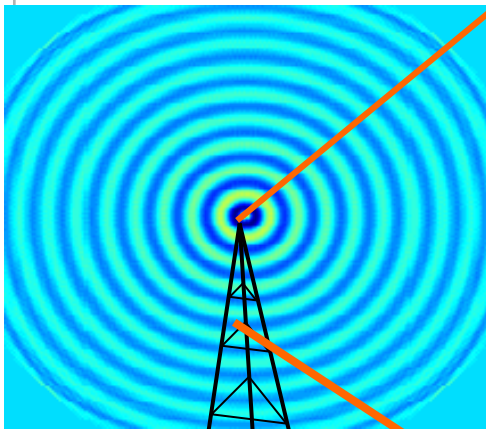


Communications Hertziennes (COH)

Première partie : théorie des ondes et
de la Propagation

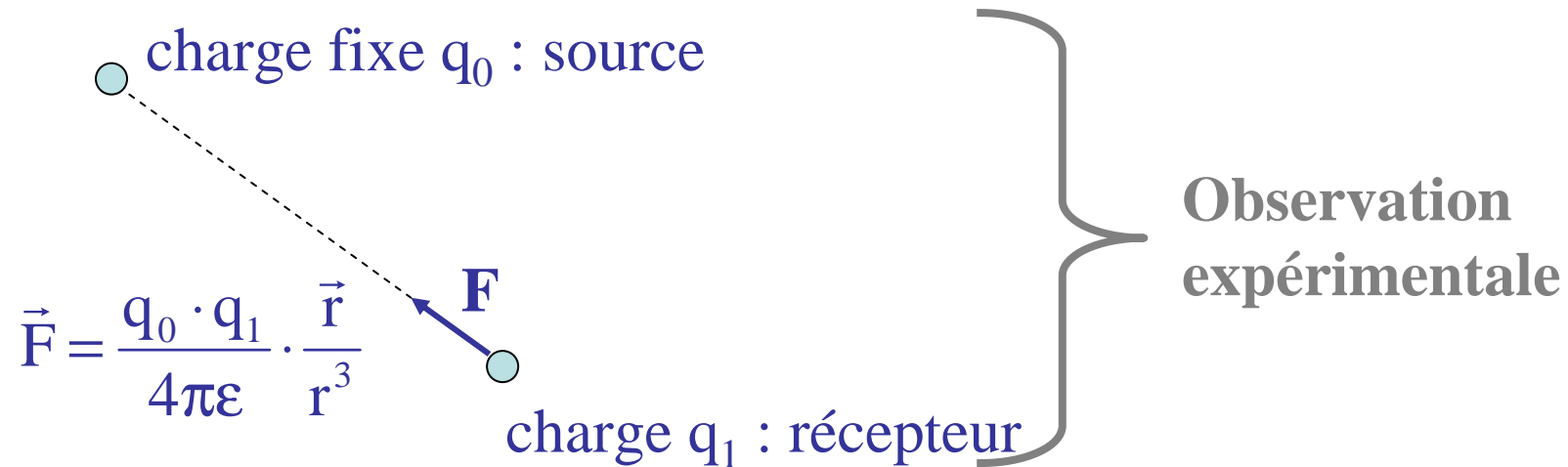




Chap 1 – Ondes EM

- Rappels sur les Champs électromagnétiques
 - De l'électrostatique aux ondes électromagnétiques
- Les ondes EM
 - ondes planes
 - ondes sphériques
 - plan d'onde
 - polarisation

A) Force électrostatique



- Champ électrique $\vec{F}(\mathbf{r}) = q_1 \cdot \vec{E}(\mathbf{r})$
- Potentiel scalaire $\vec{E}(\mathbf{r}) = \vec{\nabla}_r V(\mathbf{r})$ $V = \frac{q_0}{4\pi\epsilon \cdot r}$



B) Etude en régime harmonique :

- variation sinusoïdale de la charge ponctuelle (fictif) :

$$\underline{V}(r) = \frac{q_0}{4\pi\epsilon \cdot r} \cdot e^{j(\omega t - kr)}$$

Rem : on quitte le domaine de l'électrostatique....
Les équations de Maxwell permettent de modéliser les observations

- *Calculer le champ électrique généré par une source ponctuelle, sinusoïdale.*
- *Approximations en champ lointain et en champ proche. Tracer les lignes de champ*



C) Milieu de propagation :

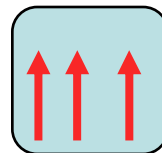
- permittivité électrique complexe $\underline{\epsilon} = \epsilon' - j\epsilon''$ (F/m)
- perméabilité magnétique complexe $\underline{\mu} = \mu' - j\mu''$
- conductivité σ (S/m) pertes ohmiques

D) Sources de rayonnement



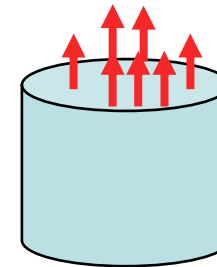
Densité linéique
de courant

$$\vec{I}_l \quad (\text{A/m})$$



Densité surfacique
de courant

$$\vec{I}_p \quad (\text{A/m}^2)$$



Densité volumique
de charges

$$Q_p \quad (\text{Cb/m}^3)$$



E) L'électromagnétisme

- Les équations de Maxwell permettent de calculer les champs résultants de ces sources

$$\begin{aligned} \vec{\text{rot}}(\underline{\underline{E}}) &= -\underline{\underline{\mu}} \frac{\partial \underline{\underline{H}}}{\partial t} & ; & \quad \underline{\underline{B}} = \underline{\underline{\mu}} \underline{\underline{H}} \\ \vec{\text{rot}}(\underline{\underline{H}}) &= \underline{\underline{\sigma}} \underline{\underline{E}} + \underline{\underline{\epsilon}} \frac{\partial \underline{\underline{E}}}{\partial t} & ; & \quad \underline{\underline{D}} = \underline{\underline{\epsilon}} \underline{\underline{E}} \quad ; \quad \underline{\underline{j}}_c = \underline{\underline{\sigma}} \underline{\underline{E}} \\ \text{div}(\underline{\underline{D}}) &= \underline{\underline{q}} & ; & \quad \text{div}(\underline{\underline{B}}) = 0 \end{aligned}$$

calcul conjoint des champs E et H.

H est produit par une densité de courant et/ou par les variations temporelles de E.

E est produit par les variations temporelles de H

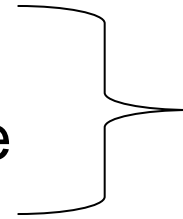
les lignes de champs E démarrent et finissent sur une charge, sont continues sinon.

Les lignes de champs H sont continues



F) quelques grandeurs

- E : Volts / mètre
- H : Ampères / mètre



Ce sont des vecteurs :

La direction de E indique la direction du déplacement 'potentiel' d'une charge.

- Constantes :

$$\mu = \mu_0 \cdot \mu_r \quad \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H.m}^{-1}$$

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \quad \varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \sim 1/36\pi \cdot 10^{-9} \text{ H.m}^{-1}$$

G) Potentiels électromagnétiques

- Pour évaluer les effets d'une source isotrope en un point P de l'espace on peut introduire les potentiels vecteur et scalaire :

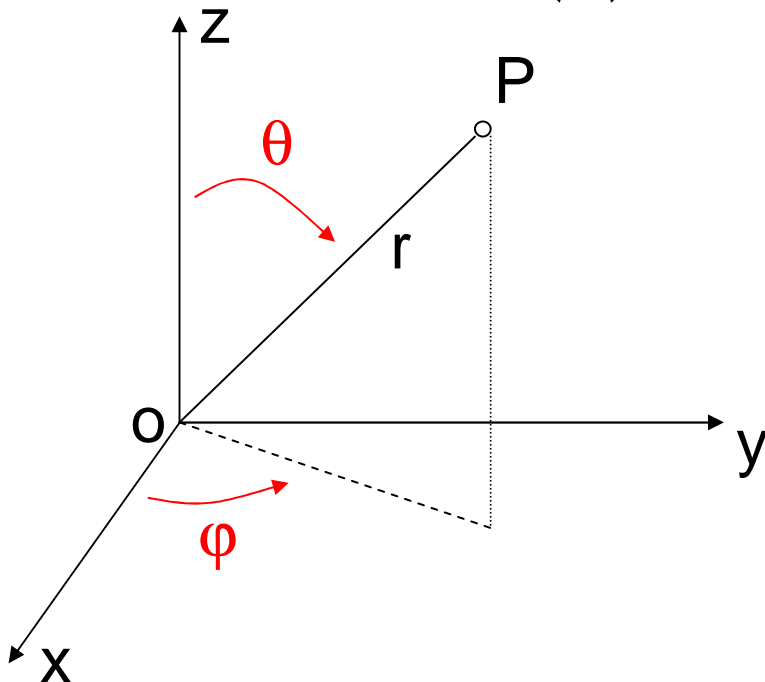
Puisque $\text{div}(\vec{B}) = 0$

on peut écrire $\vec{B}(r, t) = \vec{\nabla} \wedge \vec{A}(r, t)$

Le potentiel vecteur A est donc défini à un gradient près.

Il existe aussi un potentiel scalaire V vérifiant :

$$\vec{E}(r, t) = -\vec{\nabla} V(r, t) - \frac{\partial \vec{A}(r, t)}{\partial t}$$





En exprimant les équations de Maxwell en fonction des potentiels, on obtient les équations d'ondes :

$$\begin{cases} \vec{\nabla}^2 V - \mu\epsilon \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = -\frac{Q}{\epsilon} \\ \vec{\nabla}^2 \vec{A} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = -\mu\vec{I} \end{cases}$$

La résolution (complexe, basée sur les fonctions de Green) donne pour une répartition linéique :

$$V = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \int_L Q_l(r) \frac{e^{-j\beta r}}{r} \cdot dl \quad \text{potentiel scalaire}$$

$$\vec{A} = \frac{\mu}{4\pi} \cdot \int_L \vec{I}_l(r) \frac{e^{-j\beta r}}{r} \cdot dl \quad \text{potentiel vecteur}$$



- Les ondes sont les solutions des équations de Maxwell
 - Très difficiles à calculer dans le cas général (dépend des conditions initiales : sources).
 - Il est plus facile de travailler en décomposition harmonique :
 - On représente les sources de courant/ de charge sous la forme de variations sinusoïdales:
 - Généralisation par transformée de Fourier

$$\vec{I}_p = I_p \cdot \cos(\omega t + \varphi) \cdot \vec{dl} \quad \Rightarrow \quad \underline{\vec{I}}_p = I_p \cdot e^{j\omega t + \varphi} \cdot \vec{dl}$$



A) Résolution en milieu homogène

- En revenant aux équations dans le cas de milieux homogènes, isotropes et ne contenant pas les sources primaires, en régime harmonique on obtient les équations suivantes :

$$\begin{aligned} \vec{\text{rot}}(\underline{\underline{E}}) &= -j\omega\mu\underline{\underline{H}} & \vec{\text{rot}}(\underline{\underline{H}}) &= j\omega\varepsilon\underline{\underline{E}} \\ \text{div}(\underline{\underline{D}}) &= 0 & \text{div}(\underline{\underline{B}}) &= 0 \end{aligned}$$

Rq : Dans ce cas, les équations en E et H sont presque symétriques, la seule différence étant l'absence de charges et courants magnétiques. On peut alors introduire des sources magnétiques fictives pour symétriser ces équations. La solution du problème électrique donne alors celle du problème magnétique et inversement.



Les équations de propagation pour les champs et (exprimés en valeurs instantanées complexes) s'écrivent:

$$\Delta \underline{\underline{\vec{e}}} - \epsilon\mu \frac{\partial^2 \underline{\underline{\vec{e}}}}{\partial t^2} = 0$$

$$\Delta \underline{\underline{\vec{h}}} - \epsilon\mu \frac{\partial^2 \underline{\underline{\vec{h}}}}{\partial t^2} = 0$$

Elles deviennent dans le cas où la propagation se fait selon la direction

Oz :

$$\frac{\partial^2 \underline{\underline{\vec{e}}}}{\partial z^2} - \epsilon\mu \frac{\partial^2 \underline{\underline{\vec{e}}}}{\partial t^2} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial^2 \underline{\underline{\vec{h}}}}{\partial z^2} - \epsilon\mu \frac{\partial^2 \underline{\underline{\vec{h}}}}{\partial t^2} = 0$$

Le rapport $v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}}$ représente la vitesse de propagation de l'onde.

Sachant que généralement on considère que $\mu_r = 1$ (sauf milieux ionisés et magnétiques) on écrit :

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} = \frac{c}{n}$$



Chapitre 1

Ondes EM

En régime sinusoïdal, ces équations admettent des solutions de la forme :

$$\underline{\vec{e}}(z, t) = \underline{\vec{E}} \exp j(\omega t - kz) \quad \text{et} \quad \underline{\vec{h}}(z, t) = \underline{\vec{H}} \exp j(\omega t - kz)$$

avec : $k = \frac{\omega}{v} = \frac{2\pi}{\lambda} = \omega\sqrt{\epsilon\mu}$ (nombre d'onde)

Le rapport des modules de $\underline{\vec{E}}$ et $\underline{\vec{H}}$ exprime l'impédance d'onde du milieu considéré (en Ω) :

$$\frac{|\underline{\vec{E}}|}{|\underline{\vec{H}}|} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = \eta$$

c'est une quantité réelle.

Valeur dans l'air : 377 ohms

On a alors la relation fondamentale :

$$\underline{\vec{E}} = \underline{\vec{H}} \wedge \underline{\vec{u}} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$$



B) Notations générales et nombres complexes

$$\vec{E}(r, t) = E_0 \cdot \cos(\omega t - kr) \cdot d\vec{x} = E(r, t) \cdot d\vec{x}$$

$$E(r, t) = E_0 \cdot \cos(\omega t - kr)$$

$$\underline{E}(r, t) = E_0 \cdot e^{j(\omega t - kr)} = \underline{E}(r) \cdot e^{j(\omega t)}$$

$$\underline{E}(r) = E_0 \cdot e^{-jkr}$$



C) Rayonnement d'une source ponctuelle

- Dans le cas de milieux homogènes, isotropes en régime harmonique on obtient les équations suivantes :

$$\begin{aligned} \overrightarrow{rot}(\underline{\underline{E}}) &= -j\omega\underline{\underline{\mu}}\underline{\underline{H}} & \overrightarrow{rot}(\underline{\underline{H}}) &= \sigma\underline{\underline{E}} + j\omega\underline{\underline{\epsilon}}\underline{\underline{E}} \\ \overrightarrow{div}(\underline{\underline{D}}) &= \underline{\underline{Q}}_c & \overrightarrow{div}(\underline{\underline{B}}) &= 0 \end{aligned}$$

- On peut alors résoudre ces équations pour déterminer le champ produit par les charges et courants présents sur un conducteur.



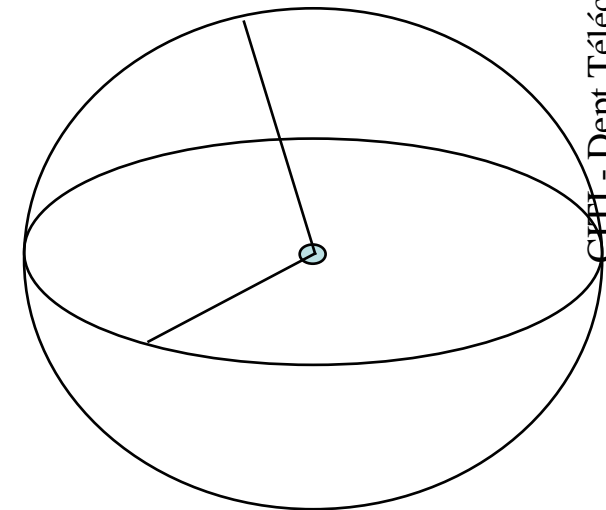
- Une source ponctuelle (charge Q) produit le rayonnement d'une onde sphérique.
 - En effet la résolution des équations de potentiels dans le cas d'une source ponctuelle est à symétrie de révolution sphérique, et donne pour solution :

$$\underline{E}(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon} \cdot Q \cdot e^{-jkr} \left[\frac{jk}{r} + \frac{1}{r^2} \right]$$

En champ lointain, cela donne :

$$\underline{E}(r) = \frac{\underline{E}_0}{r} e^{-jkr}$$

La surface d'onde est une sphère centrée sur la source





- Avec des pertes (σ non nul)
 - La résolution avec pertes est un peu plus complexe.
 - En champ lointain, on obtient :

$$\underline{\underline{E}}(r) = \frac{\underline{\underline{E_0}}}{r} e^{-\alpha - jkr}$$

α est donné par:

$$\alpha = \omega \cdot \sqrt{\frac{\mu\epsilon}{2} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega\epsilon} \right)^2} - 1 \right)}$$

Pour un bon diélectrique

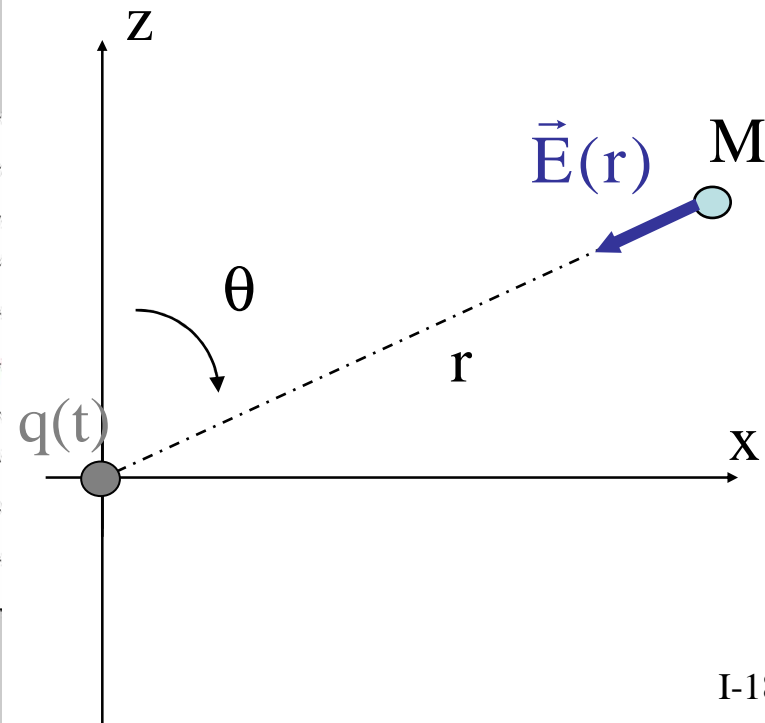
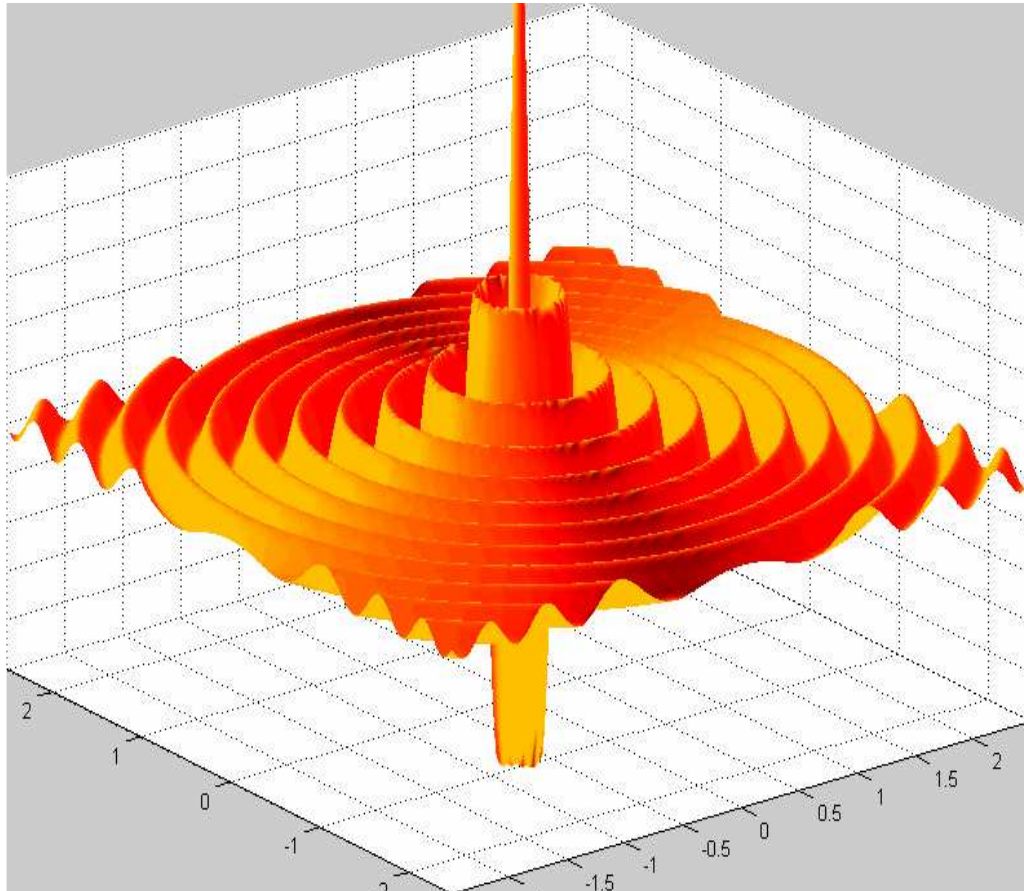
$$\alpha = \frac{\sigma}{2} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$$

bon conducteur

$$\alpha = \sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}}$$



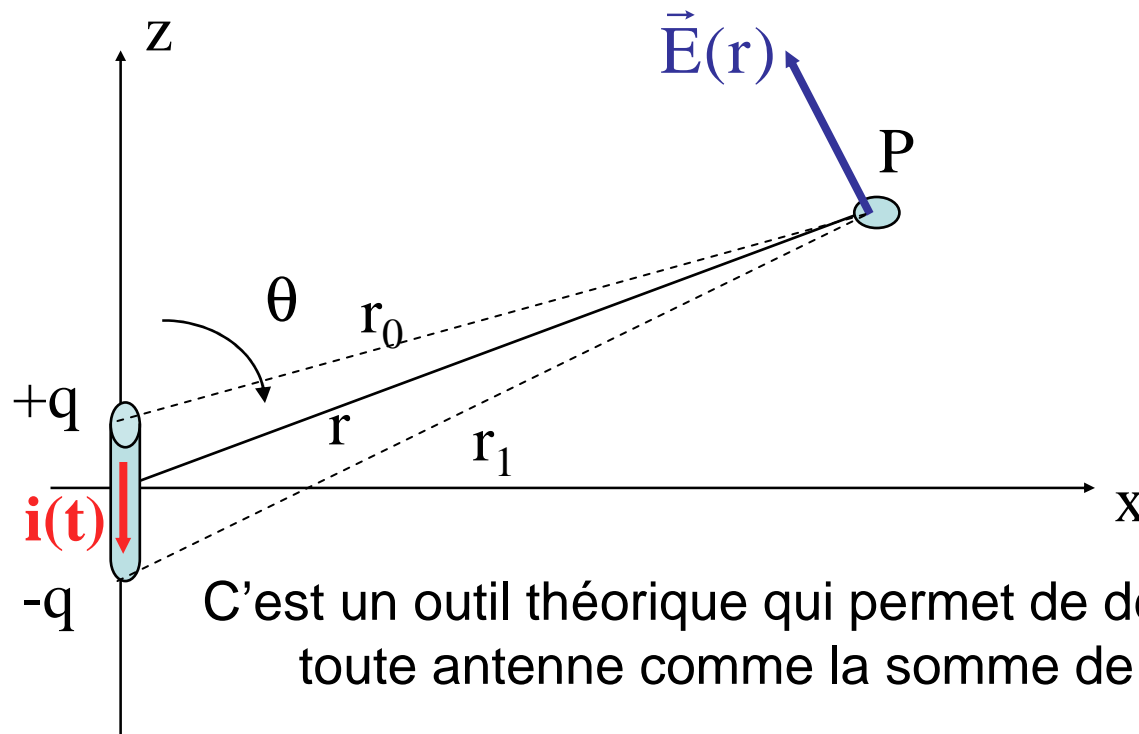
- Champ théorique





D) Rayonnement du d.e.e

- Le doublet électrique élémentaire est un élément conducteur de taille négligeable dl où l'on peut supposer le courant constant sur la longueur (vitesse infinie).



charges $\pm Qe^{j\omega t}$
courant $j\omega Q$

C'est un outil théorique qui permet de déduire le comportement de toute antenne comme la somme de sources élémentaires.



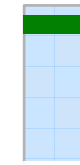
– Calcul du champ H rayonné

- Le problème apparaît à symétrie de révolution par rapport à Oz. Le potentiel vecteur n'a qu'une composante Az :

$$A_z = \frac{\mu}{4\pi} \cdot I_m \cdot dl \cdot \frac{e^{-jkr}}{r}$$

On obtient alors :

$$\vec{H} \begin{cases} H_r = 0 \\ H_\theta = 0 \\ H_\varphi = \frac{1}{4\pi} \cdot I_m \cdot dl \cdot \sin \theta \cdot e^{-jkr} \left[\frac{jk}{r} + \frac{1}{r^2} \right] \end{cases}$$



– Calcul du champ E rayonné

– On le déduit du champ H

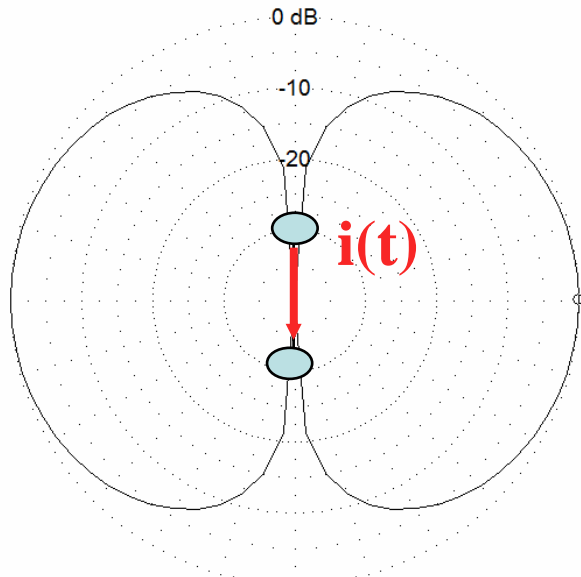
$$\vec{E} \begin{cases} E_r = \frac{1}{2\pi} \cdot I_m \cdot dl \cdot \cos \theta \cdot e^{-jkr} \left[\frac{\eta}{r^2} + \frac{1}{j\omega\epsilon r^3} \right] \\ E_\varphi = 0 \\ E_\theta = \frac{1}{4\pi} \cdot I_m \cdot dl \cdot \sin \theta \cdot e^{-jkr} \left[\frac{j\omega\mu}{r} + \frac{\eta}{r^2} + \frac{1}{j\omega\epsilon r^3} \right] \end{cases}$$

Champ électrique à deux composantes E_r et E_θ

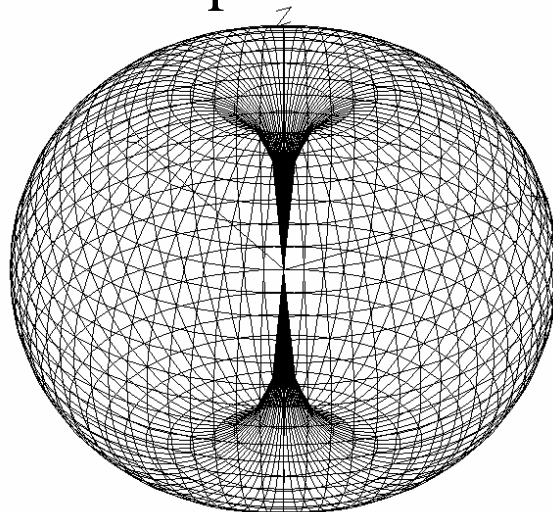
- Les termes en $1/r$ représentent le champ rayonné (prédominant quand r grand), les termes en $1/r^2$ donnent les champs induits et les termes en $1/r^3$ le champ électrostatique.



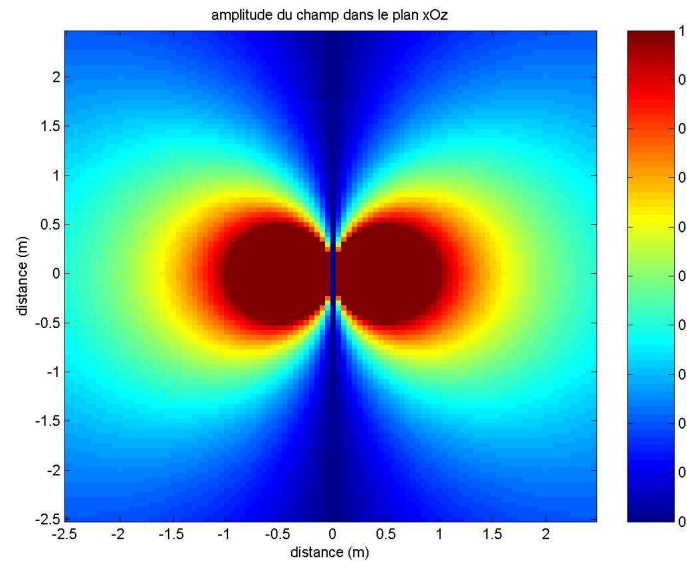
Approximation en champ lointain :



lignes de champ



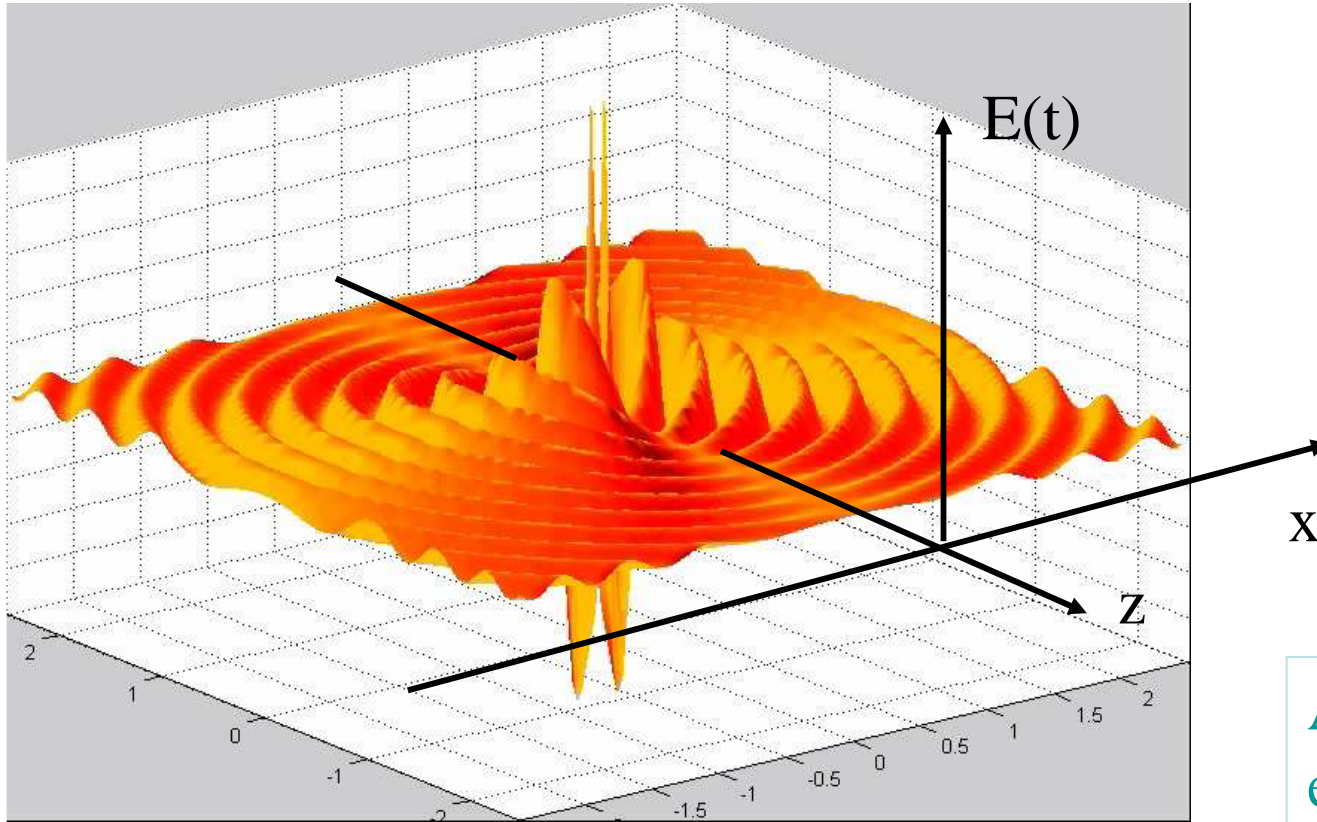
$$\begin{cases} H_{\phi}(r, t) = \frac{j}{2\lambda r} \cdot I \cdot dl \cdot \sin \theta \cdot e^{j(\omega t - kr)} \\ E_{\theta}(r, t) = \frac{j}{2\lambda r} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \cdot I \cdot dl \cdot \sin \theta \cdot e^{j(\omega t - kr)} \end{cases}$$



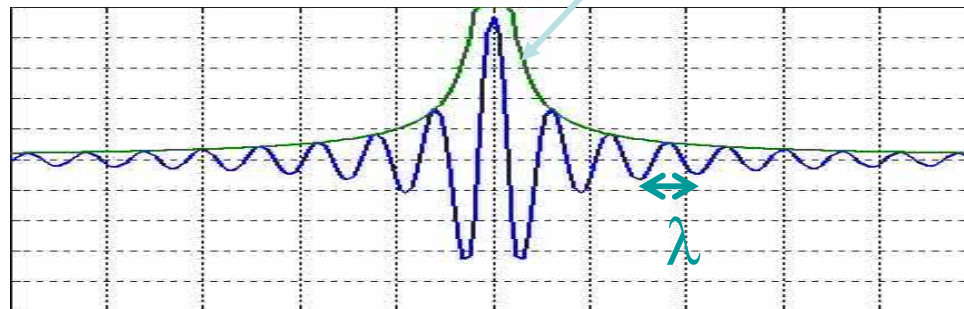


Chapitre 1

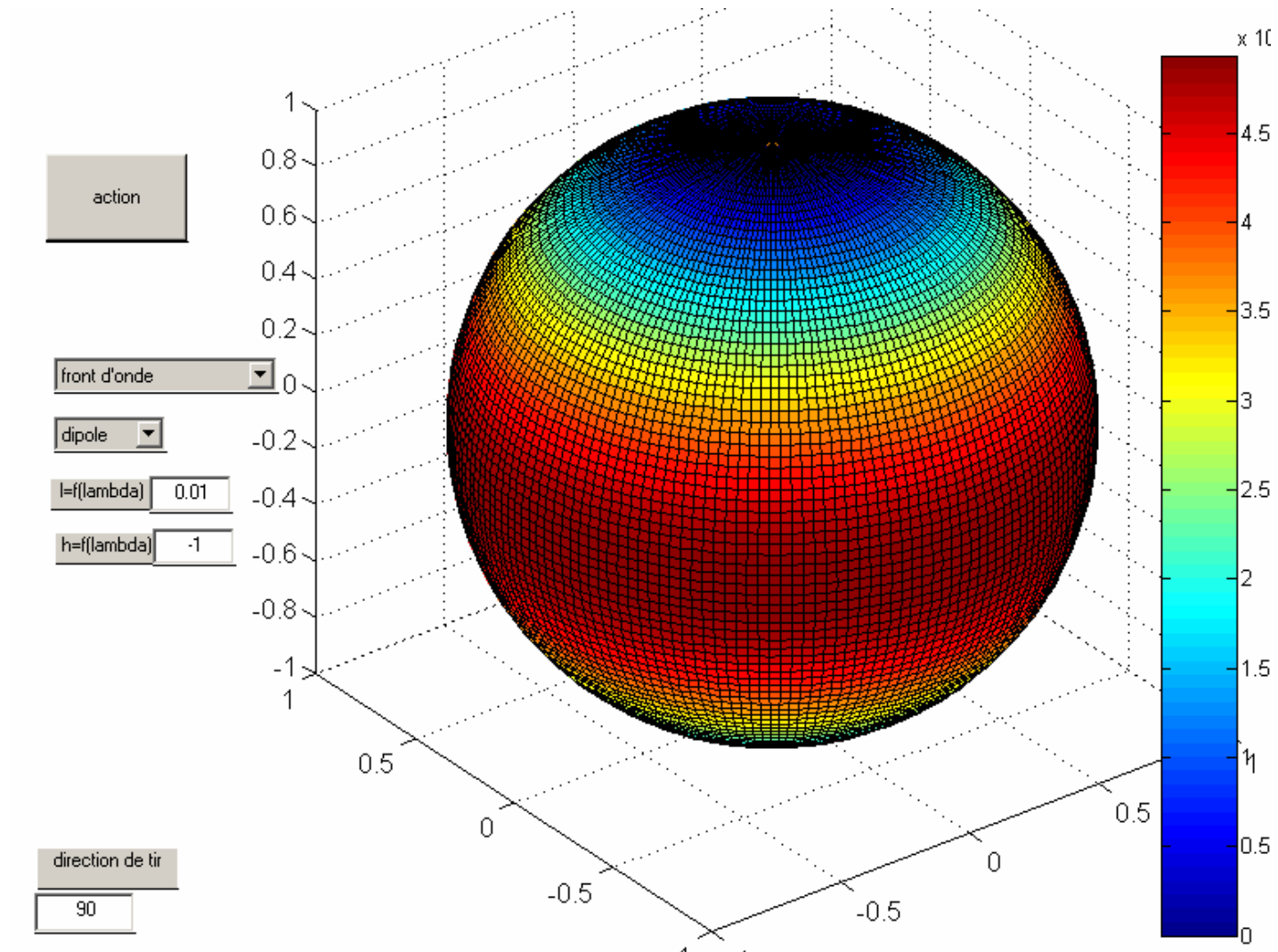
Ondes EM



Affaiblissement
en $1/r$

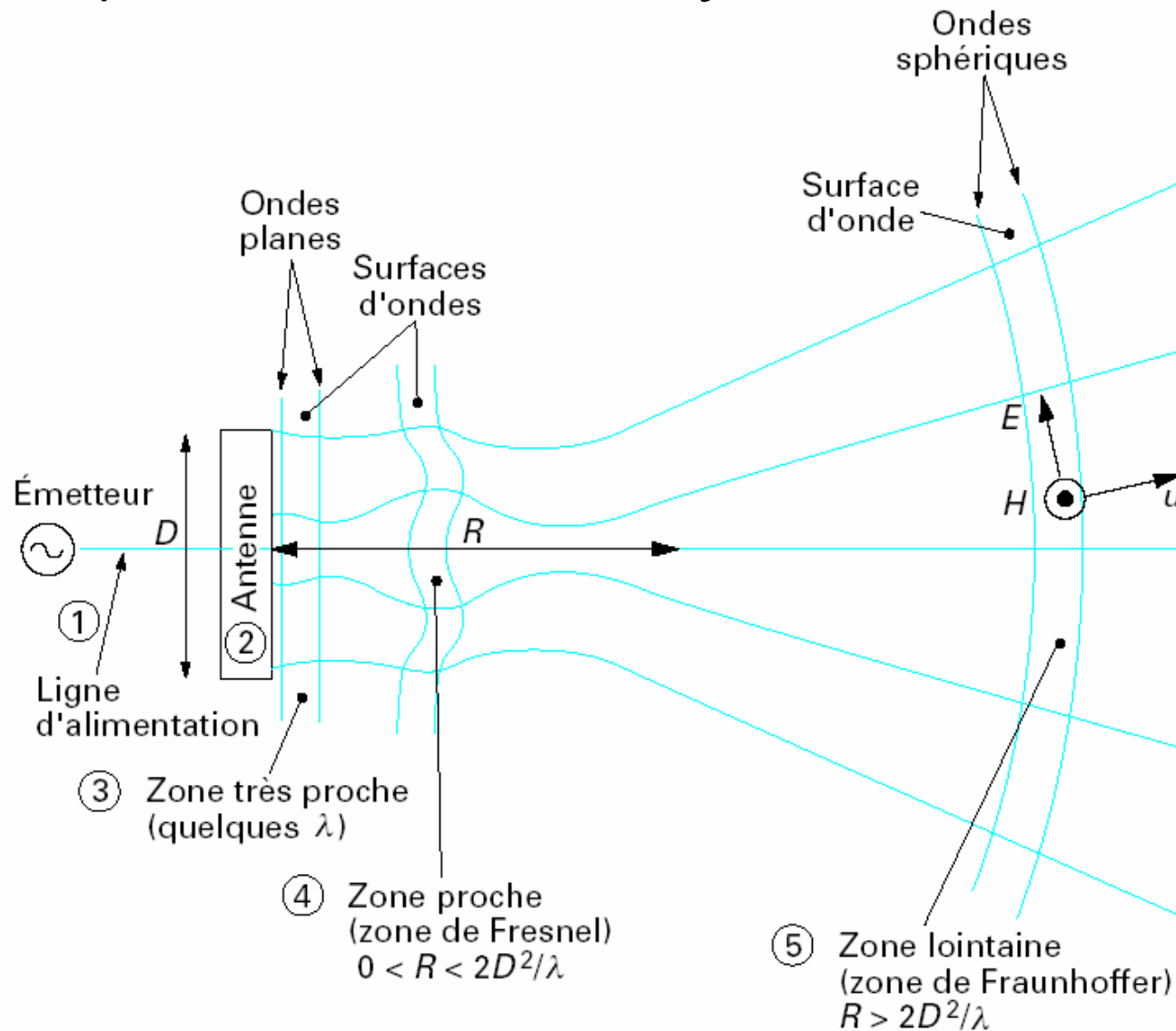


Remarque fondamentale : la surface d'onde est toujours sphérique





- E) Les zones de rayonnement





- F) Puissance rayonnée

- le vecteur de Poynting $\vec{S} = \vec{E} \wedge \vec{H}^*$

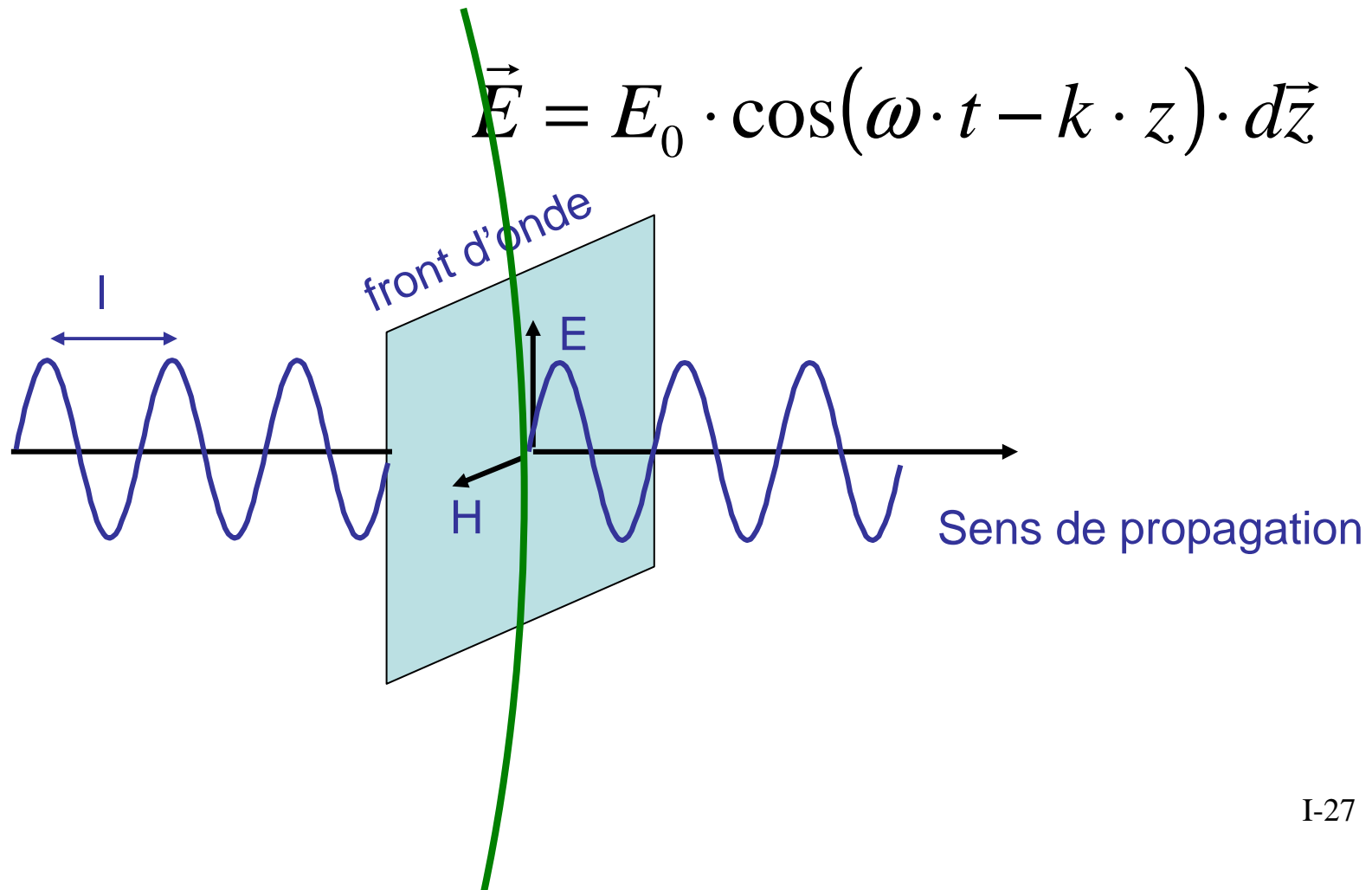
- ondes TEM dans le vide (ou l'air)

$$\vec{S}_{moy} = \frac{1}{2} E \cdot H \cdot d\vec{z}$$

$$S_{moy} = \frac{E^2}{2Z_0}$$



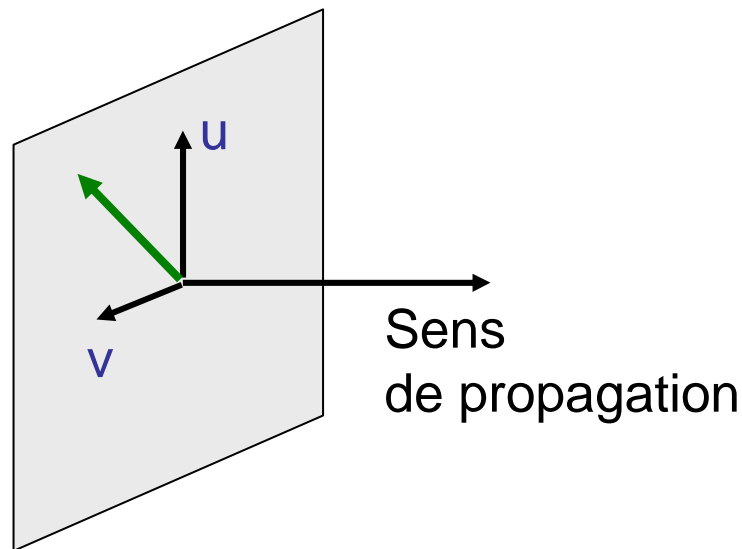
- G) Approximation d'onde plane



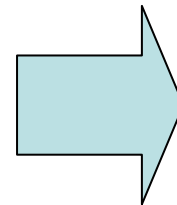


• H) Polarisation

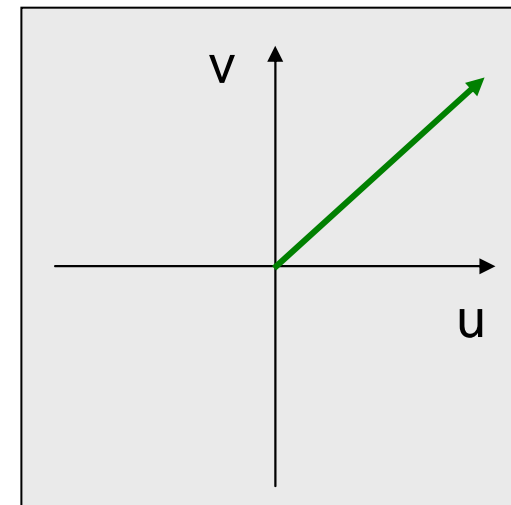
- La polarisation donne l'orientation du champ E dans un certain repère (cartésien, sphérique, ...), relatif à la direction de propagation.



$$\underline{\vec{E}}(z, t) = \underline{\vec{E}}(z) \cdot e^{j\omega t}$$



Plan de polarisation



$$\underline{\vec{E}}(z, t) = \underline{E}_u(z, t) \cdot \vec{u} + \underline{E}_v(z, t) \cdot \vec{v}$$



- Définition du vecteur de polarisation

$$\underline{\vec{E}}(z, t) = \underline{E}(z) \cdot e^{j\omega t} \cdot \vec{p}_E$$

avec :

$$\vec{p}_E(z) = c(z) \cdot \begin{pmatrix} \underline{E}_u(z) \\ \underline{E}_v(z) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \vec{u} \\ \vec{v} \end{pmatrix}$$

$$\text{et : } c(z) \text{ tel que } \|\vec{p}_E(z)\|_2^2 = 1$$

$$\text{en pratique } \vec{p}_E(z) = \vec{p}_E$$

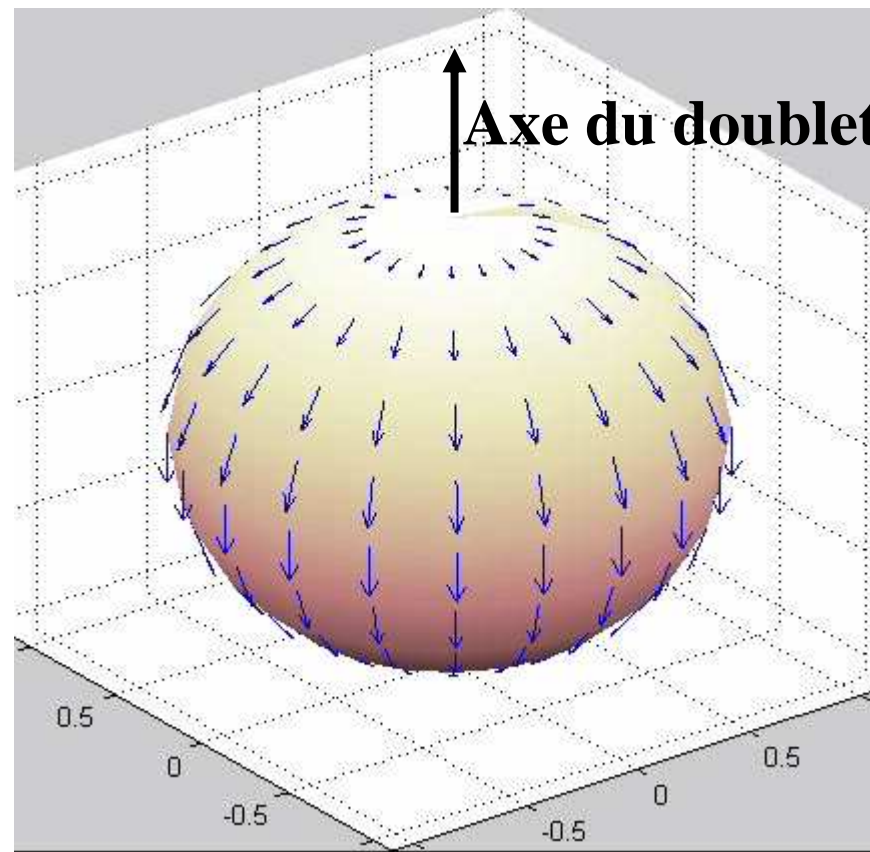


- Ex1 : Polarisation rectiligne verticale

$$\vec{p}_E = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

– Remarque : défini à une phase près

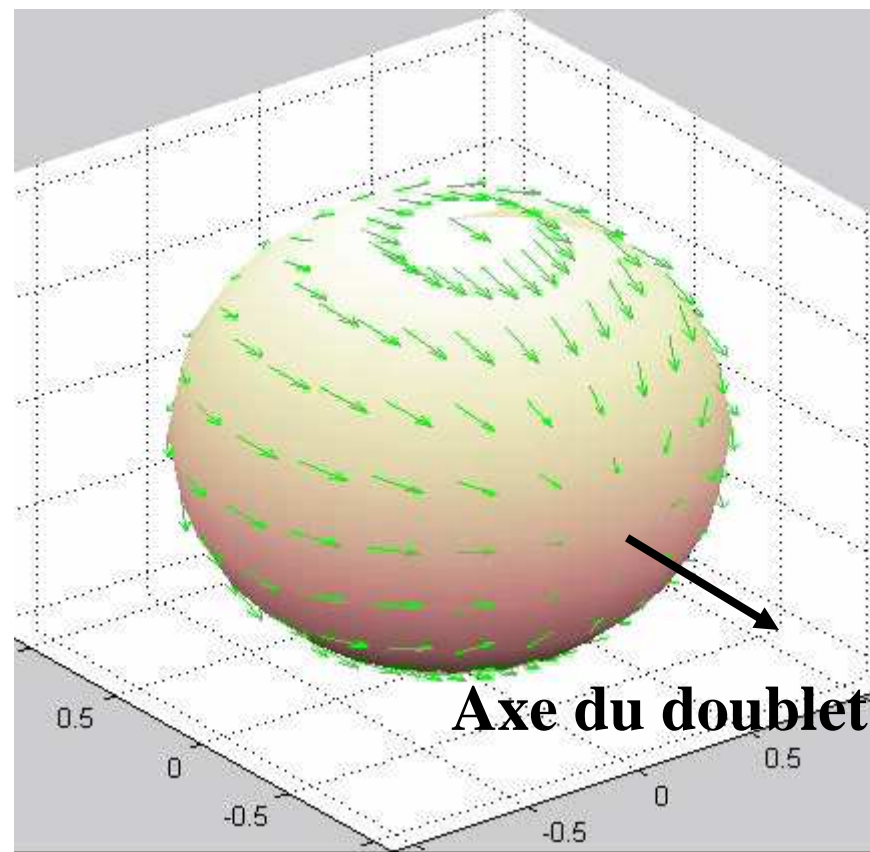
$$\vec{p}_E = \begin{pmatrix} 0 \\ j \end{pmatrix}$$





- Ex2 : Polarisation rectiligne horizontale

$$\vec{p}_E = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

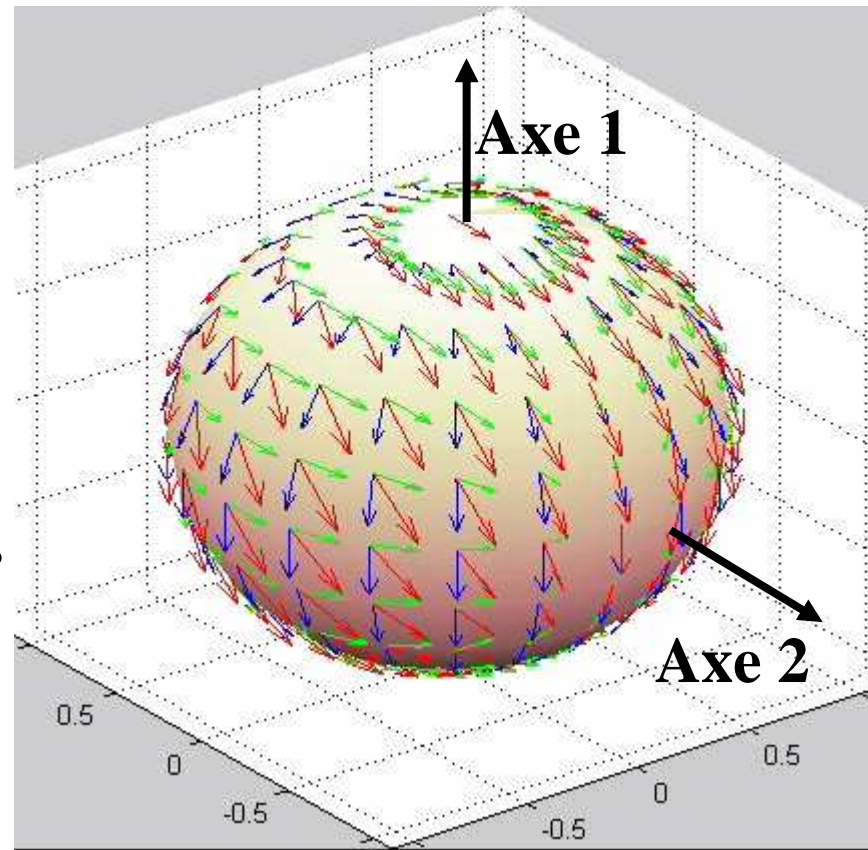




- Ex3 : Polarisation rectiligne quelconque

$$\vec{p}_E = \begin{pmatrix} \alpha^2 \\ 1 - \alpha^2 \end{pmatrix}$$

Principe : les 2 composantes sont en phase

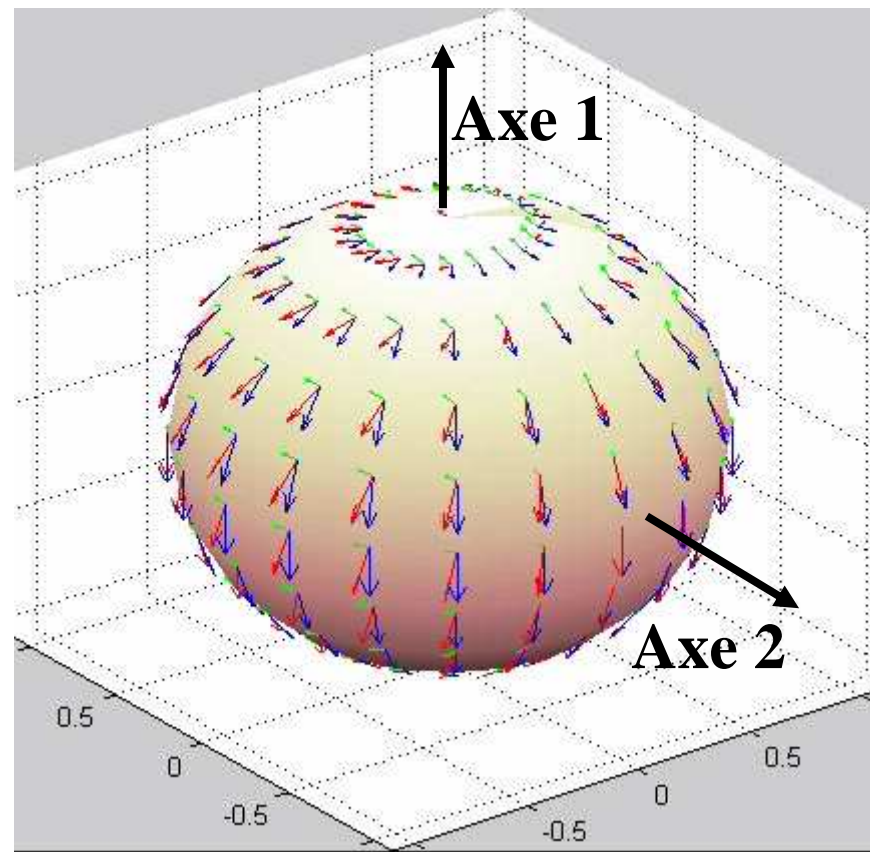


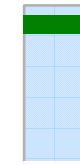


- Ex4 : Polarisation elliptique

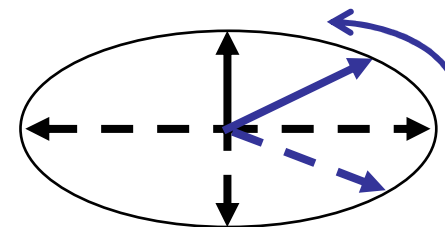
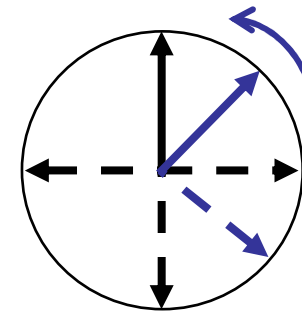
Déphasage
des composantes

$$\vec{p}_E = \begin{pmatrix} \alpha^2 \cdot e^{j\phi} \\ 1 - \alpha^2 \end{pmatrix}$$





- 3 modes majeurs de polarisation
 - polarisation rectiligne
 - verticale, horizontale, quelconque (plan H ou E)
 - polarisation circulaire
 - droite ou gauche
 - polarisation elliptique
 - droite ou gauche

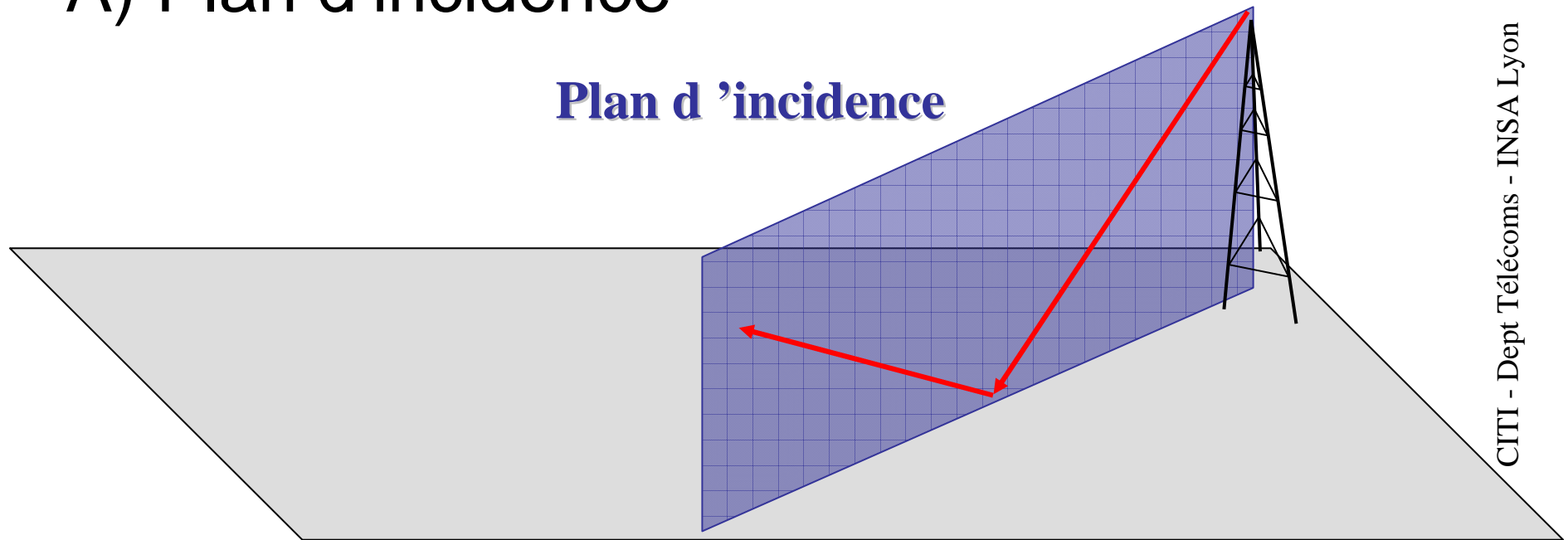




Chap 2 – Propagation

- Réflexions
- Diffusion par les surfaces irrégulières
- Diffraction

A) Plan d'incidence



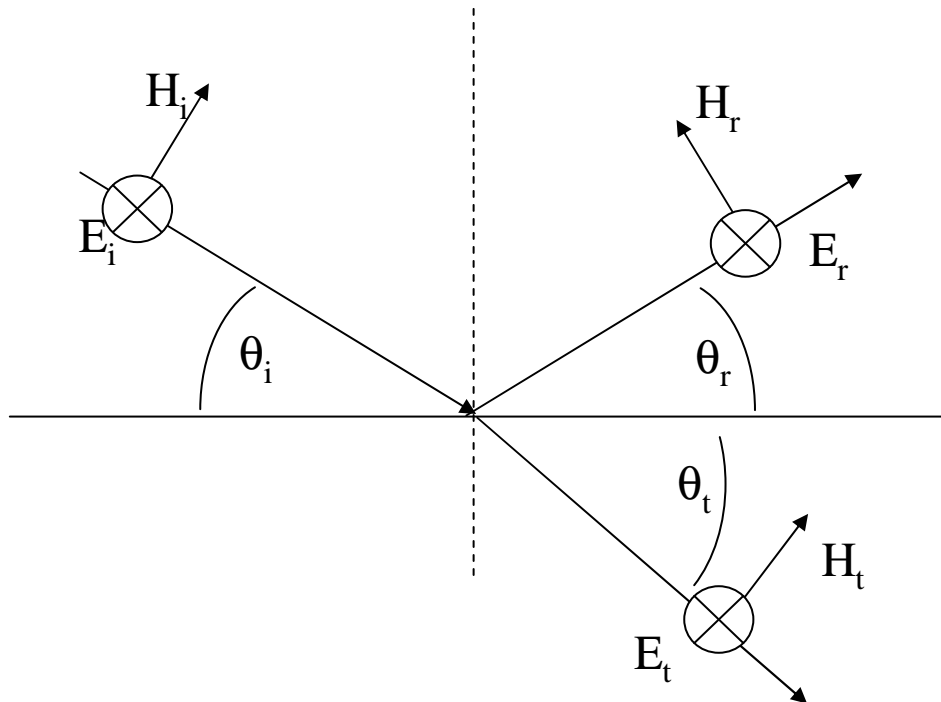
CITI - Dept Télécoms - INSA Lyon

Le champ électrique, qui est orthogonal à la direction de propagation, peut être dans le plan d'incidence, ou orthogonal (ondes TE ou TM)



B) Réflexion des ondes TE

= polarisation E, ou horizontale



trièdre direct : $[v, E, H]$

Impédance d'onde :

$$\frac{E}{H} = Z = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$$



– Interface entre 2 diélectriques (μ_0, ϵ_1) , (μ_0, ϵ_2) ,

- continuité des composantes tangentes

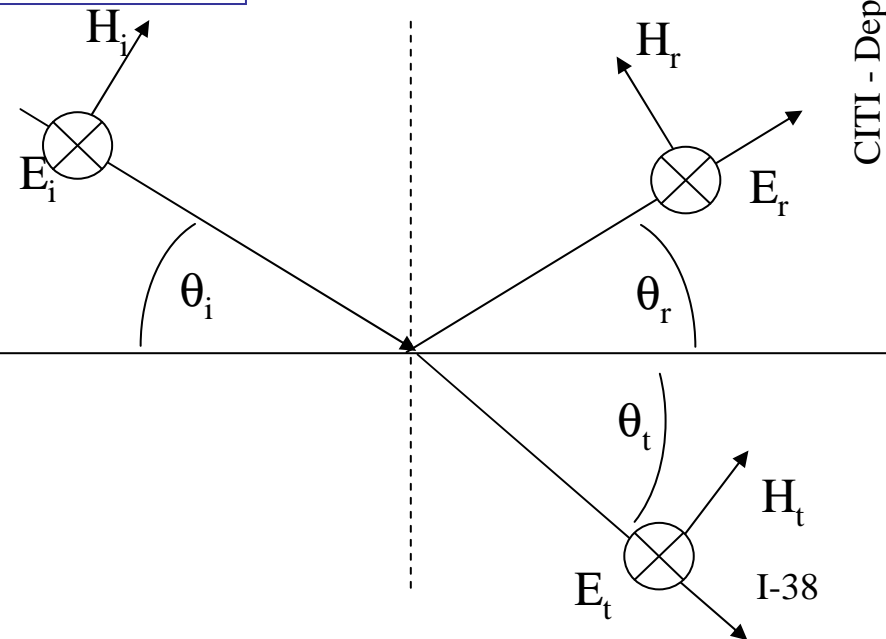
$$\mathbf{E}_i + \mathbf{E}_r = \mathbf{E}_t$$

$$\mathbf{H}_i \cdot \sin \theta_i - \mathbf{H}_r \cdot \sin \theta_r = \mathbf{H}_t \cdot \sin \theta_t$$

- loi de Snell-Descartes

$$\sin \theta_i = \sin \theta_r$$

$$\sqrt{\epsilon_1} \cdot \sin \theta_i = \sqrt{\epsilon_2} \cdot \sin \theta_t$$



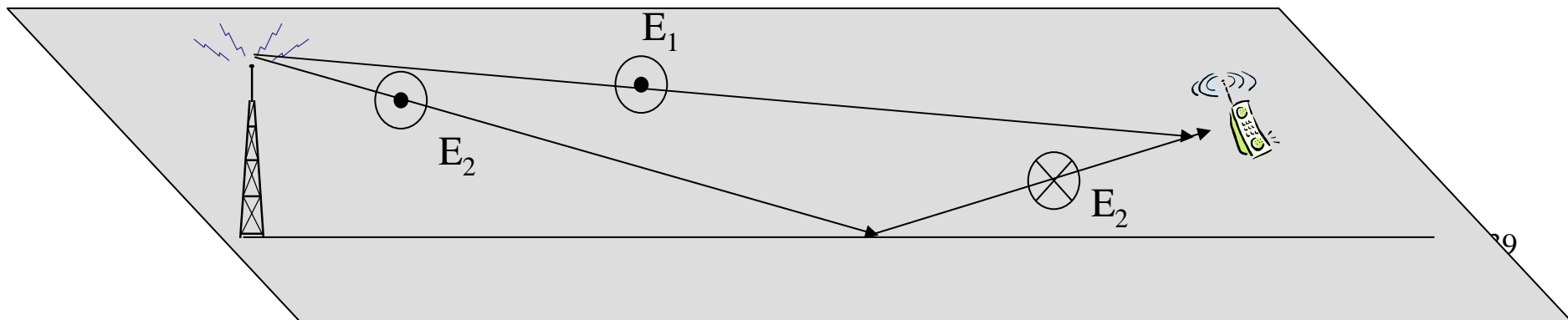


– Interface air-sol diélectrique :

$$\Gamma_{\perp} = \frac{\sin \theta_i - \sqrt{\epsilon_r - \cos^2 \theta_i}}{\sin \theta_i + \sqrt{\epsilon_r - \cos^2 \theta_i}}$$

$$E_r^{\perp} = \Gamma_{\perp} \cdot E_i^{\perp}$$
$$E_t^{\perp} = (1 + \Gamma_{\perp}) \cdot E_i^{\perp}$$

- En incidence rasante :
 $\approx \theta \rightarrow 0 : \Gamma \rightarrow -1$





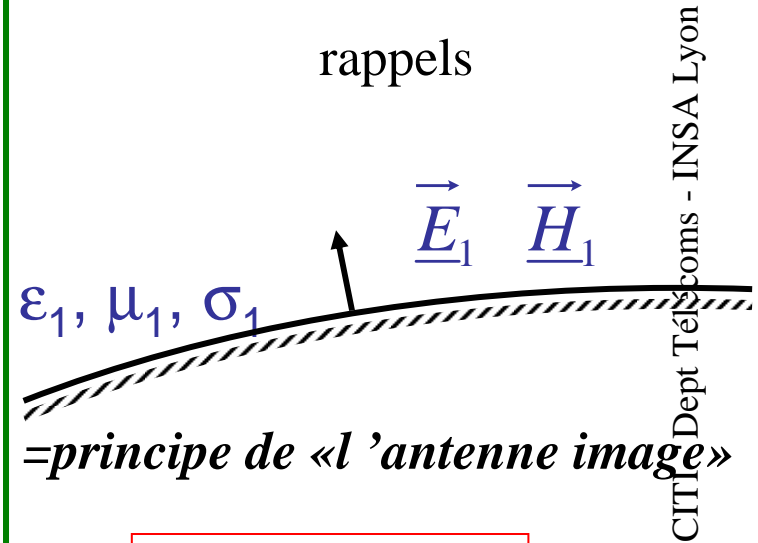
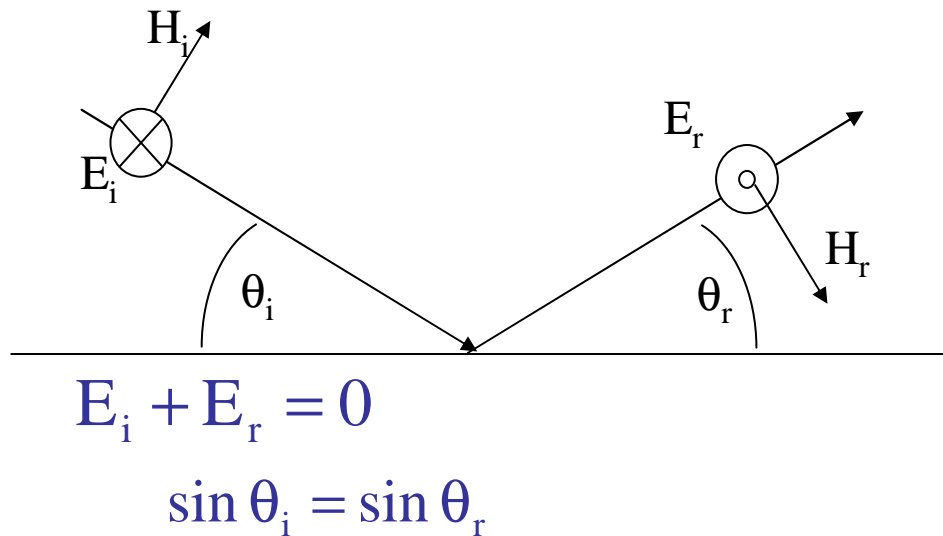
– Interface avec un plan conducteur parfait

Le champ électrique est toujours perpendiculaire au conducteur.

Le champ magnétique est toujours tangent au conducteur.

Le champ électrique est proportionnel aux charges à la surface.

Le champ magnétique est proportionnel aux courants à la surface.



$$\vec{n} \wedge \vec{E}_1 = 0$$

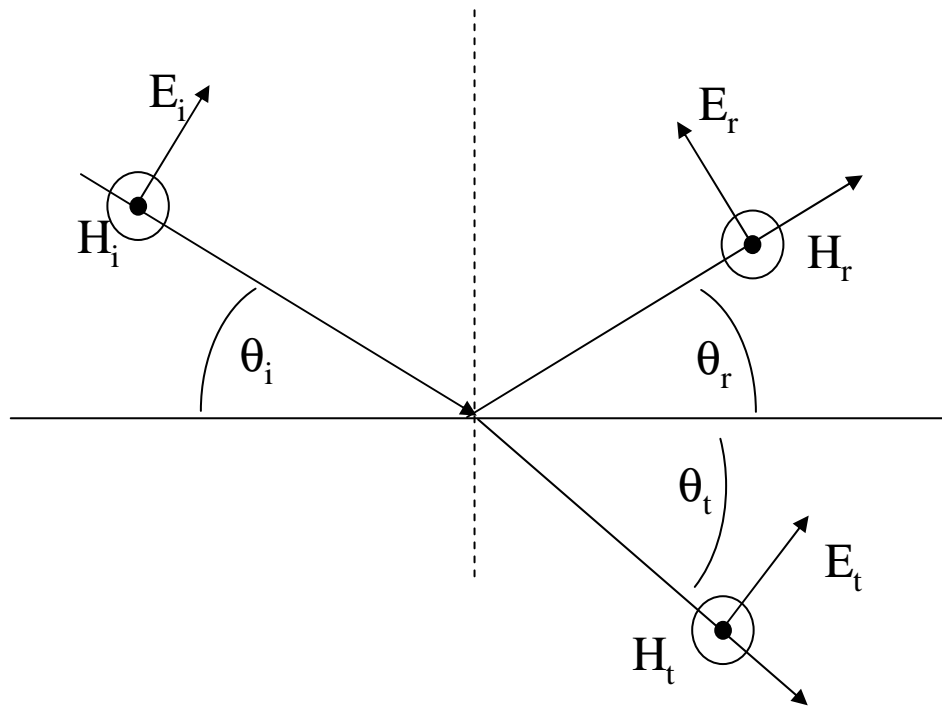
$$\vec{n} \wedge \vec{H}_1 = \vec{I}_S$$

$$\vec{n} \cdot \epsilon \vec{E}_1 = \underline{Q}_S$$

$$\vec{n} \cdot \vec{H}_1 = 0$$



C) Réflexion des ondes TM = polarisation M, ou verticale



trièdre direct : $[v, E, H]$

Impédance d'onde :

$$\frac{E}{H} = Z = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$$



– Interface entre 2 diélectriques (μ_0, ϵ_1), (μ_0, ϵ_2),

- continuité des composantes tangentielles

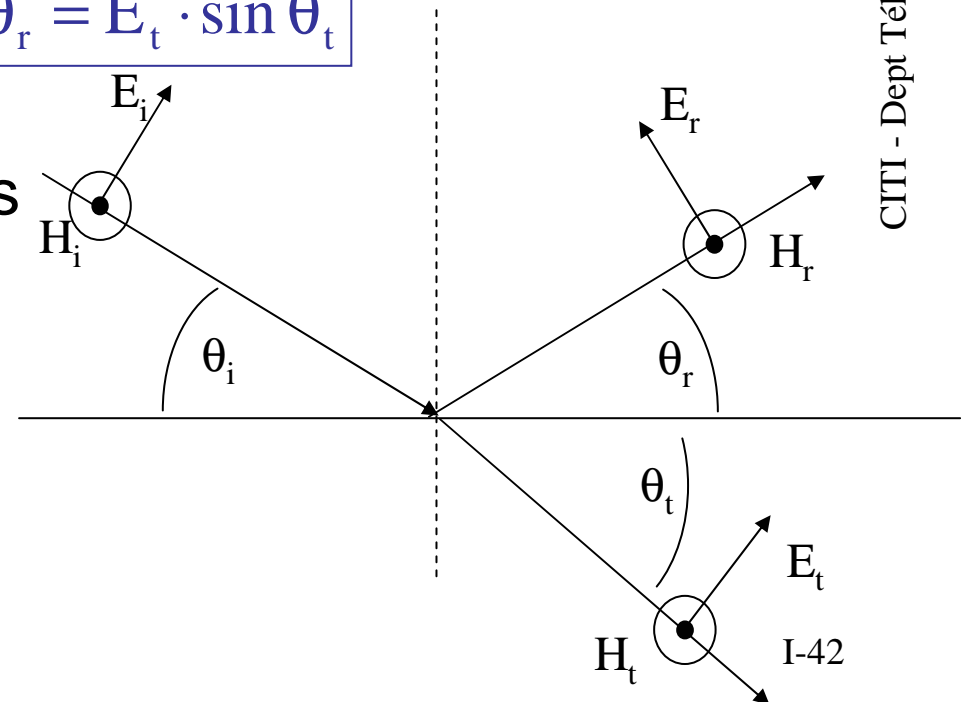
$$H_i + H_r = H_t$$

$$E_i \cdot \sin \theta_i - E_r \cdot \sin \theta_r = E_t \cdot \sin \theta_t$$

- loi de Snell-Descartes

$$\sin \theta_i = \sin \theta_r$$

$$\sqrt{\epsilon_1} \cdot \sin \theta_i = \sqrt{\epsilon_2} \cdot \sin \theta_t$$



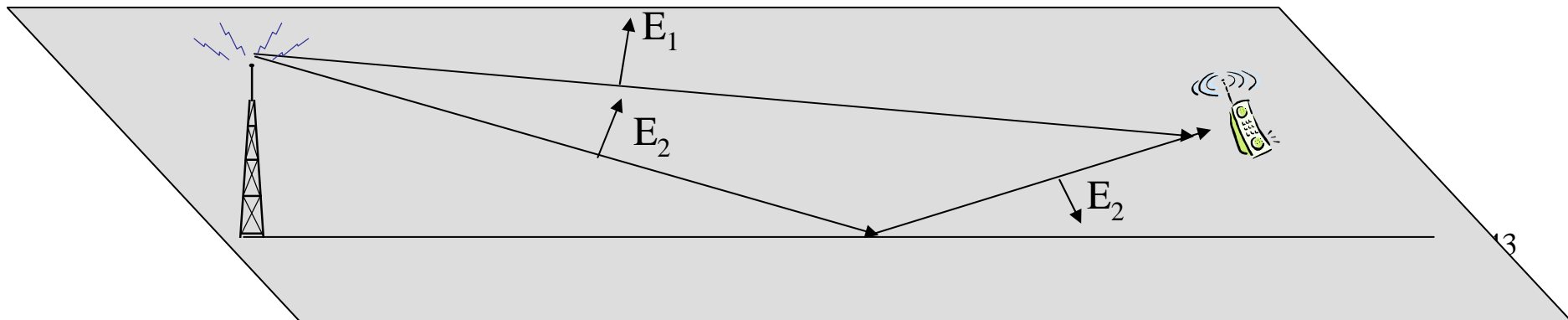


– Interface air-sol diélectrique :

$$\Gamma_{//} = \frac{\epsilon_r \sin \theta_i - \sqrt{\epsilon_r - \cos^2 \theta_i}}{\epsilon_r \sin \theta_i + \sqrt{\epsilon_r - \cos^2 \theta_i}}$$

- En incidence rasante :
 $\approx \theta \rightarrow 0 : \Gamma \rightarrow -1$

$$E_r^{//} = \Gamma_{//} \cdot E_i^{//}$$
$$E_t^{//} = \frac{(1 + \Gamma_{//})}{\sqrt{\epsilon_r}} \cdot E_i^{//}$$

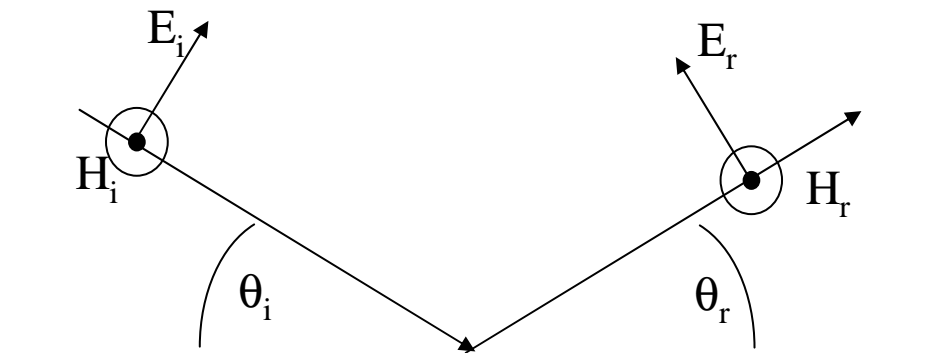




– Interface avec un plan conducteur parfait

$$E_i - E_r = 0$$

$$\sin \theta_i = \sin \theta_r$$





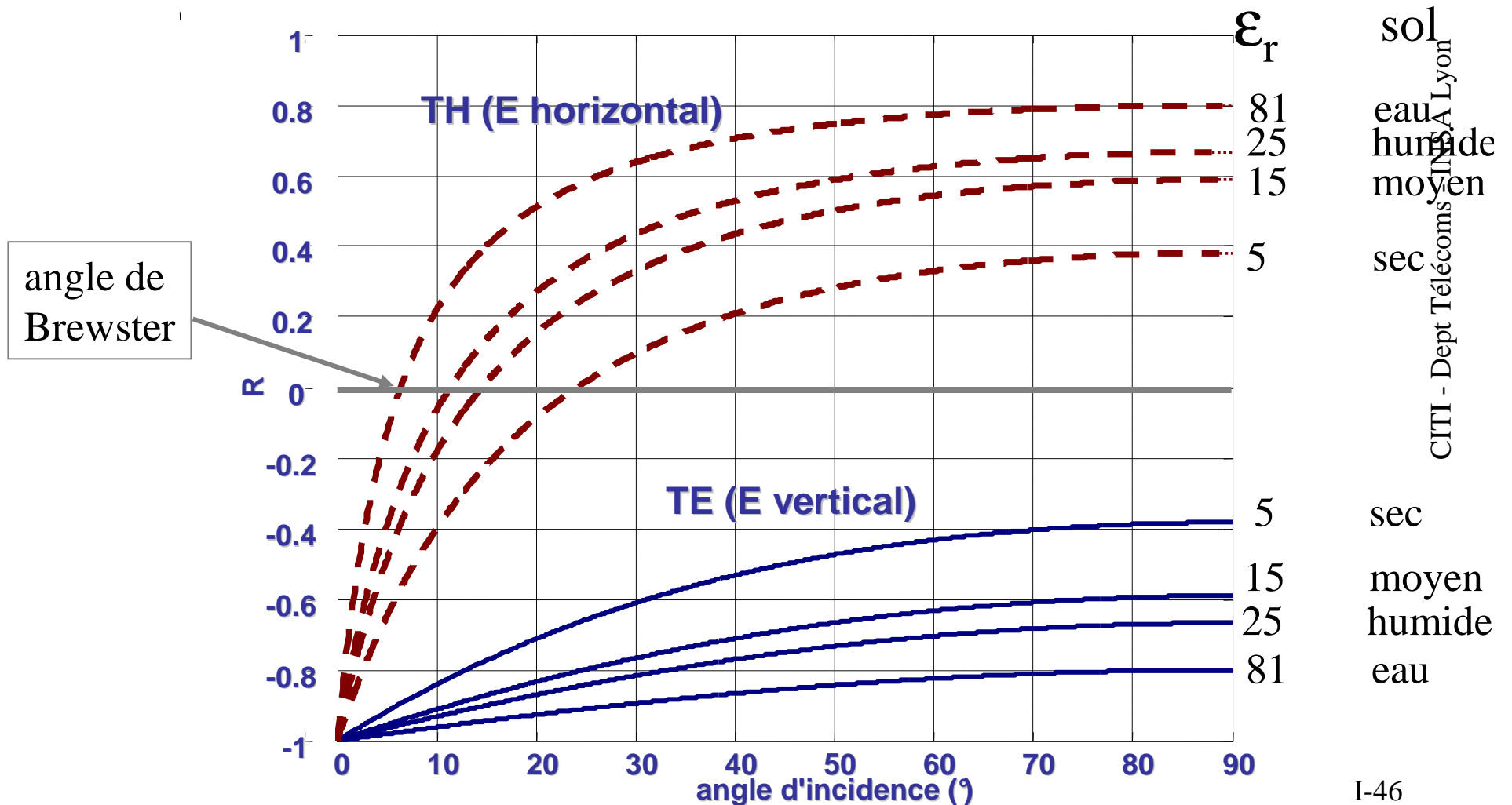
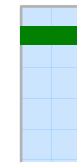
D) Réflexion pour une polarisation quelconque

→ Bien choisir son repère !!

$$\underline{\vec{E}}(z, t) = \underline{E}(z) \cdot e^{j\omega t} \cdot \vec{p}_E \quad \text{Avec} \quad \vec{p}_E = k \cdot \begin{pmatrix} E_{//} \\ E_{\perp} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \vec{u}_{//} \\ \vec{u}_{\perp} \end{pmatrix}$$

$$\underline{\vec{E}}_R = \underline{R} \cdot \underline{\vec{E}}_i \quad \text{Avec} \quad \underline{R} = \begin{bmatrix} R_{//} & 0 \\ 0 & R_{\perp} \end{bmatrix}$$

E) Réflexion sur un sol diélectrique quelconque

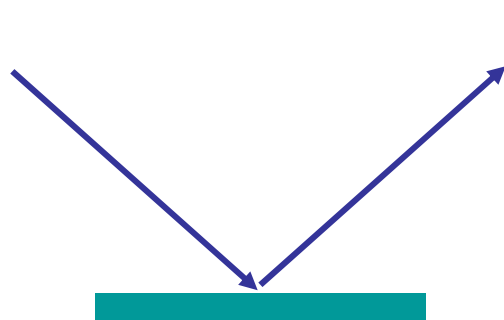


CITI - Dept Télécoms
 INSA Lyon
 eau
 humide
 moyen
 sec

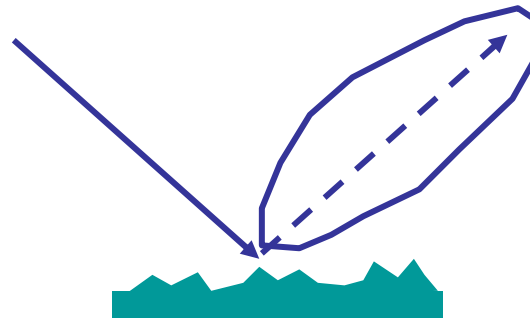
2 – Diffusion

– Surface rugueuse (rough)

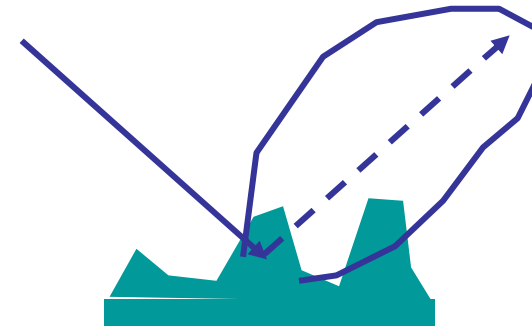
Le principe vu précédemment est valable pour 1 surface 'idéale'.



Surface
lisse



Surface
rugueuse



Encore plus
rugueuse



- *Qu'est-ce qui est lisse???*

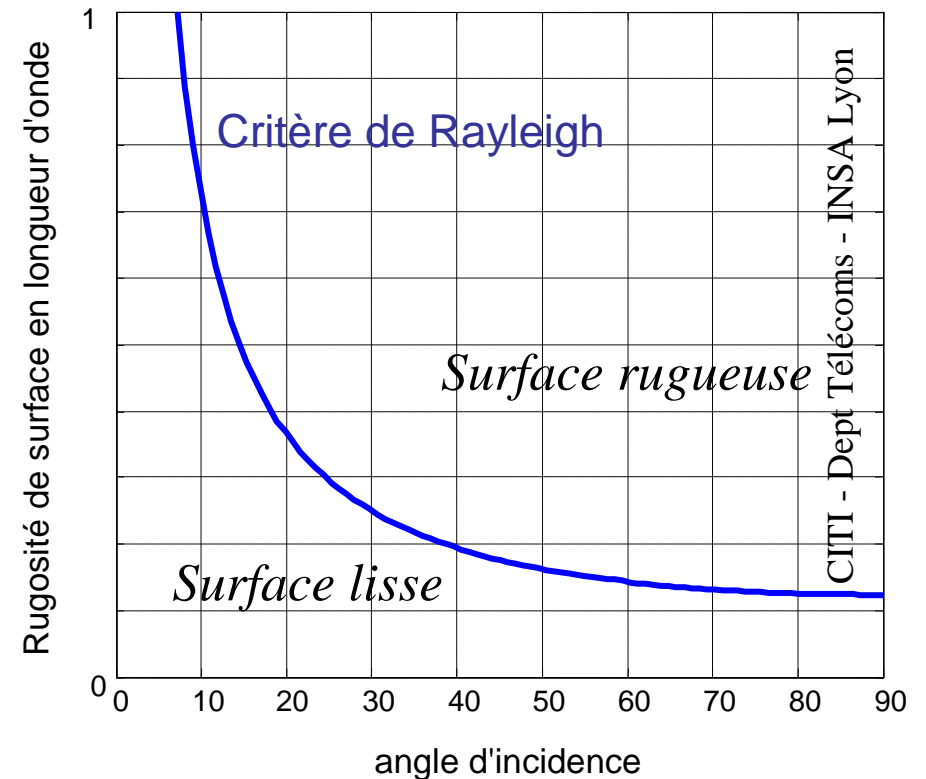
Question de déphasage des ondes élémentaires...

$$\Delta\phi = \frac{4\pi\Delta h \cdot \sin\theta_i}{\lambda}$$

Le critère de Rayleigh (déphasage < 90°)

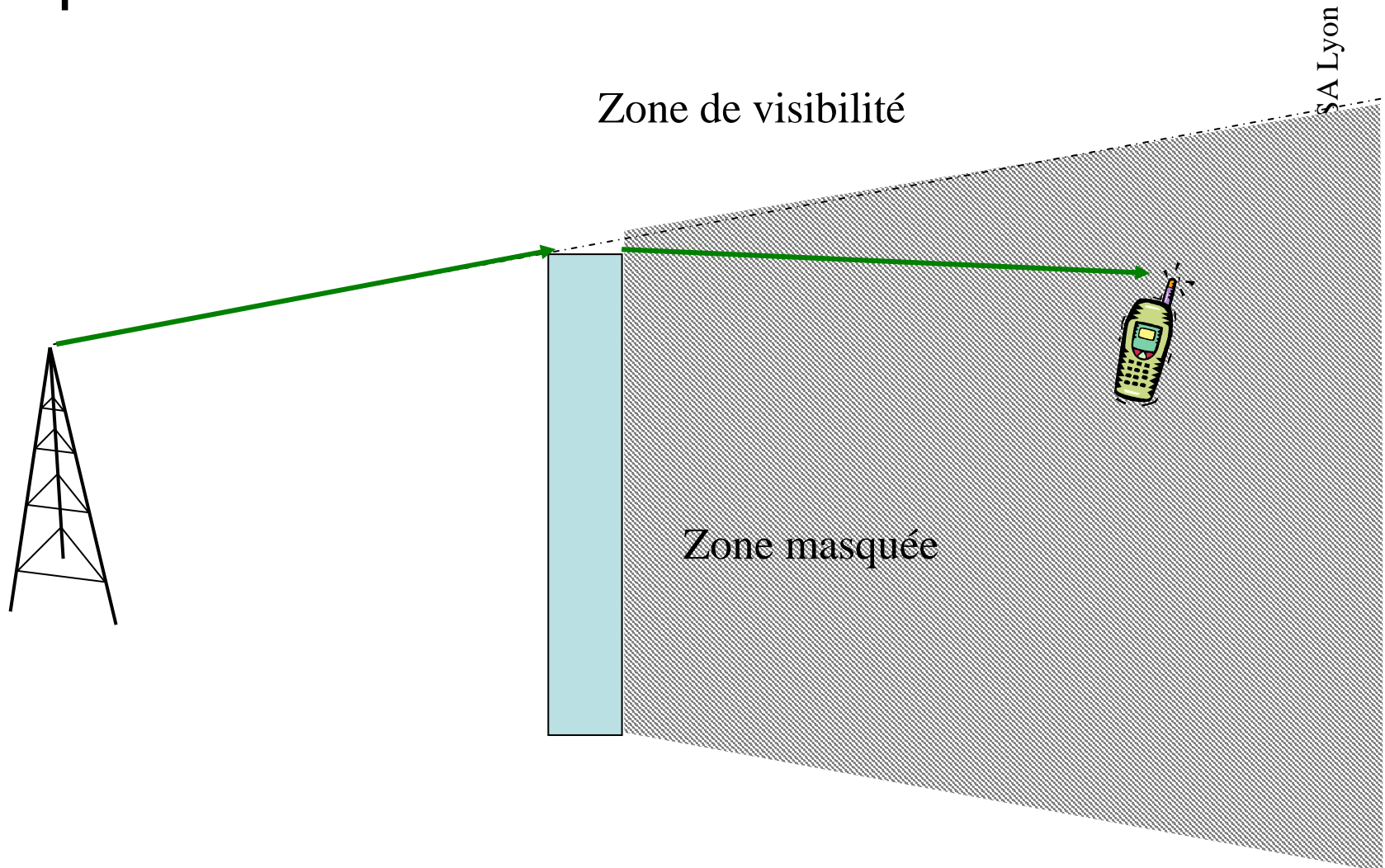
$$\Delta h < \frac{\lambda}{8\sin\theta_i}$$

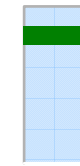
En pratique, on choisit souvent : ¼ du critère de Rayleigh, i.e. déphasage < π/8.



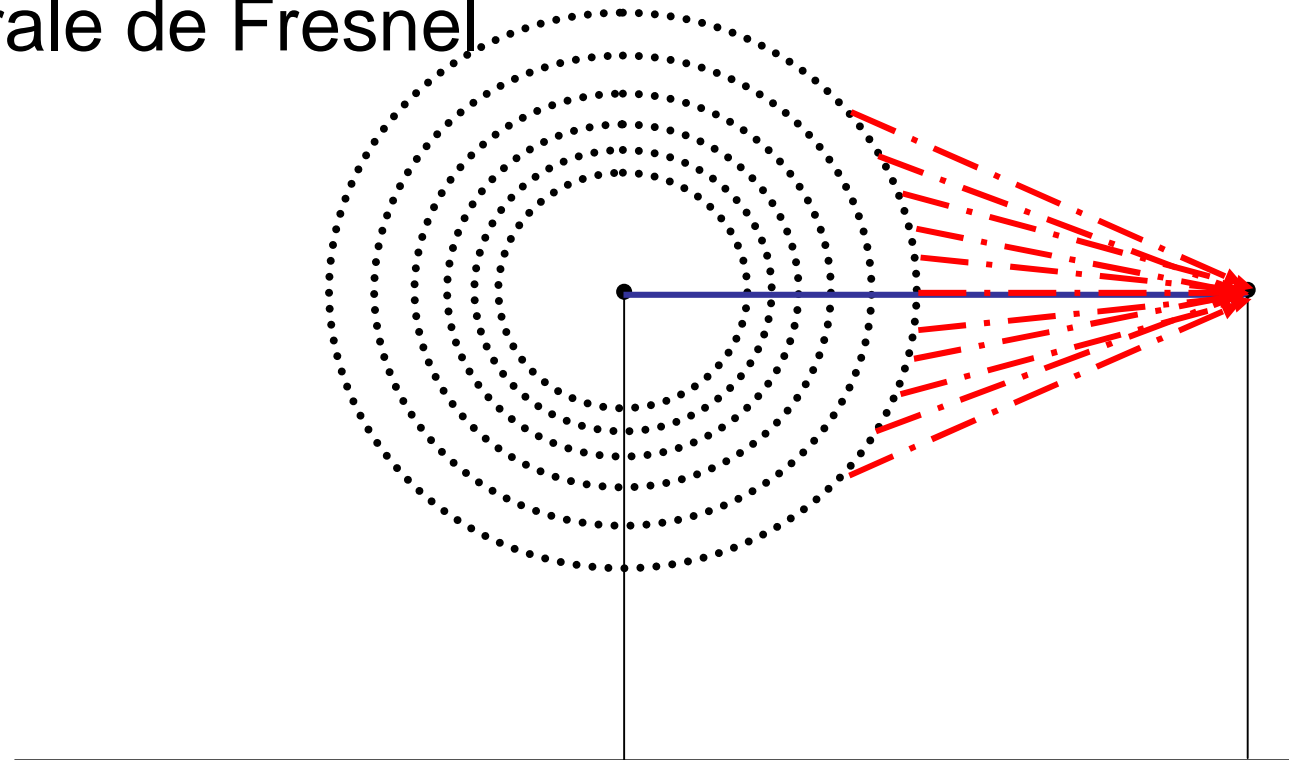
3 – Diffraction

- En présence d'obstacles





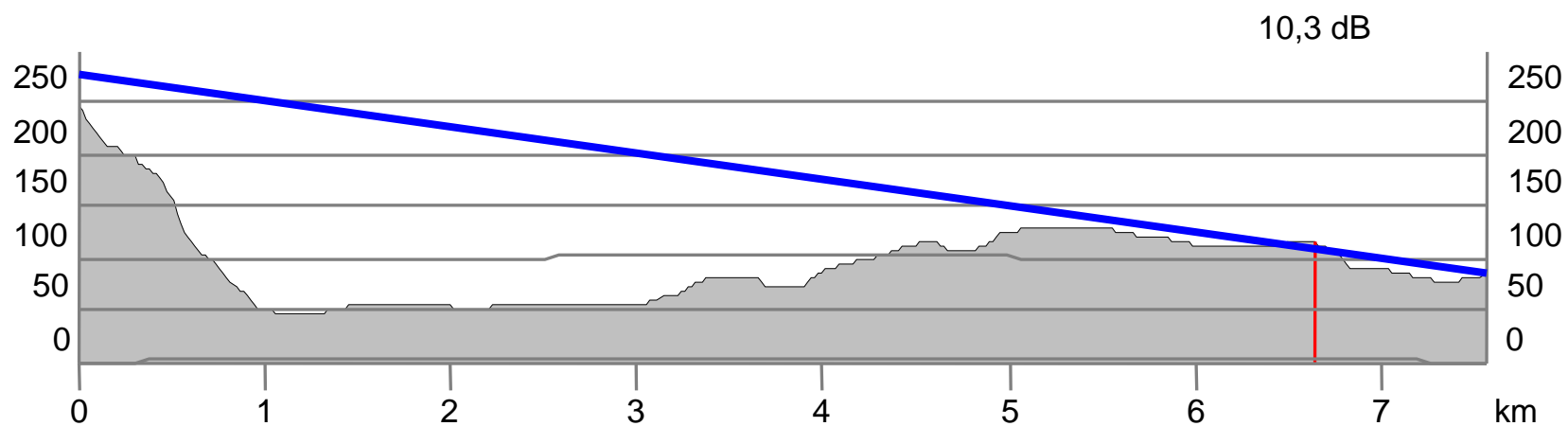
- Les calculs ?
 - Principe d'Huyghens-Fresnel
 - Intégrale de Fresnel.



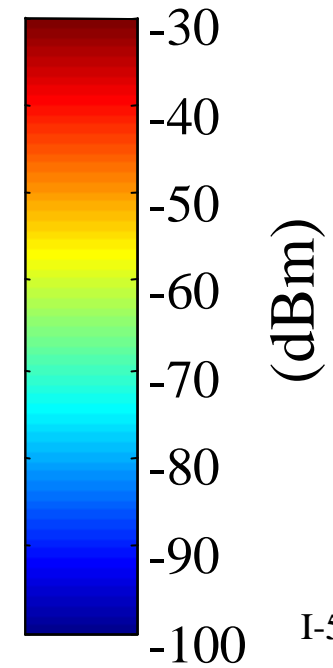
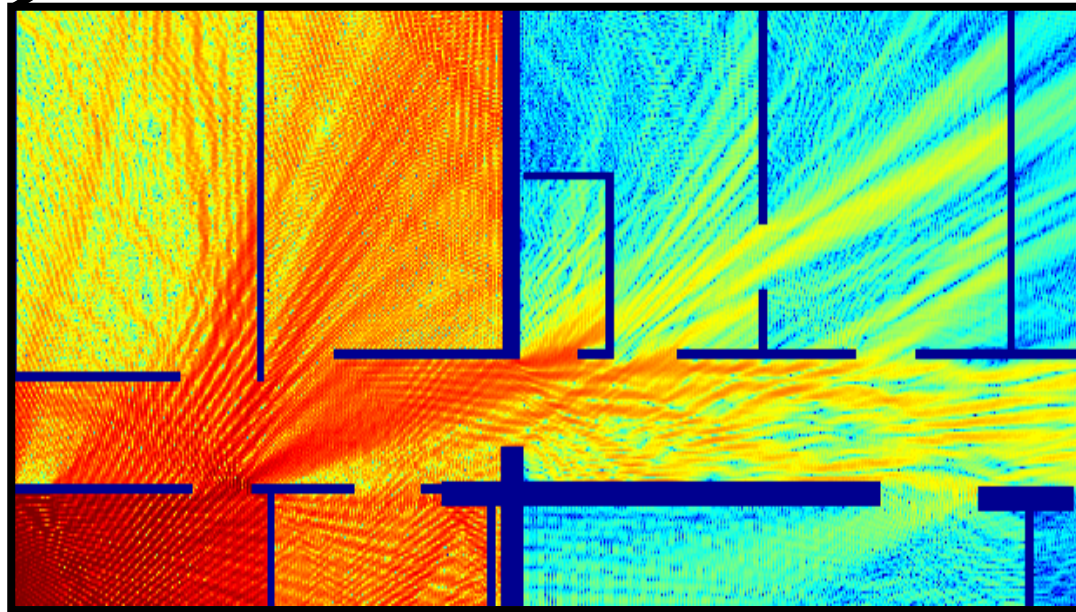
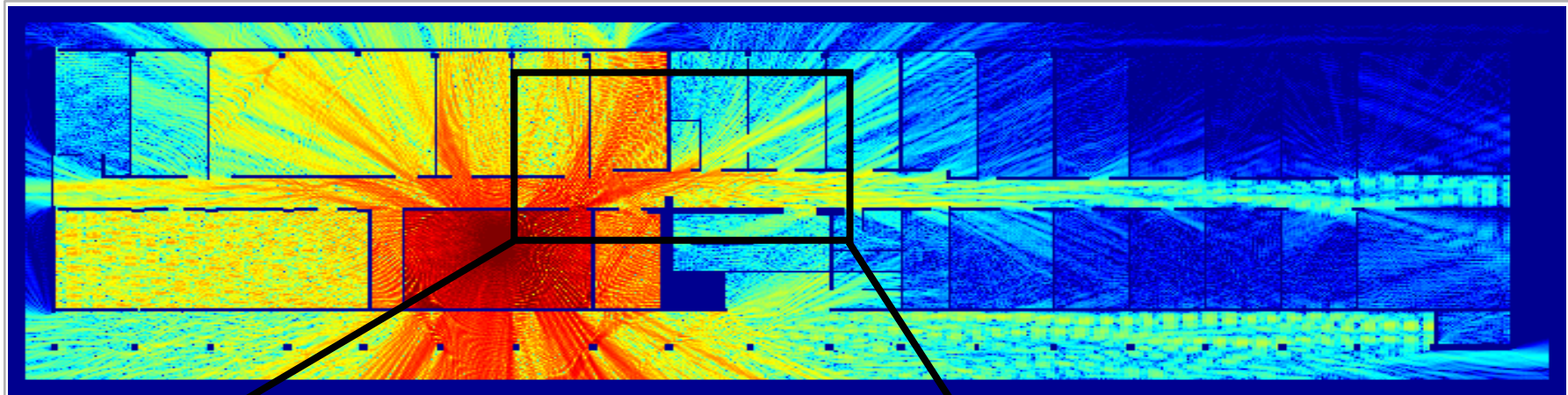


Application en outdoor

- Calcul de pertes sur un profil de terrain



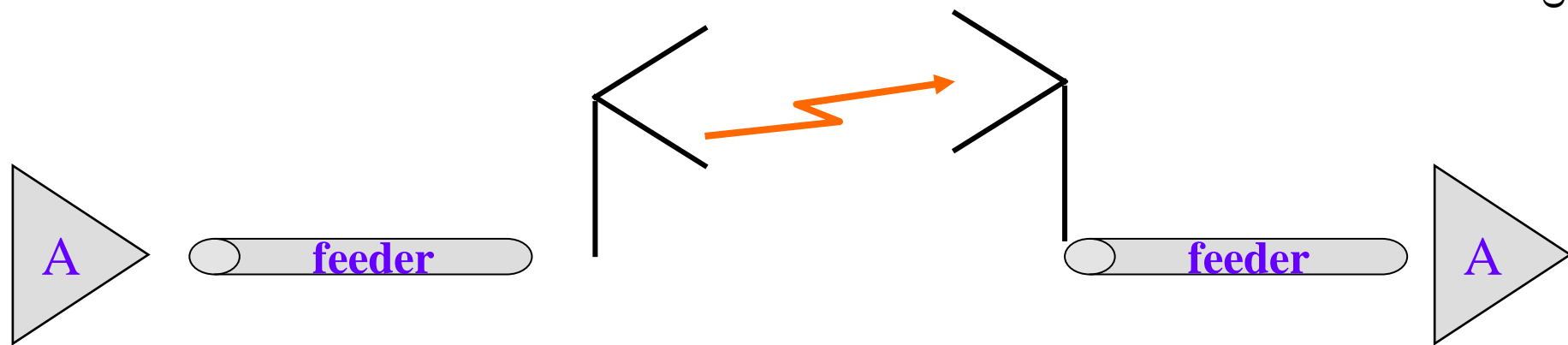
Application en Indoor



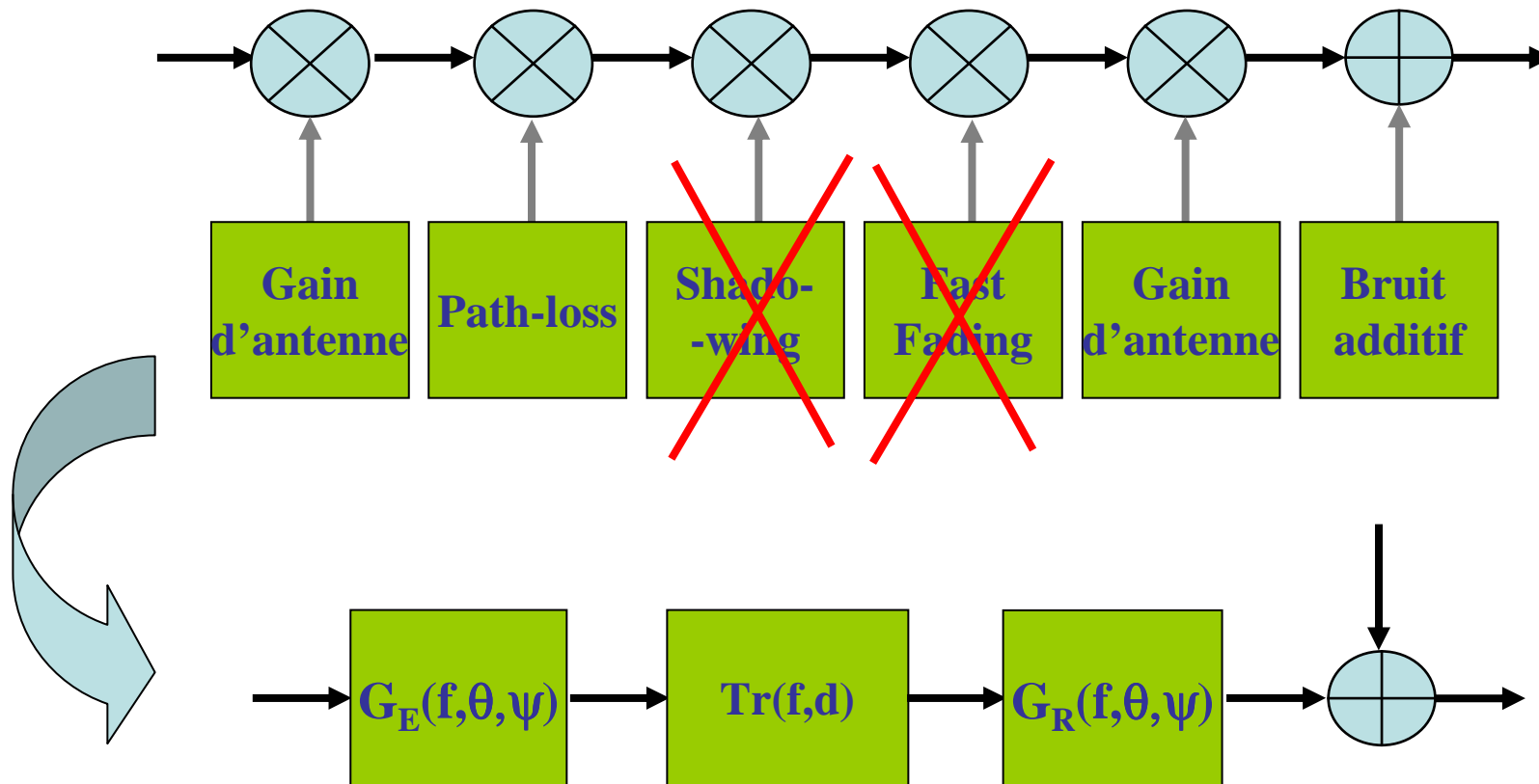
Chap 3 – Bilan de liaison

- Propagation en espace libre
- Effet de sol
- Diffraction

Le bilan de liaison inclus l'ensemble des pertes de transmission :



- A) Repartons du modèle par blocs





- On travaille à une fréquence donnée (porteuse)
- Formule de Friis (par anticipation Ch.4):

$$P_u = \frac{\lambda^2}{(4\pi \cdot d)^2} \cdot L(\vec{p}_E, \vec{p}_R) \cdot F_E \cdot G_E(\theta_E, \psi_E) \cdot F_R \cdot G_R(\theta_R, \psi_R) \cdot P_{\text{ray}}$$

$$\rightarrow |T_R(d, f)|^2 = \frac{\lambda^2}{(4\pi \cdot d)^2}$$

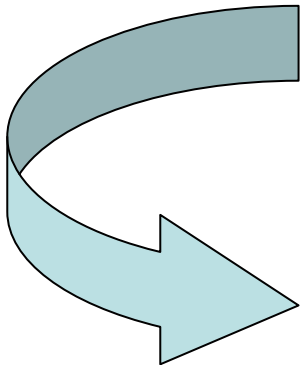
- facteur de pertes par dépolarisation

$$L(\vec{p}_E, \vec{p}_R) = \frac{P_u}{P_{u, \text{alignés}}} = \left| \frac{\langle \vec{p}_E, \vec{p}_R \rangle}{|\vec{p}_E| \cdot |\vec{p}_R|} \right|^2$$



B) Ecriture logarithmique :

$$P_u^{(dBm)} = P_t^{(dB)} + L^{(dB)}(\vec{p}_E, \vec{p}_R) + G_E^{(dB)}(\theta_E, \psi_E) + G_R^{(dB)}(\theta_R, \psi_R) - PL^{(dB)}(d)$$



Pour simplifier on se ramène à

$$P_u^{(dBm)} = P_t^{(dBm)} + G_E^{(dB)} + G_R^{(dB)} - PL^{(dB)}$$



– Quelques unités :

$$P \text{ (dBW)} = 10 \cdot \log_{10}(P(\text{W}) / (1\text{W}))$$

$$P \text{ (dBm)} = 10 \cdot \log_{10}(P(\text{mW}) / (1\text{mW}))$$

$$\text{PIRE} = P_e \cdot G_o$$

– En espace libre

$$PL(d, f) = \underbrace{20 \cdot \log_{10}(4\pi)}_{21.98} + 20 \cdot \log_{10}\left(\frac{d}{\lambda}\right)$$

- Les pertes sont égales à 22dB plus 20dB/dec relativement à la longueur d'onde



Chapitre 3


Espace libre

☞ Pour différentes distances (100m, 1km 10km, 100km) comparez l'affaiblissement en fonction de la fréquence (pour les grandes ondes, la FM, les ondes radio GSM, les ondes ISM (wLAN), les hyperfréquences autour de 40-60GHz).

Tracez l'affaiblissement en fonction de la distance émetteur-récepteur en espace libre, pour les différentes fréquences citées ci-dessus.

Concluez sur les choix à faire en terme de gamme de fréquence en fonction de l'application choisie.



 Soit une antenne GSM omnidirectionnelle en zone rurale (censée couvrir une cellule circulaire de quelques kilomètres).

Sachant que la fréquence est de 900MHz et que la PIRE est de 40dBm.

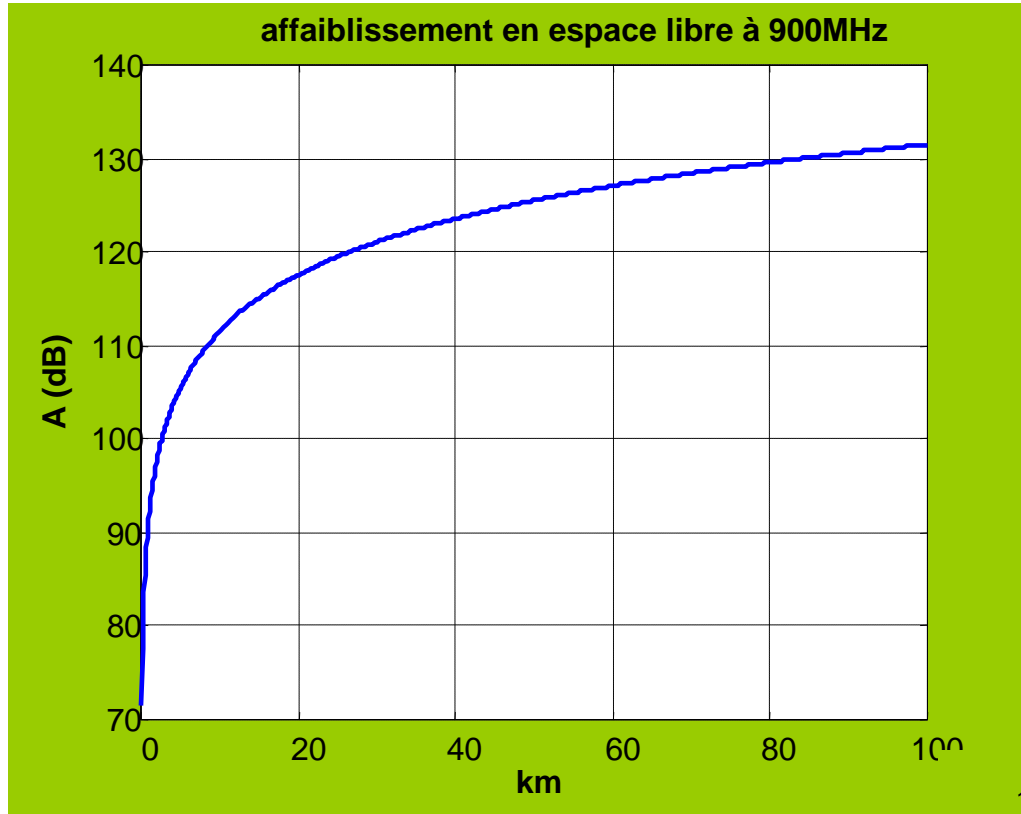
Prenons, en réception, le cas d '1 antenne 1/2 onde symétrique.

- Calculez la distance pour laquelle la puissance reçue est de 0dBm, -40dBm, -80dBm....
- Quels sont les niveaux de tension respectifs à l'entrée du récepteur en fonction de la distance?

Conclusions.

Chapitre 3

Espace libre

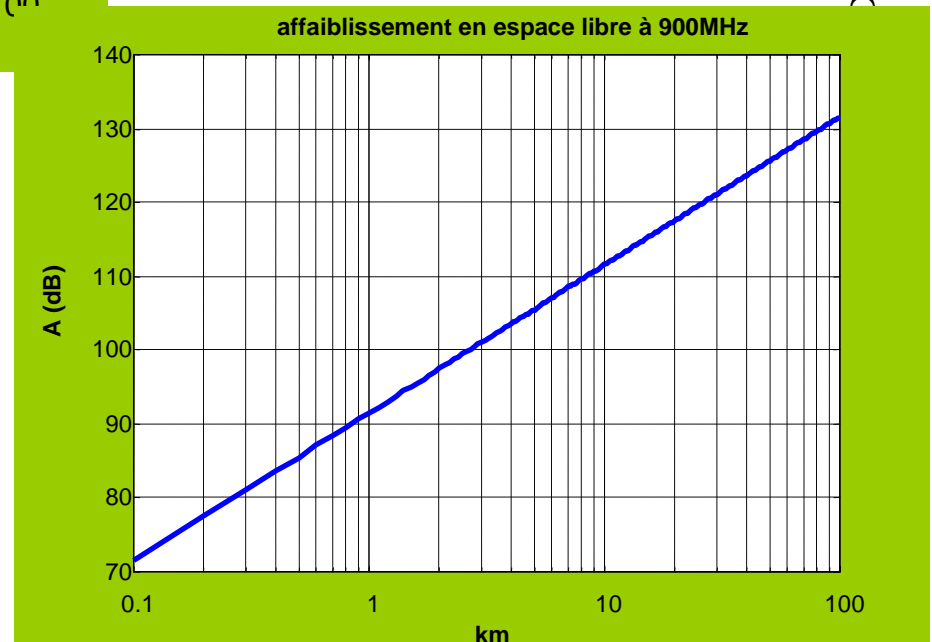


Remarque : l'amplitude du signal est divisée par 2, à chaque fois que l'affaiblissement gagne 6dB.

Dept Télécom - INSA Lyon

La pente est de 20dB par décade :
à chaque décade, l'amplitude est divisée par 10.

Rappel : la formule n'est valable qu'en champ lointain et en espace libre).



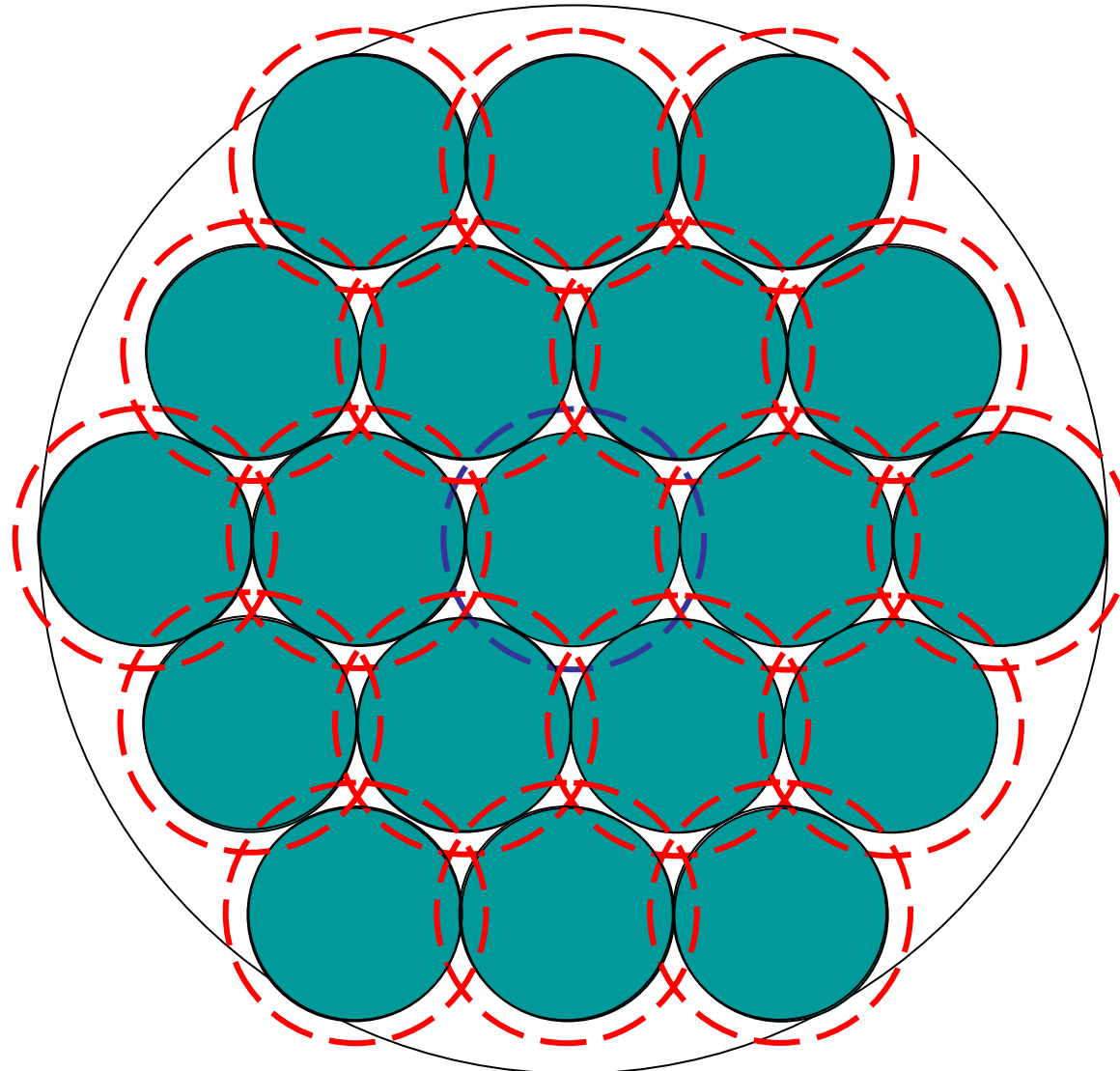


 On veut couvrir une certaine zone rurale de diamètre 100km.

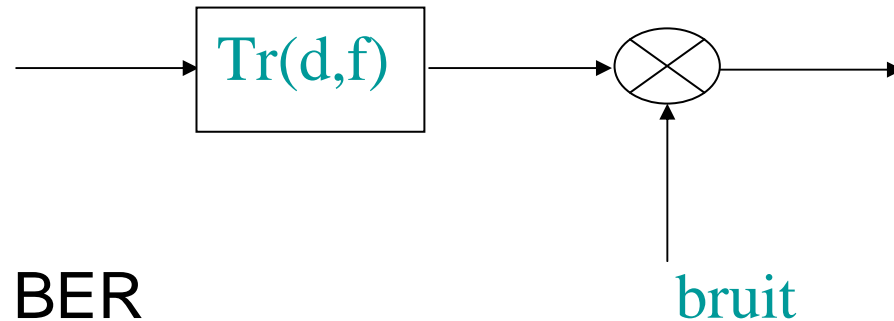
On suppose que les antennes (omnidirectionnelles de type 1/2 onde) sont placées à 25m de hauteur et délivrent une puissance PIRE de 10W. On veut garantir un lien radio en tout point du plan avec au moins une des antennes, c'est à dire un niveau de signal supérieur à -40dBm proposez un quadrillage de la zone avec un nombre minimal d'antennes. Délimitez les zones dites de recouvrement et les zones dites de brouillage (SNR<20dB).



🖱 Pourcentage de zone couverte???



C) Seuil de réception



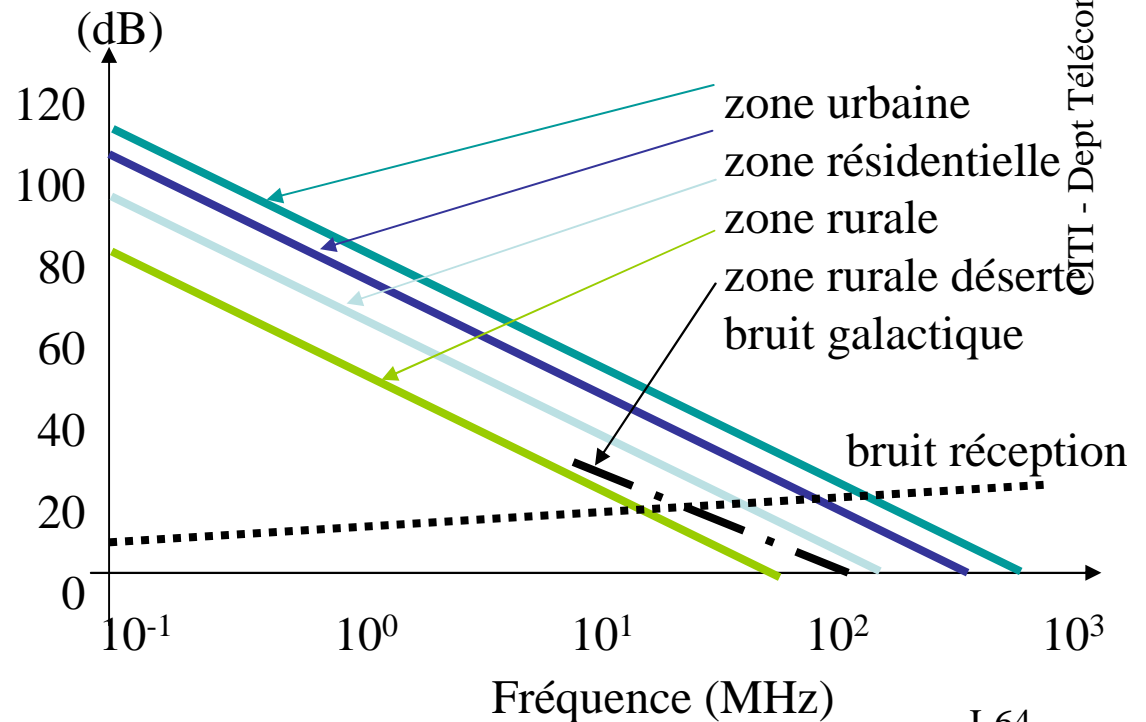
- Modulation, codage, BER
- ➔ Définissent un SNR acceptable :
(notations : SNR, SINR, C/I, E_b/N_0).

En échelle logarithmique : $C/I = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{E_b}{N_0} \right)$

D) Les sources de bruit

- galactique (15MHz, 100GHz)
- thermique (Johnson): bruit blanc jusqu'aux infrarouges...
- artificiel: évolutif, non prédictible

Niveau de bruit
relatif
au
bruit thermique
minimal





E) Le bruit thermique :

- 3 grandeurs : température, bande passante, constante de Boltzmann :

$$P_N = k \cdot T \cdot B$$

avec $k=1.379 \cdot 10^{-23} \text{ W.Hz}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$

☞ exemple : GSM : $B=270\text{kHz}$, $T=290\text{K}$

- facteur de bruit $F = \frac{N_{out} / G}{k.T.B} = \frac{N_{eq}}{k.T.B}$

- figure de bruit $F_{dB} = 10 \cdot \log_{10}(F)$

- température de bruit $N_{eq} = k.T.B + k.T_{eq}.B$

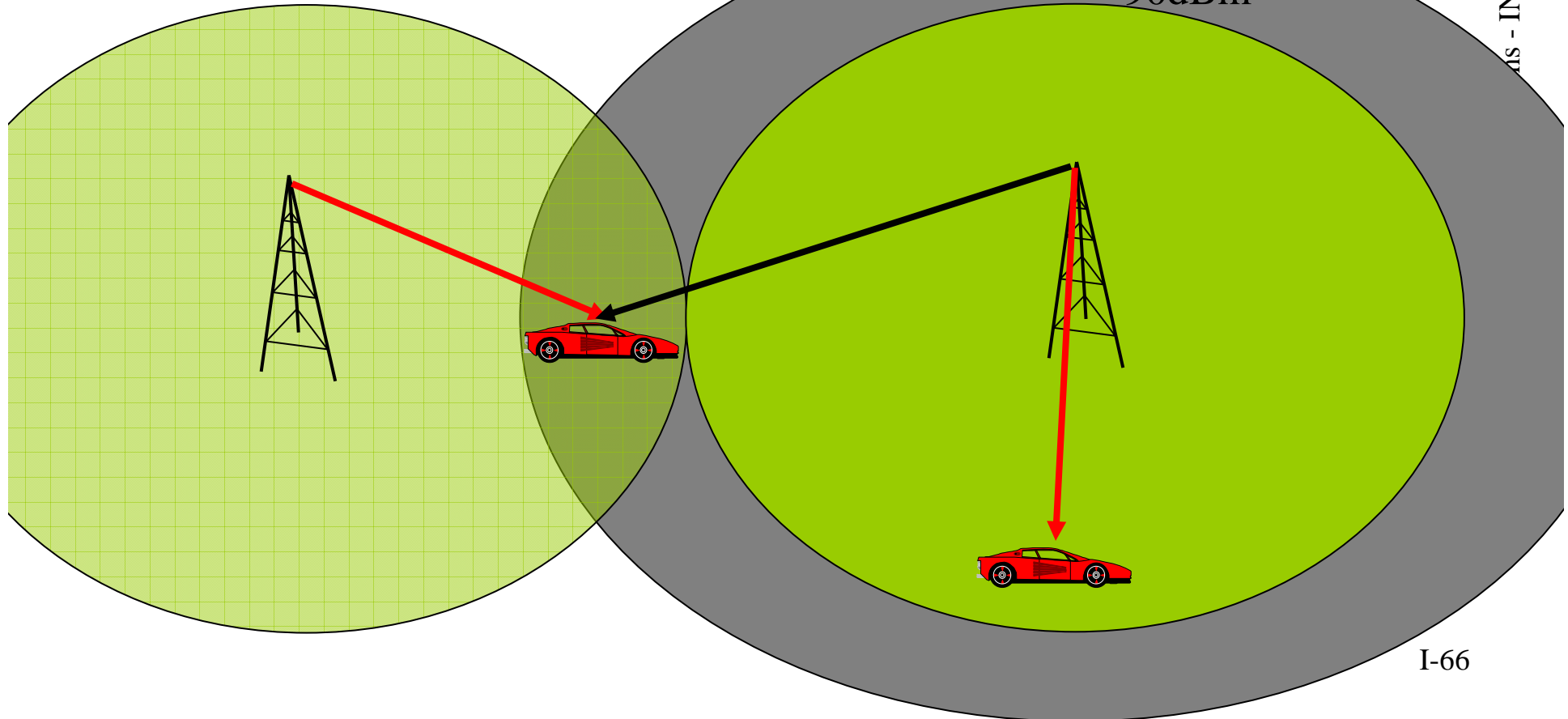


F) Interférences :

– Exemple de brouillage inter-cellulaire

-120dBm

-90dBm

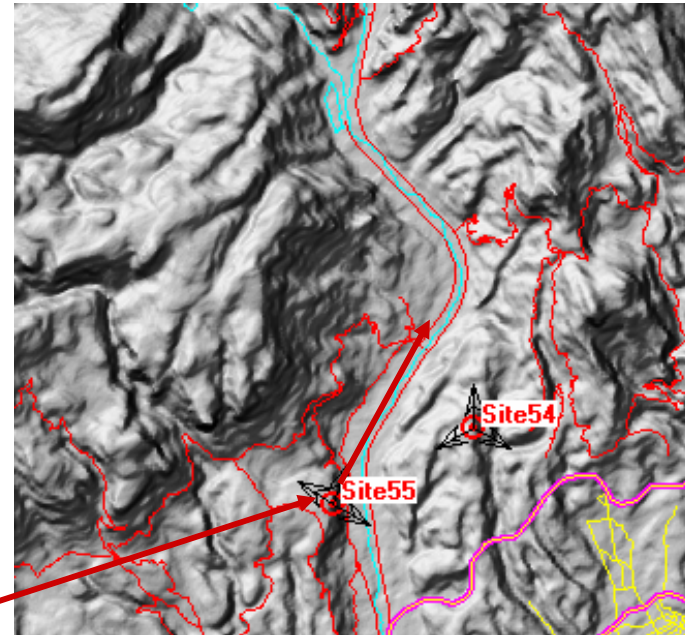


1- Effet de sol

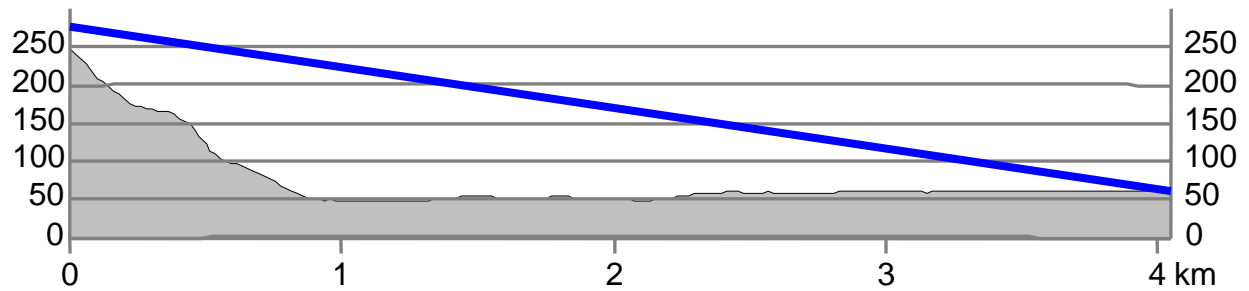
A) Profil de terrain

Relevé d'altitudes sur la ligne émetteur-récepteur

Recherche d'obstacles ...



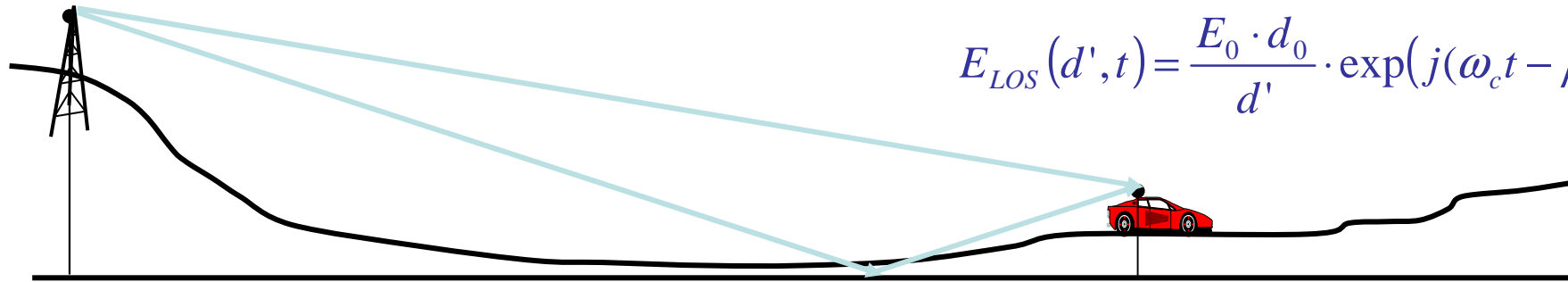
CITI - Dept Télécoms - INSA Lyon





B) Modèle à 2 raies

En LOS, on a 2 trajets principaux



$$E_{LOS}(d', t) = \frac{E_0 \cdot d_0}{d'} \cdot \exp(j(\omega_c t - \beta d'))$$

$$E_{GND}(d'', t) = \underline{R} \cdot \frac{E_0 \cdot d_0}{d''} \cdot \exp(j(\omega_c t - \beta d''))$$

$$E_{TOT}(d, t) = \frac{E_0 \cdot d_0}{d} \cdot \exp(j(\omega_c t - \beta d')) \cdot [1 + \underline{R} \cdot \exp(-j\beta\Delta)]$$

$$PL \approx 22 + 20 \log\left(\frac{d}{\lambda}\right) - 20 \log|1 + \underline{R} \cdot \exp(-j\beta\Delta)|$$



- Modélisation géométrique



PL devient :

$$PL \approx 22 + 20 \log \left(\frac{d}{\lambda} \right) - 20 \log \left| \sin \left(\frac{\varphi}{2} \right) \right|$$

avec :

$$\varphi = \frac{2\pi\Delta}{\lambda}$$



- Conséquence à grande distance (incidence rasante)
 - PL devient :

$$PL \approx 22 + 20 \log \left(\frac{d}{\lambda} \right) - 20 \log \left| \sin \left(\frac{\varphi}{2} \right) \right| \quad \text{avec : } \varphi = \frac{2\pi\Delta}{\lambda}$$

$$\text{si } d > \frac{20 \cdot h_r \cdot h_t}{\lambda} \quad (\sin \varphi \rightarrow \varphi)$$

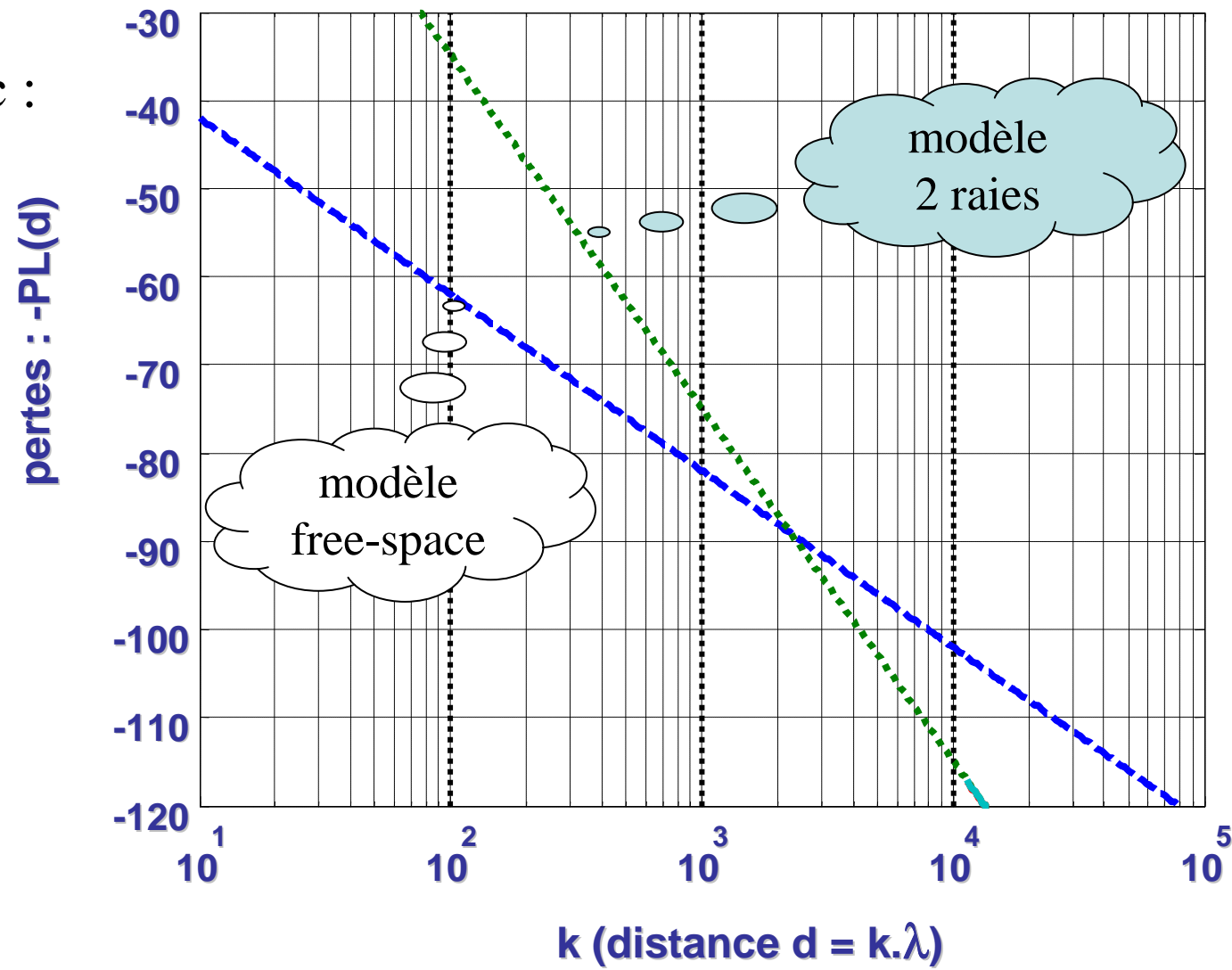
$$\text{on obtient : } PL = 40 \log d - 20 \log h_T - 20 \log h_R$$

Rem : pour respecter les 'règles' d'utilisation des dB, on devrait écrire :

$$PL = 20 \log \left(\frac{d}{h_T} \right) + 20 \log \left(\frac{d}{h_R} \right)$$

Exemple : GSM, $\lambda=30\text{cm}$, $h_E=15\text{m}$; $h_R=1,5\text{m}$

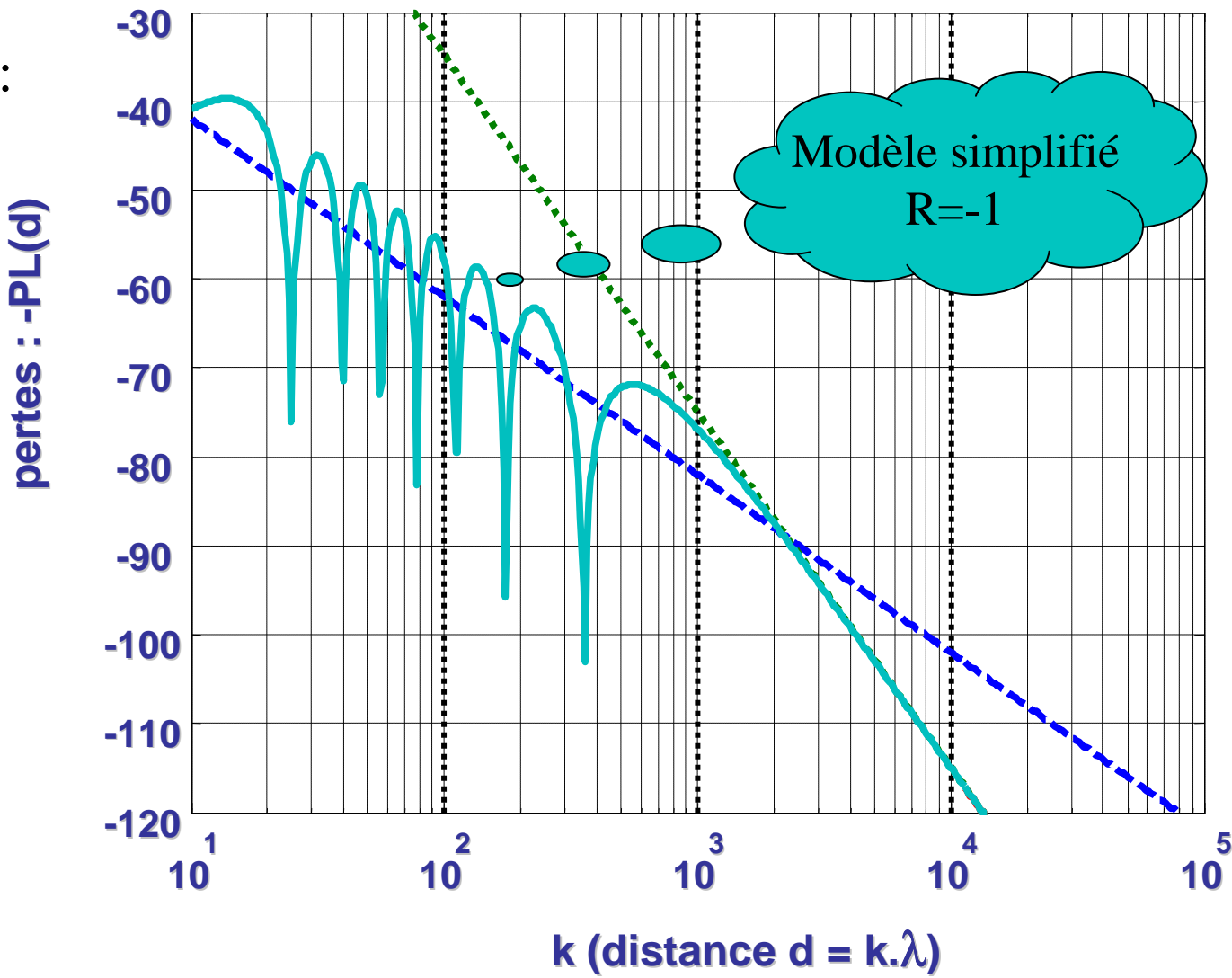
Sol sec :
 $\epsilon_r=5$





Exemple : GSM, $\lambda=30\text{cm}$, $h_E=15\text{m}$; $h_R=1,5\text{m}$

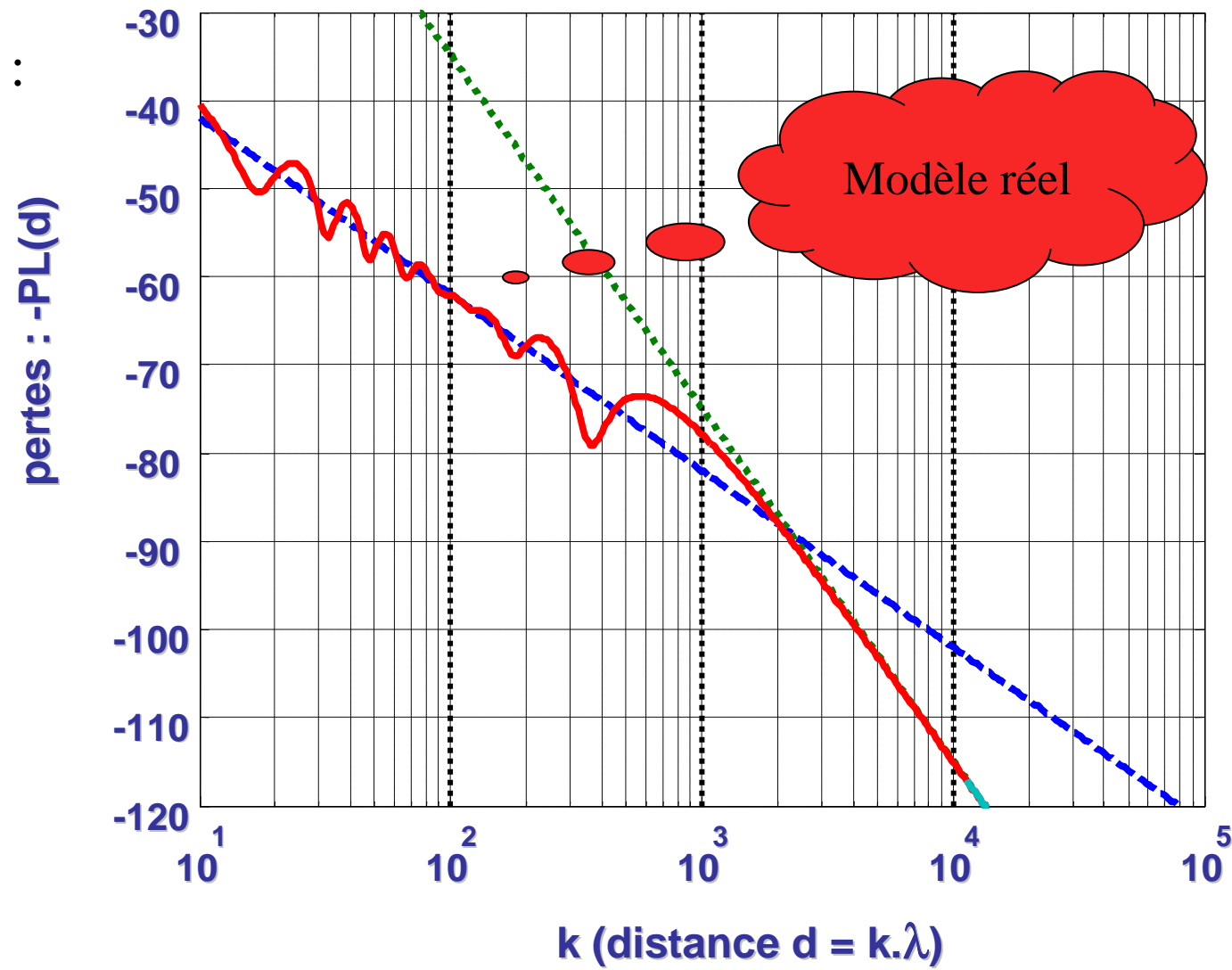
Sol sec :
 $\epsilon_r=5$





Exemple : GSM, $\lambda=30\text{cm}$, $h_E=15\text{m}$; $h_R=1,5\text{m}$

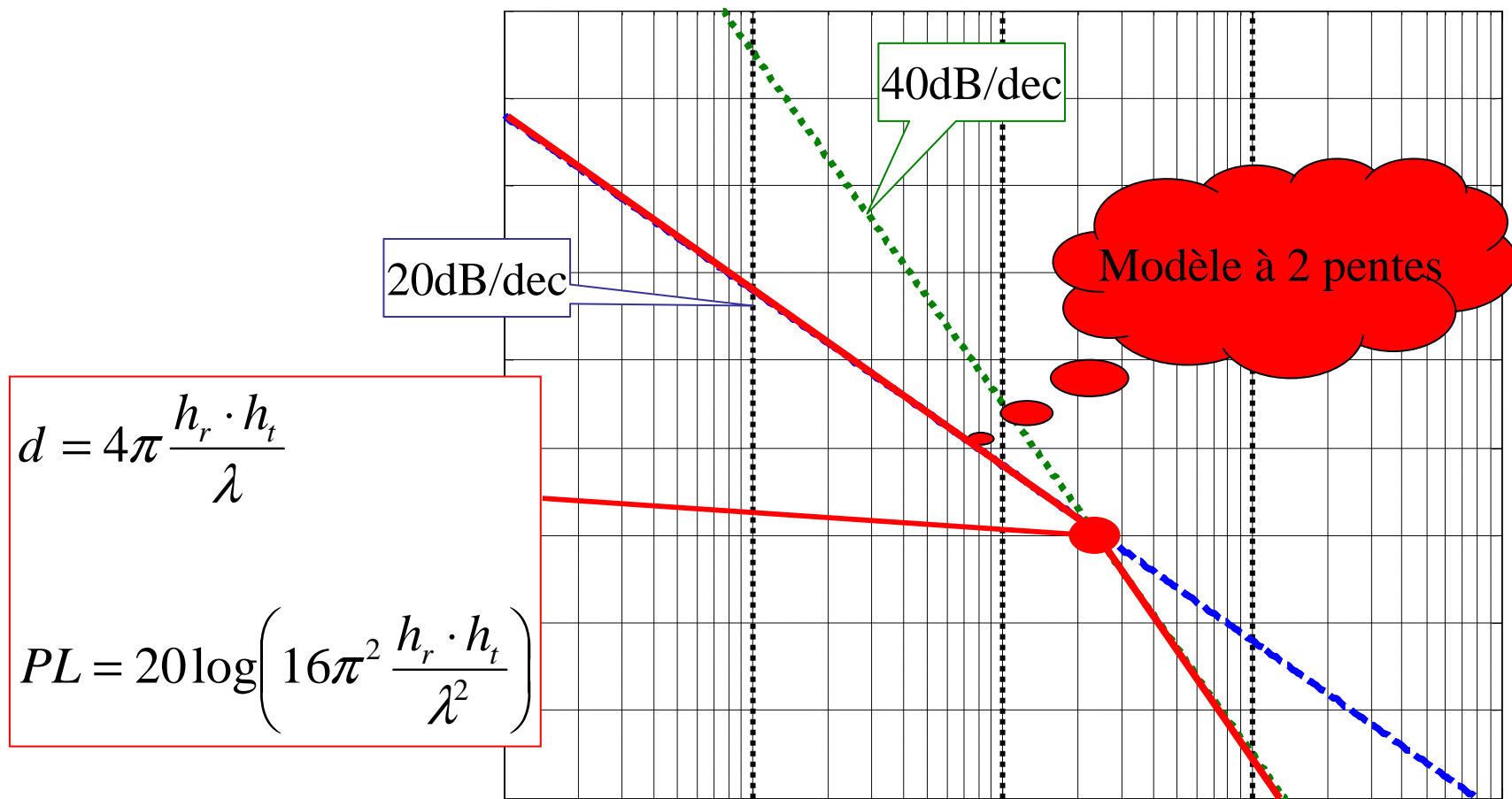
Sol sec :
 $\epsilon_r=5$

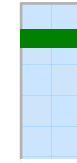




Exemple : GSM, $\lambda=30\text{cm}$, $h_E=15\text{m}$; $h_R=1,5\text{m}$

pertes : $-PL(d)$





Chapitre 3

Effet de sol

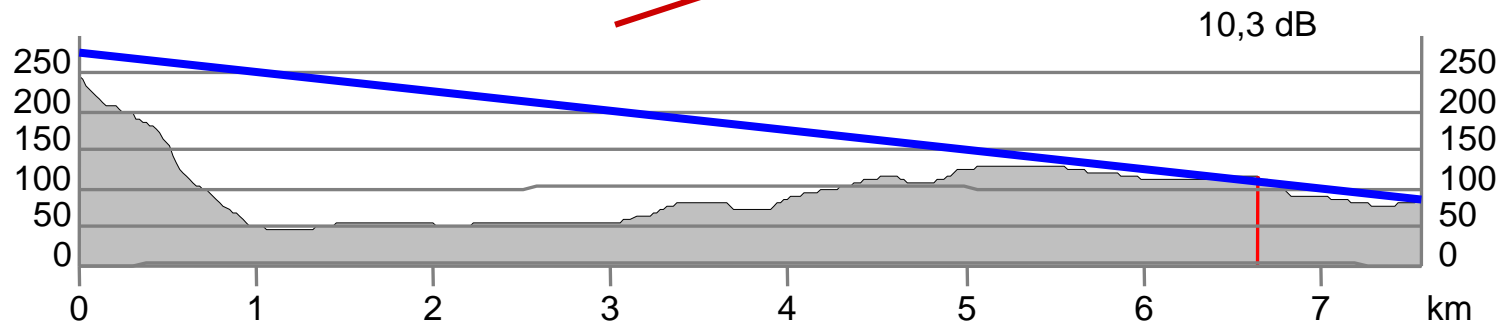
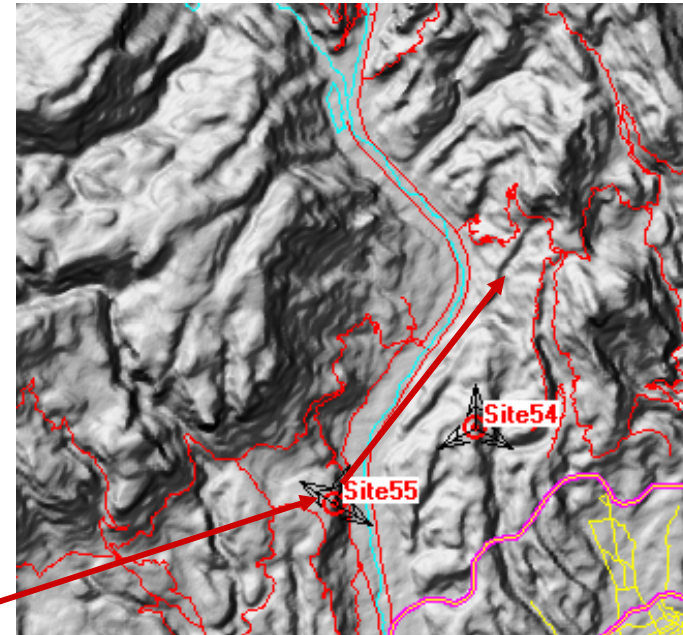
☞ Etudiez pour le GSM, la position du point de rupture (dans la bande des 900MHz, et des 1800MHz) pour 1 BTS à 15m de hauteur, et un récepteur à 2m du sol.

Conclusions

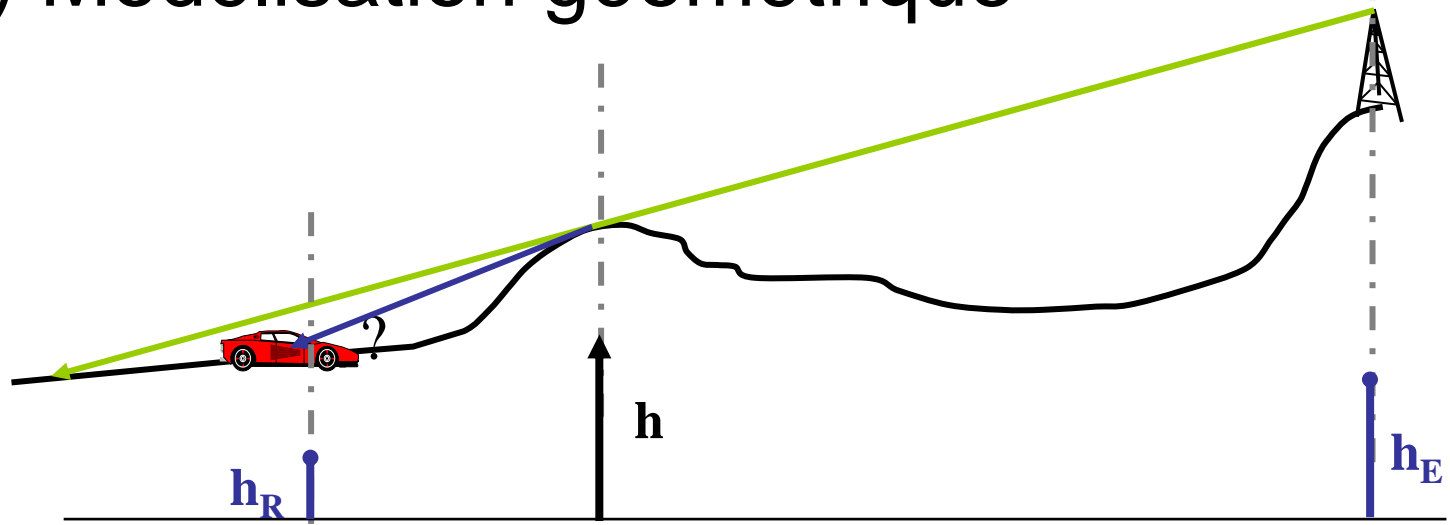
☞ Pour du WiFi, à 2,4GHz, faudrait-il tenir compte de ce modèle en Indoor ?

1- Diffraction

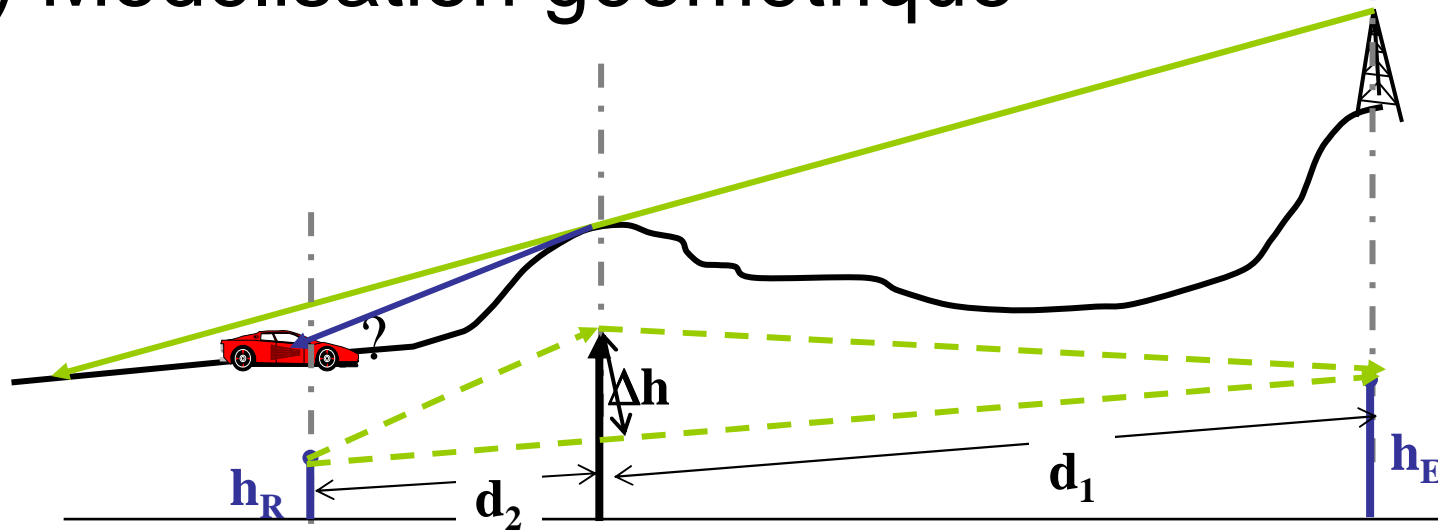
- Obstacle
- On n'a plus de visibilité directe (NLOS)
- Une approche purement géométrique prévoirait l'absence de signal ...



A) Modélisation géométrique



A) Modélisation géométrique



$$\Delta = \frac{\Delta h^2}{2} \cdot \frac{(d_1 + d_2)}{d_1 \cdot d_2}$$

$$v = \Delta h \cdot \sqrt{\frac{2(d_1 + d_2)}{\lambda \cdot d_1 \cdot d_2}}$$

$$\Phi = \frac{\pi v^2}{2}$$



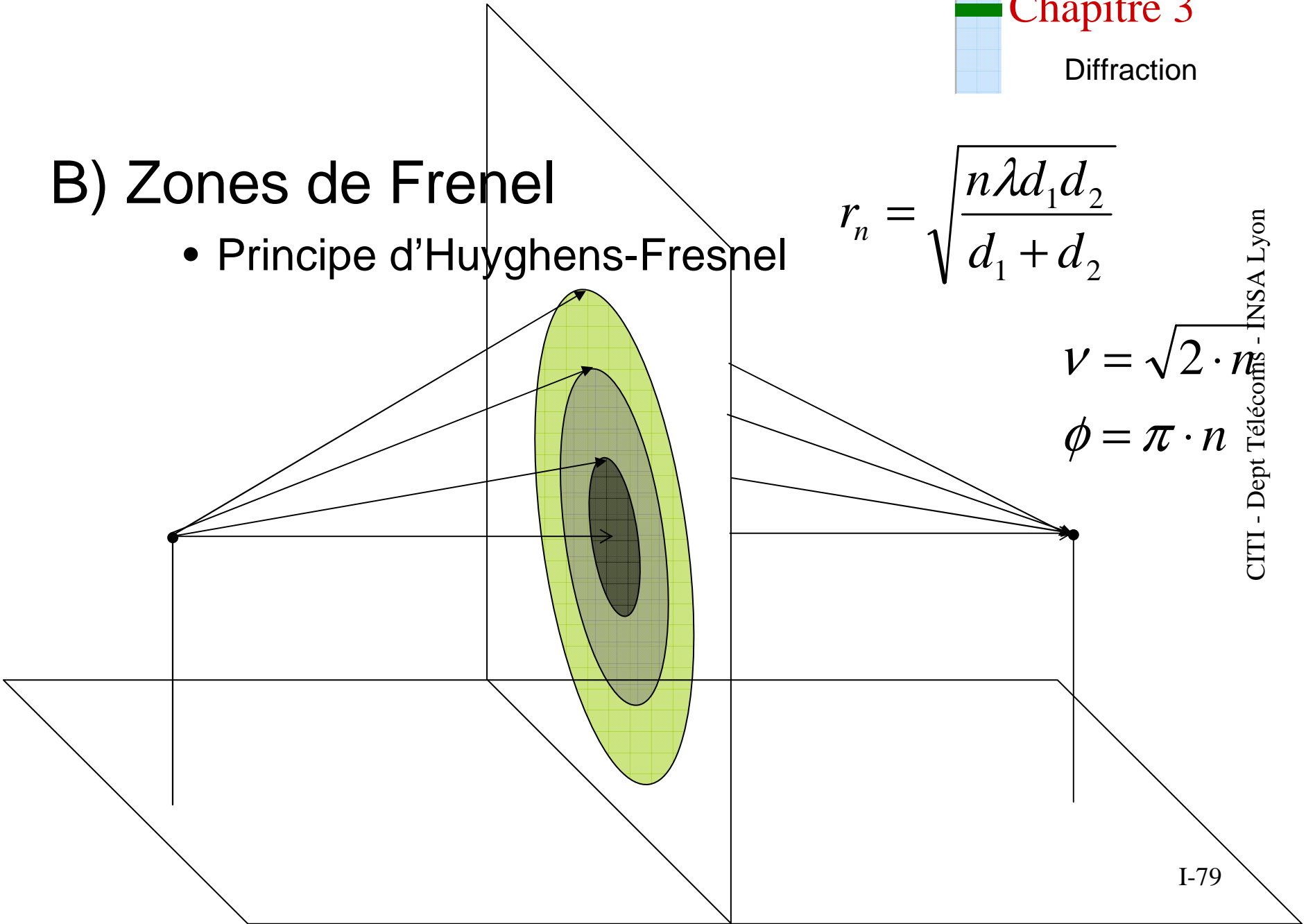
B) Zones de Fresnel

- Principe d'Huyghens-Fresnel

$$r_n = \sqrt{\frac{n\lambda d_1 d_2}{d_1 + d_2}}$$

$$v = \sqrt{2 \cdot n}$$

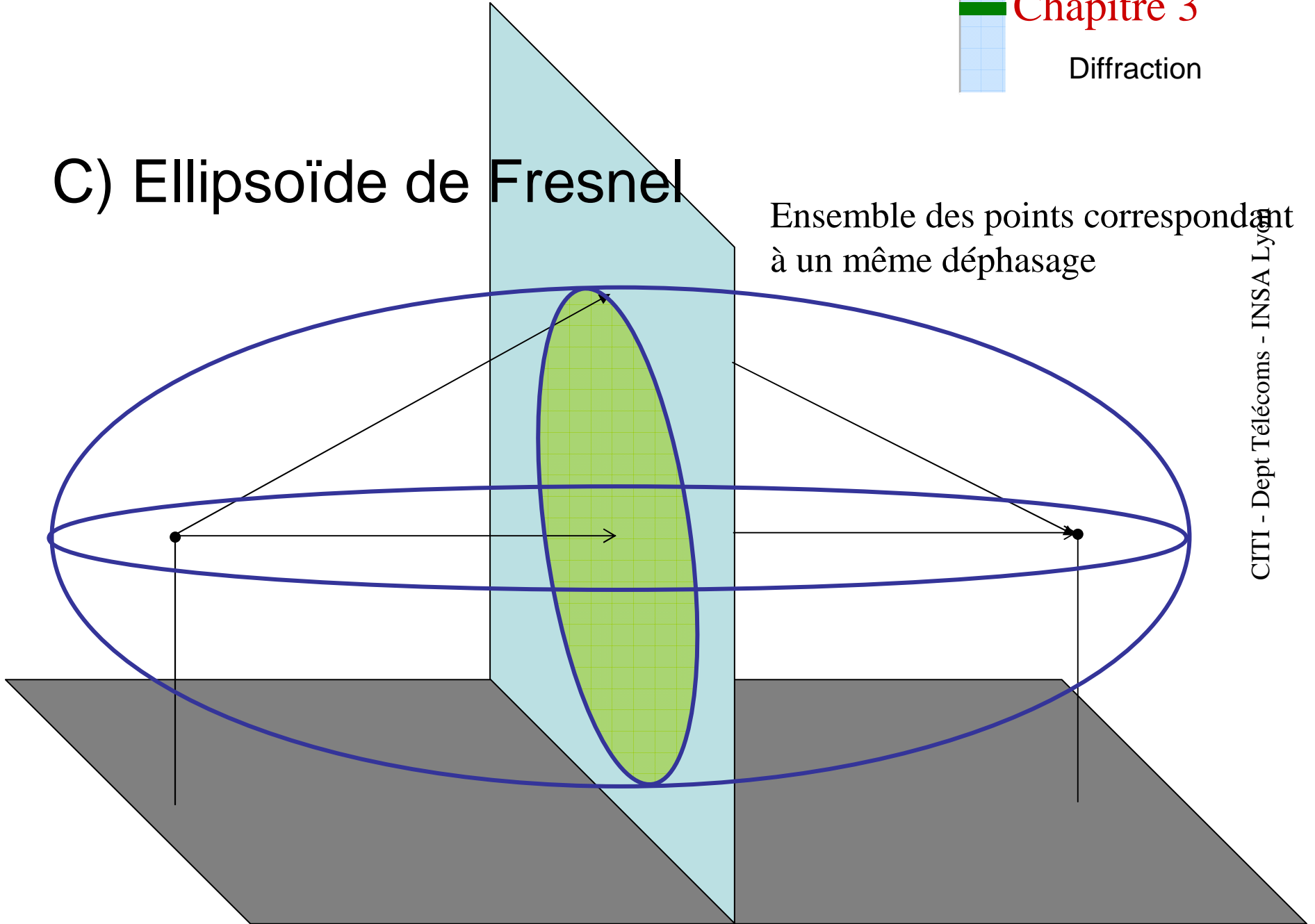
$$\phi = \pi \cdot n$$





C) Ellipsoïde de Fresnel

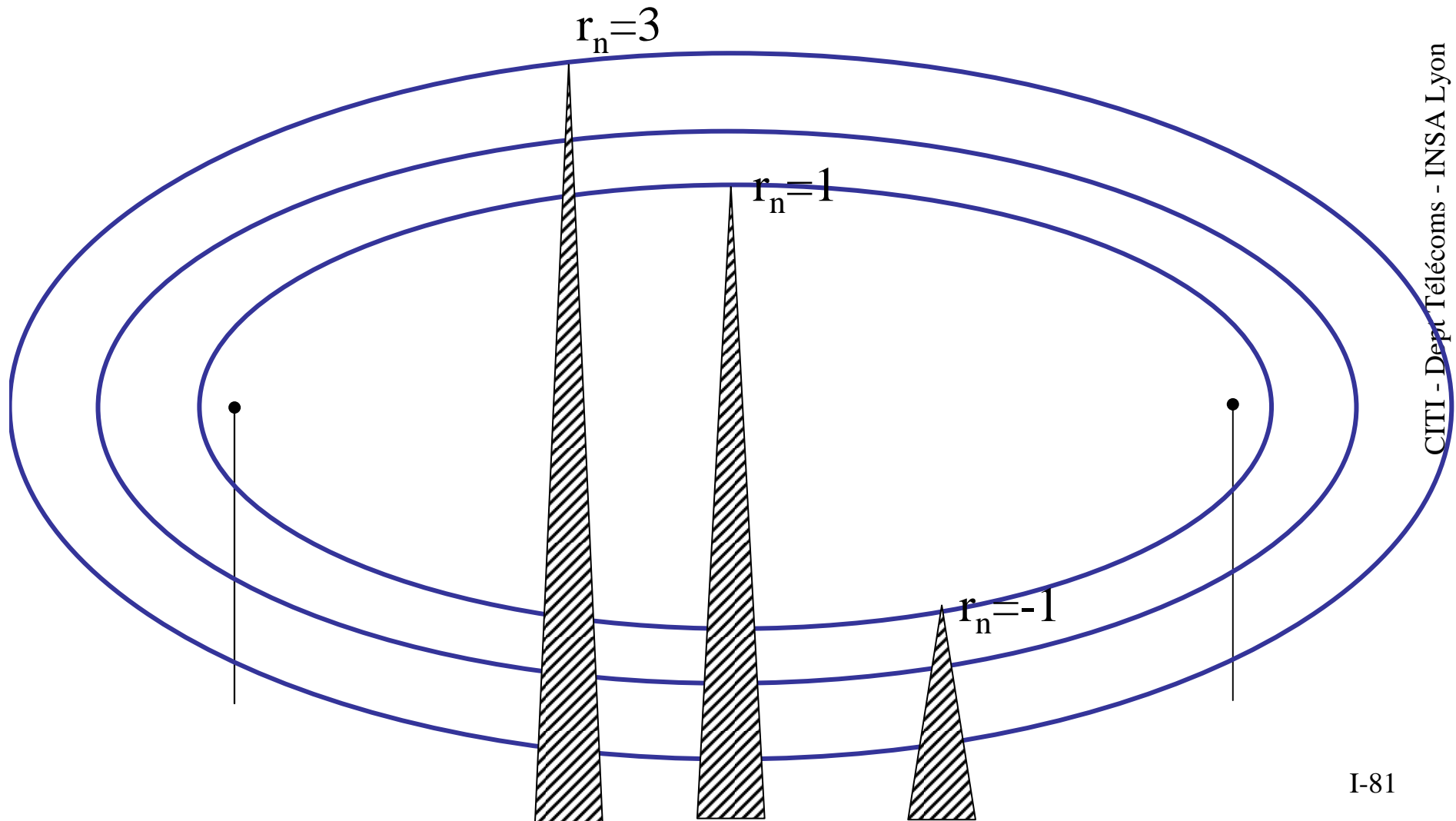
Ensemble des points correspondant à un même déphasage





Chapitre 3

Diffraction

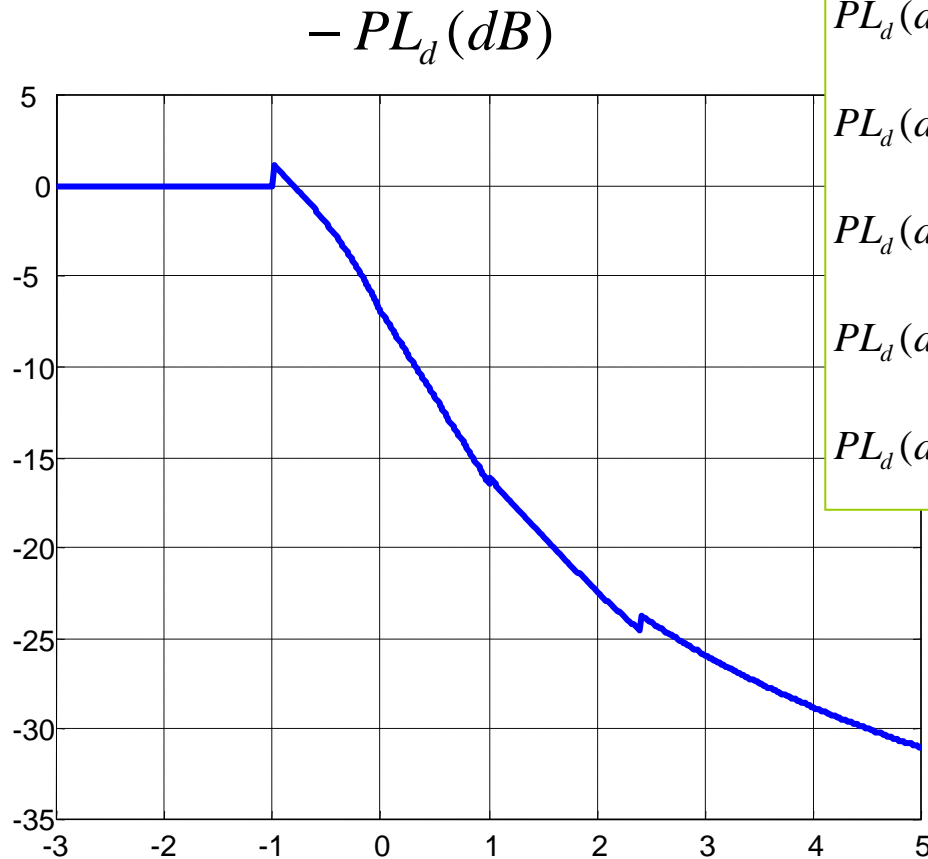




Chapitre 3

Diffraction

Calcul approché :



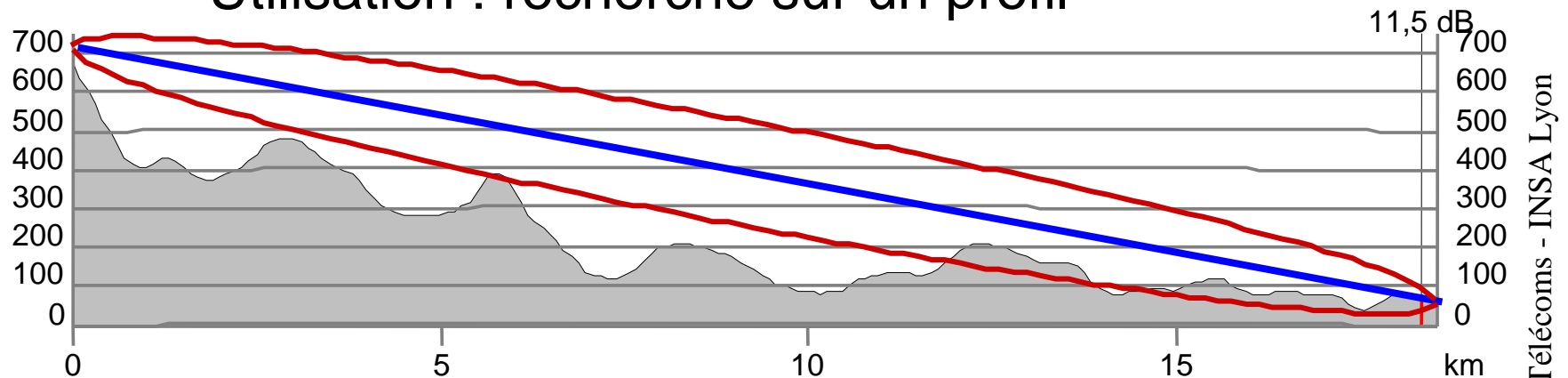
$$PL_d(dB) = 0 \quad ; \nu \leq -1$$
$$PL_d(dB) = 20 \log(0.5 - 0.62\nu) \quad ; -1 \leq \nu \leq 0$$
$$PL_d(dB) = 20 \log(0.5 \exp(-0.95\nu)) \quad ; 0 \leq \nu \leq 1$$
$$PL_d(dB) = 20 \log\left(0.4 - \sqrt{0.1184 - (0.38 - 0.1\nu)^2}\right) \quad ; 1 \leq \nu \leq 2.4$$
$$PL_d(dB) = 20 \log\left(\frac{0.225}{\nu}\right) \quad ; \nu > 2.4$$

Rem : $F(\nu)$ intégrale de Fresnel

$$F(\nu) = \frac{1+j}{2} \int_{\nu}^{\infty} \exp\left(-\frac{j\pi \cdot t^2}{2}\right) \cdot dt$$

$$PL_d(dB) = 20 \cdot \log|F(\nu)| \quad \text{I-82}$$

- Utilisation : recherche sur un profil



Exercice

Etudiez l'influence d'un obstacle dans les conditions suivantes :

contexte : GSM : $f=900\text{MHz}$, $\lambda\sim 30\text{cm}$

distances : 300m, 3km, 30km, obstacle à -10m, 0m, +- 10m de la LOS

réponses :

obstacle à : -10 m : négligeable sauf pour 30km (-6dB)

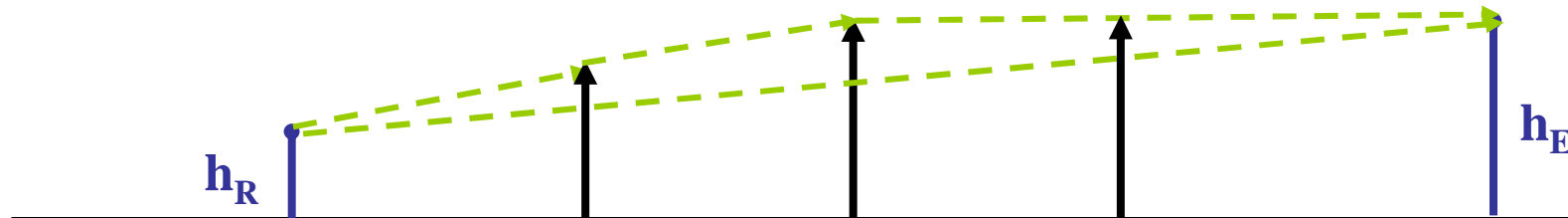
0 m : -6dB pour tous

10 m : resp. -25dB, -16dB, -10dB



D) Diffraction multiple

- (multiple knife-edge diffraction)



Caractérisé par la présence de plusieurs arêtes (plusieurs points sur le profil ayant un paramètre de Fresnel supérieur à -1).



- Résolution approchée
 - méthode de Deygout
 - 1) parmi les points de diffraction, sélectionner le plus élevé. Calculer le coef. De pertes C1.
 - 2) considérer ce point comme récepteur/émetteur intermédiaire.
 - 3) rechercher sur chacun des 2 sous-chemins le nouveau point de diffraction. Calculer des nouveaux coefficients de pertes C2, C3.
 - 4) réitérer jusqu'à ce qu'il n'y ait plus de diffraction

Bilan de liaison point à point (terre-satellite) en travaillant avec les puissances de bruit

| | |
|--|-------------------------|
| Puissance émetteur | 20 dBW |
| pertes circuit émetteur | -2 dB |
| gain d 'antenne | 51.6 dBi |
| EIRP ($P_T G_T$) | 69.6 dB |
| pertes espace libre | -202.7 dB |
| pertes atmosphère | -4 dB |
| pertes diverses | -6 dB |
| Received isotropic power | -143.1 dBW |
| gain antenne récepteur | 35.1 dB |
| pertes décentrage (lobe antenne) | -2 dB |
| Puissance reçue P_R | -110 dBW |
| Facteur de bruit du récepteur $F=11.5$ dB | |
| température du récepteur $T=3806$ K=35.8 dBK | |
| $N_0=k(T_0+T_{rec})$ | -192.5 dBJ |
| P_R/N_0 | 82.5 dBHz ⁻¹ |
| E_b/N_0 (avec $W=10$ MHz) | 12.5 dB |



Résumé de la 1ère partie (à savoir 😊)

■ Chap 1 : Ondes

- Propriétés des champs, ondes et notations
 - Champs E et H vectoriels, complexes,
 - En espace libre : TEM, puissance rayonnée, ondes planes/sphériques, zones de rayonnement
 - Polarisation (en particulier vecteur de polarisation et les modes)
 - Le d.e.e. : principes et rayonnement en champ lointain (se souvenir que c' est différent en champ proche)
- Outils mathématiques
 - Les complexes ($e^{j\theta}$)
 - Les notations vectorielles (!! Vecteurs complexes)



Résumé de la 1ère partie (à savoir 😊)

- Chap 2 : Propagation
 - Principes de réflexion/diffraction/diffusion
 - Connaître les principes et les conditions limites (pour anticiper sur le comportement en milieu réel)
- Chap 3 : Bilans de liaison
 - Espace libre / effet de sol / diffraction
 - Connaître par cœur les formules de référence en espace libre et avec effet de sol, la PIRE, les dBm, dBW
 - Calcul de bruit (facteur, figure, ... par cœur)
 - Savoir utiliser les formules de perte par diffraction
 - Signification/utilisation de l'ellipsoïde de Fresnel
 - Calculer en dB un bilan de liaison
 - Outils mathématiques
 - Les dB, et toujours les dB...