = \frac{Q}{4\pi\varepsilon}..dl.\sin(\theta).\cos(\theta).(\frac{3}{r^3}+\frac{3j\beta}{r^2}-\frac{\beta^2}{r}).e^{j(\omega t-\beta r)} \tag{9}$$

$$E_z = \frac{Q}{4\pi\varepsilon}.dl.e^{j(\omega t-\beta r)}.(\frac{2-3\sin^2(\theta)}{r^3}+\frac{j\beta(2-3\sin^2(\theta))}{r^2}+\frac{\beta^2.\sin^2(\theta)}{r}) \tag{10}$$

4.2. Champ électromagnétique au voisinage du doublet

Au voisinage du doublet, on a $\beta.r << 1$ et le champ électromagnétique se réduit aux composantes suivantes :

$$B_x = -\frac{\mu}{4\pi}.I.dl.\sin(\theta).(\frac{1}{r^2}).e^{j(\omega t-\beta r)} \tag{11}$$

$$E_y = \frac{Q}{4\pi\varepsilon}..dl.\sin(\theta).\cos(\theta).(\frac{3}{r^3}).e^{j(\omega t-\beta r)} \tag{12}$$

$$E_z = \frac{Q}{4\pi\varepsilon}.dl.e^{j(\omega t-\beta r)}.(\frac{2-3\sin^2(\theta)}{r^3}) \tag{13}$$

Avec : $Q = \frac{I}{j\omega}$

4.3. Champ électromagnétique loin du doublet

Aux grandes distances du doublet, on a $\beta.r >> 1$ et le champ électromagnétique se réduit aux composantes suivantes :

$$B_x = -\frac{\mu}{4\pi}.I.dl.\sin(\theta).(\frac{j\beta}{r}).e^{j(\omega t-\beta r)} \qquad (14)$$

$$E_y = -\frac{Q}{4\pi\varepsilon}.dl.\sin(\theta).\cos(\theta).(\frac{\beta^2}{r}).e^{j(\omega t-\beta r)} \qquad (15)$$

$$E_z = \frac{Q}{4\pi\varepsilon}.dl.(\frac{\beta^2.\sin^2(\theta)}{r}).e^{j(\omega t-\beta r)} \qquad (16)$$

On remarque que :

$$\frac{E_y}{E_z} = -\frac{1}{tg(\theta)}$$

Il en résulte que le champ électrique $\vec{E}(\theta)$ au point P est perpendiculaire au rayon vecteur $O\vec{P}$.

$$|E(\theta)| = \sqrt{E_x^2 + E_y^2 + E_z^2} = \frac{I.dl}{4\pi\omega\varepsilon}.\frac{\beta^2}{r}.\sin(\theta) \qquad (17)$$

Le courant parcourant le conducteur est sinusoïdal, de haute fréquence et s'exprime comme:

$$i = I.e^{j\omega t}$$

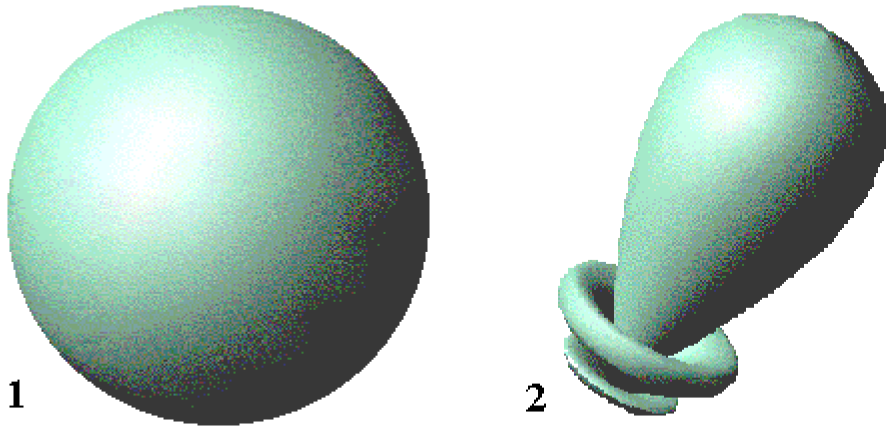
Avec : $\sqrt{\frac{\mu_o}{\varepsilon_o}} \approx 120\pi$, on obtient :

$$\boxed{E(\theta) = -\frac{j60\pi}{\lambda r}.i.dl.\sin(\theta).e^{-j\beta r}} \qquad (18)$$

5. Surface caractéristique de rayonnement

Etant donnée une antenne alimentée avec une puissance donnée, on appelle "surface caractéristique de rayonnement" la surface fermée obtenue en portant, à partir d'un point pris comme origine, un vecteur dont la longueur est une fonction simple du champ créé à une distance constante de l'antenne, dans la direction du vecteur.

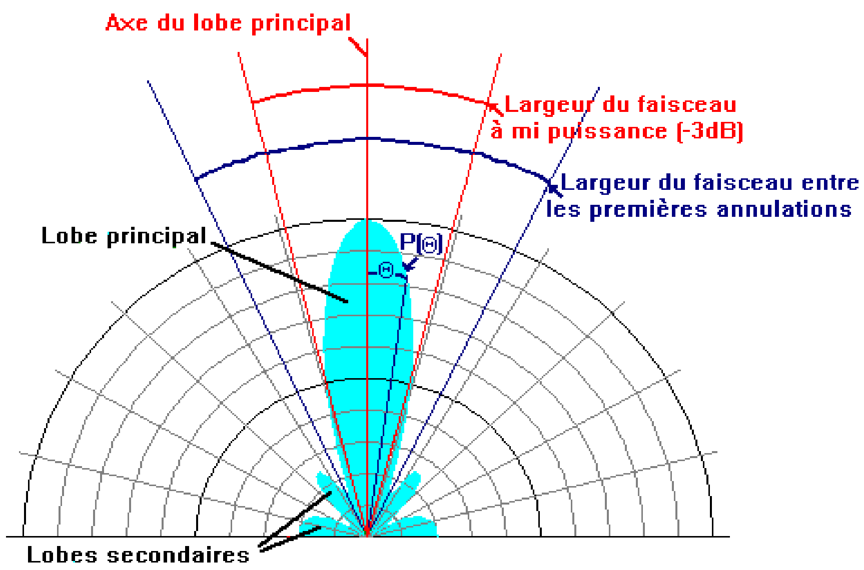
Cette fonction simple peut être le champ lui même, le carré du champ ou le logarithme du champ.



Exemples de surfaces caractéristiques de rayonnement :
1 - Rayonnement isotrope, 2 - Rayonnement directif

6. Diagramme de rayonnement

Les coupes des surfaces caractéristiques de rayonnement d'une antenne sont appelées diagrammes de rayonnement (ou de directivité). Si les lobes secondaires sont suffisamment faibles, la quasi totalité de la puissance est contenue dans le lobe principal. On peut alors définir un angle d'ouverture du faisceau à mi puissance (-3 dB de la puissance maximum) dans lequel est contenue la majeure partie de l'énergie rayonnée. *Les diagrammes de rayonnement peuvent être tracés en* ***coordonnées polaires***.



Exemple de diagramme de rayonnement (représentation en coordonnées polaires).

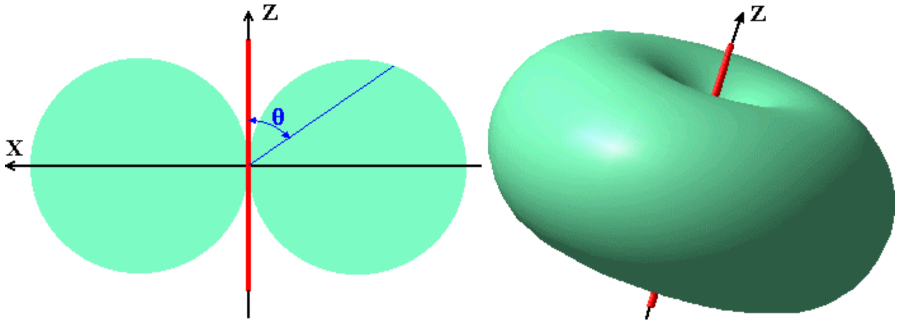
Les graduations de l'intensité du rayonnement peuvent êtres linéaires ou logarithmiques (échelle en dB).

Sachant que :

$E(\theta) = -\frac{j60\pi}{\lambda r}.i.dl.\sin(\theta).e^{-j\beta r}$, on définit la fonction caractéristique de rayonnement du doublet en posant :

$$\boxed{F(\theta) = \frac{\pi}{\lambda}.dl.\sin(\theta)} \qquad (19)$$

$F(\theta)$ est la fonction à partir de laquelle on peut tracer le diagramme de rayonnement et montrer l'allure de la surface de rayonnement:



7. La polarisation des ondes

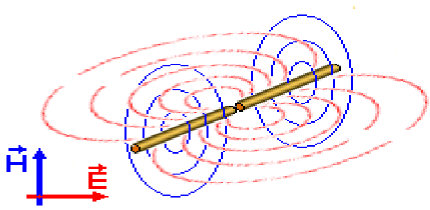
7.1. Formation de l'onde électromagnétique dans un dipôle

Deux phénomènes électriques distincts se conjuguent dans un dipôle parfait isolé dans l'espace pour donner lieu à la formation d'une onde électromagnétique :

- les courants circulant dans les brins de l'antenne produisent un champ magnétique autour de chacun des conducteurs.

- les différences de potentiel existant entre les deux brins du dipôle provoquent l'apparition d'un champ électrique

7.2. Onde plane



Dans un espace isotrope et homogène, la vitesse de propagation d'une onde est constante et son affaiblissement, dû à la distance, est lui-même constant dans toutes les directions. Au bout de quelques périodes, le front de l'onde (le début de la perturbation des champs électrique et magnétique) a la forme d'une sphère. Le rayon de cette sphère est tellement grand qu'on peut considérer que, sur une surface limitée, le front de l'onde est plan.

7.3. Polarisation des ondes

La polarisation d'une onde radioélectrique est le plan dans lequel varie le champ électrique qui la compose.

- **Polarisation linéaire et polarisation circulaire**

A un instant t, le champ électrique peut être représenté par un vecteur perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde. Le champ magnétique, lui aussi, est un vecteur perpendiculaire au vecteur champ électrique et perpendiculaire à la direction de propagation. Si la direction du vecteur champ électrique est constante (comme ci-dessus) la polarisation de l'onde est dite linéaire. Certaines antennes (antenne hélice, dipôle ou *Yagi* croisés...) rayonnent des ondes à polarisation elliptique, c'est à dire dont le vecteur champ électrique E tourne autour de l'axe de propagation. La polarisation elliptique peut être à droite (si le vecteur tourne dans le sens des aiguilles d'une montre) ou à gauche dans le sens contraire. Si l'amplitude maximum du champ électrique est la même quelle que soit sa direction, la polarisation est dite circulaire (cas particulier de la polarisation elliptique).

- **Polarisation réelle d'une onde**

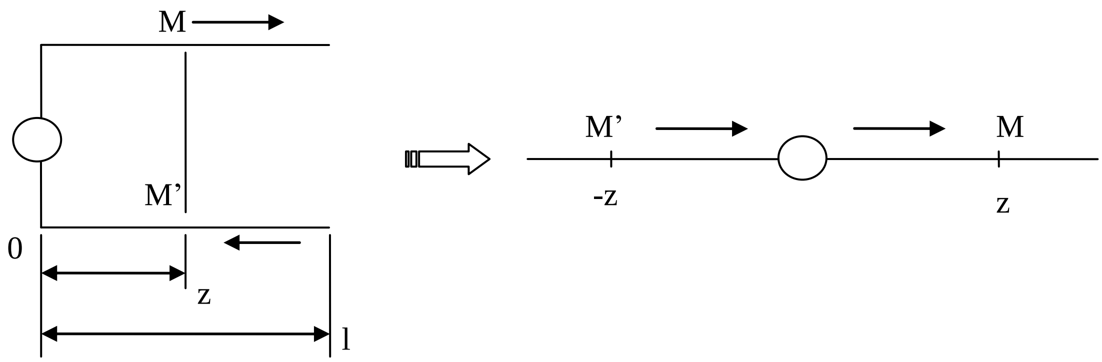
En pratique la polarisation d'une onde radio ne reste pas longtemps celle que l'antenne lui a imprimée. La moindre réflexion sur un obstacle l'affecte.

8. Hypothèse de la répartition sinusoïdale des intensités

La détermination de l’intensité du courant en chaque point du conducteur rayonnant est généralement un problème difficile. Pour des cas particuliers simples, l’hypothèse d’une répartition sinusoïdale permet de calculer le champ rayonné à grande distance.

La théorie des lignes permet d’obtenir :

$$I = I_m.\sin(\beta(l - z)) \qquad (20)$$



9. Résistance de rayonnement du doublet

9.1 Résistance de rayonnement d'un doublet isolé dans l'espace (surélevé)

En notation complexe, nous avons obtenu l'expression (18) suivante :

$$E(\theta) = -\frac{j60\pi}{\lambda r}.i.dl.\sin(\theta).e^{-j\beta r}$$

La densité surfacique de puissance transportée par une onde électromagnétique est donnée par le vecteur de *Poynting*.

$$\vec{P} = \vec{E} \wedge \vec{H} \qquad (21)$$

son module s'écrit

$$P = E.H = \sqrt{\frac{\varepsilon_o}{\mu_o}}.E^2 = 120\pi.E^2 \qquad (22)$$

Avec, en notation réelle:

$$E(\theta) = \frac{60\pi}{\lambda r}.I.dl.\sin(\theta).\sin(\omega t - \beta r) \qquad (23)$$

La valeur moyenne de *P* au cours d'une période est :

$$\overline{P} = 120\pi.\frac{I_{eff}^2.dl^2.\sin^2(\theta)}{4\lambda^2 r^2} \qquad (24)$$

Sachant qu'en coordonnées sphériques, l'élément de surface s'écrit :

$$dS = r^2.\sin(\theta).d\theta.d\varphi \tag{25}$$

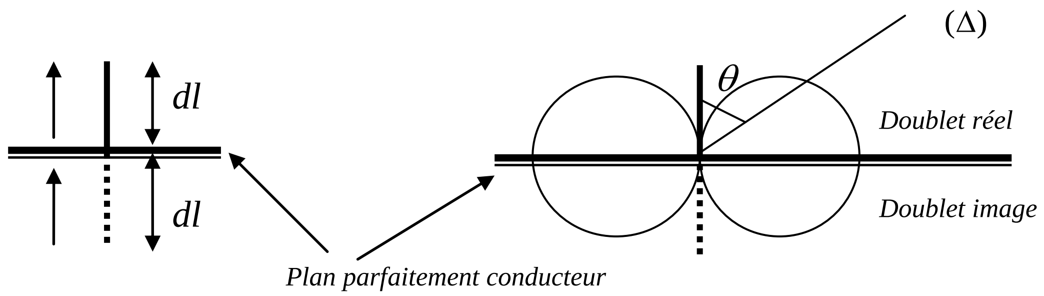
La puissance totale rayonnée est :

$$W_r = \iint_S \overline{P}.dS = 80\pi^2.\frac{dl^2}{\lambda^2}.I_{eff}^2 = R_r.I_{eff}^2 \tag{26}$$

D'où l'on obtient la résistance de rayonnement R_r d'un doublet isolé dans l'espace :

$$R_r = 80\pi^2.\frac{dl^2}{\lambda^2} \tag{27}$$

9.2 Résistance de rayonnement d'un doublet avec base au sol



Le champ rayonné par le doublet de longueur *dl* en présence du sol est le même que celui qui serait rayonné par le doublet et son image électrique par rapport au plan. Le rayonnement est donc le même que celui d'un doublet de hauteur *2dl*, mais seulement dans le demi espace supérieur. Il en résulte que le champ au dessus du sol est doublé.

$$W_r = \int_o^{\pi/2} \overline{P}.dS = \frac{1}{2}.80\pi^2.\frac{(2dl)^2}{\lambda^2}.I_{eff}^2 = R_r.I_{eff}^2$$

D'où : $$R_r = 160\pi^2.\frac{dl^2}{\lambda^2} \tag{28}$$

9.3 Relation entre la résistance de rayonnement et la fonction caractéristique

Soit un doublet isolé dans l'espace. Dans le cas particulier où le rayonnement admet l'axe oz comme axe de révolution, le champ électrique à grande distance est de la forme:

$$|E(\theta)| = \frac{60}{r}.I.|F(\theta)| \tag{29}$$

On peut calculer la puissance totale rayonnée :

$$W_r = \iint_S \overline{P}.dS = \frac{1}{120\pi}.\int_0^{\pi}\left[\frac{60}{r}.I_{eff}.F\ \ (\theta)\right]^2.2\pi r^2.\sin(\theta).d\theta.d\varphi = 60I_{eff}^2.\int_0^{\pi}F^2(\theta).\sin(\theta)d\theta$$

Il en résulte :

$$R_r = 60.\int_0^{\pi}F^2(\theta).\sin(\theta)d\theta \qquad (30)$$

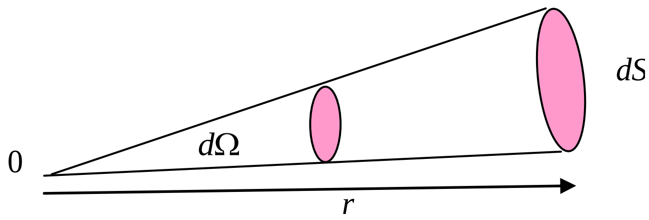
Notons qu'en trois dimensions, l'expression de la résistance de rayonnement s'écrit :

$$R_r = \frac{30}{\pi}.\int_0^{\pi}\int_0^{2\pi}F^2(\theta,\varphi).\sin(\theta)d\theta.d\varphi \qquad (31)$$

10. Intensité de rayonnement

L'antenne étant considérée comme ponctuelle, on définit l'intensité de rayonnement $U(\theta,\varphi)$ comme la puissance rayonnée par angle solide, soit:

$$U(\theta,\varphi) = \frac{dW_r}{d\Omega} \qquad (32)$$



La puissance totale rayonnée est :

$$W_r = \int_0^{\pi}\int_0^{2\pi}U(\theta,\varphi).d\Omega$$

Avec : $d\Omega = \frac{dS}{r^2} = \sin(\theta).d\theta.d\varphi$

Or on peut écrire :

$$dW_r = \overline{P}.dS$$

Il vient alors :

$$U(\theta,\varphi) = \frac{\overline{P}.dS}{dS}.r^2 = \overline{P}.r^2 \qquad (34)$$

Sachant que $\overline{P}$ est proportionnelle à $\frac{1}{r^2}$, on note que $U(\theta,\varphi)$ est indépendante de *r*. C'est donc une grandeur caractéristique de l'antenne dans la direction $\Delta(\theta,\varphi)$, quelque soit la distance *r* considérée.

10.1 Intensité de rayonnement d'une source isotrope

Elle est donnée par :

$$U_I = \left(\frac{dW_r}{d\Omega}\right)_I = \frac{W_r}{\Omega_{sphère}} = \frac{W_r}{4\pi} = \frac{1}{4\pi}\int_0^{\pi}\int_0^{2\pi} U(\theta,\varphi).d\Omega \qquad (35)$$

11. Gain de directivité

Le ***gain de directivité*** d'une antenne dans une direction $\Delta(\theta,\varphi)$ est le rapport entre son intensité de rayonnement et l'intensité de rayonnement d'une source isotrope.

$$D(\theta,\varphi) = \frac{U(\theta,\varphi)}{U_I} = \frac{U(\theta,\varphi)}{\frac{1}{4\pi}.\iint U(\theta,\varphi).d\Omega} = \frac{U(\theta,\varphi)}{W_r/4\pi} = \frac{4\pi}{W_r}.\frac{dW_r}{d\Omega} \qquad (36)$$

$D(\theta,\varphi)$ mesure la capacité de l'antenne à diriger son rayonnement en direction de $\Delta(\theta,\varphi)$.

<u>Application en Matlab</u>

% db.m: calcul du gain en puissance en dB (**conversion unités absolues en dB**).

% D = gain en puissance en unités absolues

% Ddb = gain en puissance en dB, Ddb = 10*log10(D)

% voir aussi D = ab(Ddb) pour l'opération inverse

% Certaines commandes spéciales ne peuvent s'utiliser qu'en relation à une fonction :

% nargin, donne le nombre d'arguments d'entrée passés à l'appel de la fonction.

function Ddb = db(D)

if nargin==0, help db; return; end

Ddb = 10*log10(D);

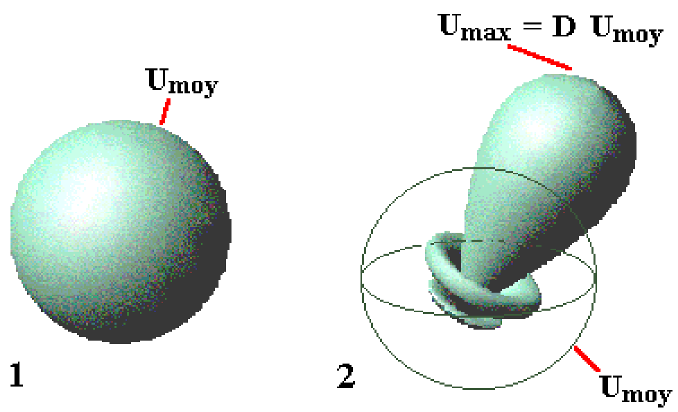
12. Directivité

La valeur maximale de $D(\theta,\varphi)$ est appelée « ***directivité de l'antenne*** ». Cette valeur est obtenue pour une certaine direction $\Delta(\theta_o,\varphi_o)$. Dans cette direction, l'intensité de rayonnement est maximale :

$$U_{\max} = U(\theta_o,\varphi_o) \tag{37}$$

La ***directivité*** peut être définie comme le quotient de l'intensité de rayonnement dans une direction donnée $\Delta(\theta_o,\varphi_o)$ par la valeur moyenne de cette intensité de rayonnement pour toutes les directions de l'espace.

$$D_{\max} = \frac{U_{\max}}{U_I} = \frac{U_{\max}}{\frac{W_r}{4\pi}} \tag{38}$$



1 - Rayonnement isotrope: rayonnement de même intensité dans toutes les directions, la directivité est nulle.

2 - Rayonnement directif: une direction de rayonnement est privilégiée.

<u>Exemple :</u>

Avec : $U(\theta) = \sin^2(\theta)$, l'intégration nous donne :

$$D(\theta) = \frac{3}{2}.\sin^2(\theta)$$

qui est maximum pour, $\theta = \pi / 2$

La directivité s'exprime souvent en dB en écrivant :

$$D_{dB} = 10 \log_{10} D_{\max} \tag{39}$$

13. Puissance isotrope rayonnée équivalente (PIRE)

Dans la direction $\Delta(\theta_o, \varphi_o)$ du maximum de gain, la quantité :

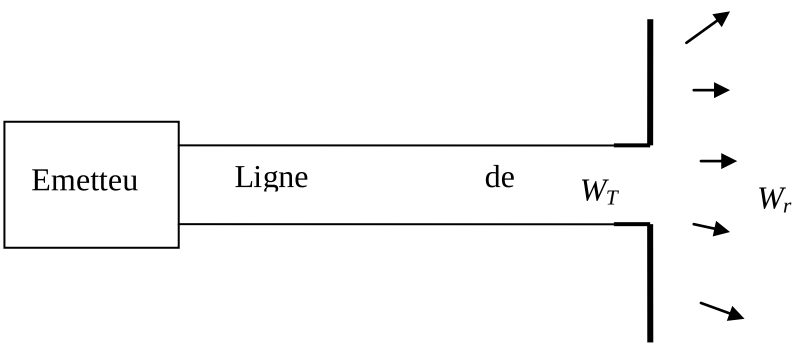
$$W_r . D_{\max} = P_{EIRP} \tag{40}$$

s'appelle ***puissance isotrope rayonnée équivalente*** (PIRE).

$$\left(\frac{dW_r}{dS} \right)_{\max} = \frac{P_{EIRP}}{4\pi r^2} \tag{41}$$

Le *gain* de l'antenne est défini par rapport à la puissance totale W_T reçue par l'antenne (de la part de l'émetteur) au lieu de la puissance totale rayonnée W_r.

$$G(\theta, \varphi) = \frac{U(\theta, \varphi)}{W_T / 4\pi} = \frac{4\pi}{W_T} . \frac{dW_r}{d\Omega} \tag{42}$$



14. Le gain normalisé

Il convient parfois de définir le ***gain normalisé*** par:

$$g(\theta,\varphi)=\frac{G(\theta,\varphi)}{G_{max}} \qquad (43)$$

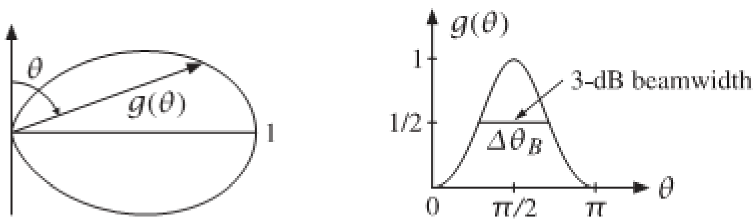
On peut en déduire :

$$g(\theta,\varphi)=\frac{G(\theta,\varphi)}{G_{max}}=\frac{D(\theta,\varphi)}{D_{max}}=\frac{U(\theta,\varphi)}{U_{max}} \qquad (44)$$

15. Largeur de faisceau d'une antenne

La ***largeur de faisceau*** est définie à mi-puissance (ou à -3 dB) par :

$$\Delta\theta_B=\theta_2-\theta_1 \qquad (45)$$



10.3 Gain absolu d'une antenne

Le gain d'une antenne est le rapport entre la puissance qu'il faudrait fournir à une antenne de référence et celle qu'il suffit de fournir à l'antenne considérée pour produire la même intensité de rayonnement dans **une direction donnée**.

Le gain est défini pour une fréquence (ou une bande de fréquences) donnée.

- Si l'antenne de référence est l'antenne **isotrope** on parle alors de **gain absolu** (dit aussi ***Gain Isotrope***), exprimé en **dBi**.
- Dans le cas où l'on prend comme référence une **source étalon réelle**, on parle de **Gain Relatif**, en **dB.**

Si l'antenne est **sans pertes**, son **gain absolu est égal à la directivité.**

La Gain est un paramètre fondamental pour une antenne, puisque c'est lui qui va déterminer

- **en émission** la **Densité de Puissance** à l'extrémité de la liaison
- en réception la Sensibilité de l'antenne

d'où le gain du doublet électrique : G(θ) = 3/2

$G = 10.\log(1.5) = 1.76dB$