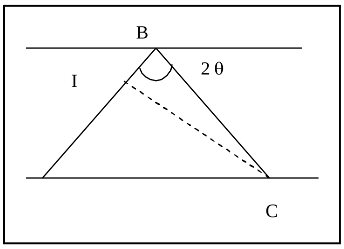
1	Micro-ondes 1mm< λ < 1m $\lambda = c/f$ 300 MHz <f < 300GHz IR 800 nm < λ < 1 mm Hertz		
2	$n_1 \sin \theta_L = n_2$ $\theta_L = 75°,56$ ou 1,319 rad		
3	Guidage total si reflexion totale à l'interface $\sin i_{max} = n_1 \cos \theta_L = \sqrt{(n_1^2 - n_2^2)}$ $\sin(i_{max}) = \sqrt{2n_1\Delta}$ $\sin(i_{max})$= 0,3631 ou 0,3660		
4	$\delta = n_1 (IB + BC) = n_1 BC(1 + \cos 2\theta)$ $BC = a / \cos\theta$ $\delta = 2a\, n_1 \cos\theta$ $\varphi = 2\pi\delta/\lambda$ $\varphi = 4\pi n_1 a \cos\theta/\lambda$ 		
5	Champ en phase pour $\varphi = 2\pi m$ $\cos\theta_m = \lambda m/(2an_1)$ $\lambda m/(2a) < \sqrt{(n_1^2 - n_2^2)}$ N_M = partie entière de $(2a/\lambda)\sqrt{(n_1^2 - n_2^2)}$		
6	$c\, m/ f\, 2an_1 < 1$ car $\cos\theta_m < 1$ $f > m f_0$ $f_0 = c/2an_1$ La fibre se comporte comme un résonateur multimode : il filtre les fréquences Si un signal périodique est la superposition de fréquence il ne laissera passer que certaines fréquences La condition de propagation impose aussi $\lambda m/(2a) \leq \sqrt{(n_1^2 - n_2^2)}$ Soit pour $\lambda = c/f$ $f \geq f_{cm} = m f_1$ avec $f_1 = c/(2a\sqrt{(n_1^2 - n_2^2)})$ La fibre se comporte comme un filtre passe haut		
7	Si on veut que le mode m= 0 se propage c'est-à-dire si la propagation se fait avec $\theta = \pi/2$ ou i = 0 il est nécessaire que $2a/\lambda)\sqrt{(n_1^2 - n_2^2)} < 1$ La valeur de a_c est alors égale à $a = \lambda/(2\sqrt{(n_1^2 - n_2^2)})$ $a = 2.10^{-6}$ m On peut dire aussi qu'il faut que le mode m= 1 ne se propage pas donc $f < f_0$ Soit $f < c/2an_1$ $a < a_c = \lambda/2n_1$ $a_c = 0{,}51.10^{-6}$ m		
8	$\Delta T = (n_1 L/c)(1/\sin\theta - 1)$ $\Delta T = (n_1 L/cn_2)(n_1 - n_2) \approx (L\Delta/c)$ $R^{saut}_{max} = c/L\Delta$ on peut prendre L = 1 km $R = 6{,}5.10^6$ bits par seconde		
9	Trajectoire plane première loi de Descartes $N^2 \sin^2\theta_0 = n^2 \sin^2\theta$ $\cot\theta = dr/dz$ **erreur enoncé rayon a/2** $\sin^2\theta = 1/(1 + \cot^2)\theta$ $1 + (dr/dz)^2 = n^2/n_1^2 \sin^2\theta_0$		
10	$F(1) = 1$ pour $r = a/2$ Pour $r = a/2$ $n = n_2$ $n_2 = n_1 \sin\theta_L$ $\sin i_{max} = n_1 \cos\theta_L = \sqrt{(n_1^2 - n_2^2)}$		

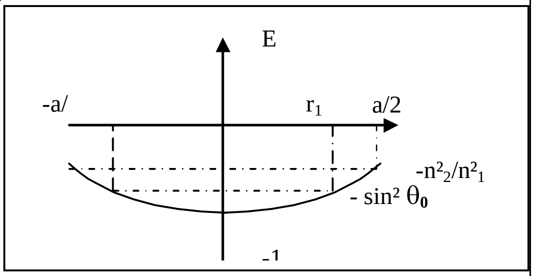
11

$1+(dr/dz)^2 = (1-\ B\,F(r/a))/\sin^2\theta_0$

On dérive par rapport à z

$2(dr/dz)\,d^2r/dz^2 = -B\,dr/dz \times (dF/dr)/\sin^2\theta_0$

$d^2r/dz^2 + (B/2\sin^2\theta_0)\,dF/dr = 0$



Par exemple si $F = r^2/a^2$ alors

$d^2r/dz^2 + (B/\,a^2\sin^2\theta_0)\,r = 0$

Fonction périodique

$r = r_0 \sin 2\pi z/\ell$ avec $(2\pi/\ell)^2 = B/a^2$

On peut aussi écrire

$(dr/dz)^2 - n^2/(n^2_1 \sin^2\theta_0) = -1$

$\sin^2\theta_0\ (dr/dz)^2 + E(r) = -\sin^2\theta_0$

r varie entre $-r_1$ et $+r_1$

on peut aussi utiliser

$(dr/dz)^2 = n^2(r)/(n^2_1 \sin^2 i_0) - 1 = G(r)$

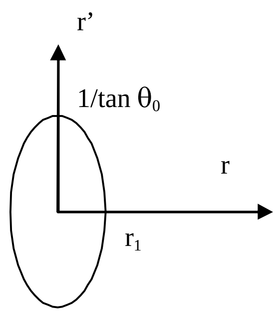
Le portrait de phase est le tracé de dr/dz en fonction de r .La fonction G® décroit à partir de sa valeur maximale $1/\tan^2\theta_0$ en r = 0 jusqu'à G(r) = 0.

Cette valeur est atteinte pour $1-\ [(n^2_1-n^2_2)/n^2_1]F(2r/a) = \sin^2\theta_0$ soit

$F(2r_1/a) = \sin^2 i/\sin^2 i_{max}$ $i = i_m$ $r = a/2$

Ce r_1 existe toujours puisque $0 \le F(2r/a) \le 1$ et $0 \le \sin^2 i/\sin^2 i_{max} < 1$

Par ailleurs si (r',r) est un point de la courbe les points (±r' , ±r) sont aussi des points donc il suffit d'étudier pour r' >0 et r > 0



12

$R^{grad} = 1/\Delta T'$ le rapport donne $\eta = 2n_1/(n_1 - n_2)$

$\eta = 63{,}3$

13

Zone de rayonnement $r \gg \lambda$ et $r \gg a$ les dimensions du dipôle

On néglige les champs en $1/r^2$ et $1/r^3$, la composante E_r du champ électrique

14

$d\,\dot{p} = I_0 f(z)\cos\omega t\ dz$ $\underline{d\,\dot{p}} = I_0 f(z)\exp(j\,\omega\,t)$

15

$\delta = BM - OM$ $BM = r(1 - z\cos\theta/\mathbf{r}) - r$ au premier ordre

$\delta = z\cos\theta$ $\varphi = 2\pi\,\delta/\lambda = (\omega/c)z\cos\theta$

16

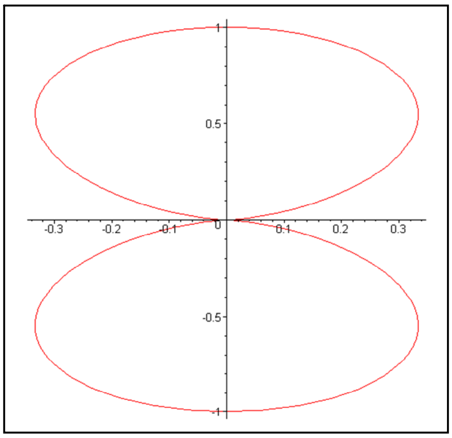
$$dE_p = \left[\frac{j\omega I_0 \sin\theta}{4\pi\varepsilon_0 c^2}\left(\frac{f(z)}{r - z\cos\theta}\right)\exp j\omega\left(t - \frac{(r - z\cos\theta)}{c}\right)dz\right]\overrightarrow{u_\theta}$$

On peut considérer que dans l'amplitude $r - z\cos\theta \approx = r$

$$\underline{\vec{E}} = \frac{j\omega I_0 \sin\theta}{4\pi\varepsilon_0 r c^2}\exp j\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)\overrightarrow{u_\theta}\int_{-L}^{L} f(z)\exp j(\omega z\cos\theta/c)\,dz$$

C'est une onde sphérique car amplitude en 1/ r et direction de propagation $\vec{e}_r$.

17	$\int_{-\lambda/4}^{\lambda/4} f(z)\exp j(2\pi z\cos\theta/\lambda)dz$ $\int_{0}^{\lambda/4}\exp j(\frac{2\pi z}{\lambda}[\cos\theta+1])dz+\int_{0}^{\lambda/4}\exp j(\frac{2\pi z}{\lambda}[-\cos\theta+1])dz$ $\frac{\lambda\cos((\frac{\pi}{2})\cos\theta)}{2\pi}\left[\frac{1}{1+\cos\theta}+\frac{1}{1-\cos\theta}\right]=\frac{\lambda\cos((\frac{\pi}{2})\cos\theta)}{\pi\sin^2\theta}$ $\vec{E}=\frac{j}{2\pi\varepsilon_0 c}\frac{I_0}{r}\frac{\cos\left[\frac{\pi}{2}\cos\theta\right]}{\sin\theta}\exp j\omega(t-\frac{r}{c})\overrightarrow{u_\theta}$ En prenant la partie réelle $\vec{E}= -\frac{1}{2\pi\varepsilon_0 c}\frac{I_0}{r}\frac{\cos\left[\frac{\pi}{2}\cos\theta\right]}{\sin\theta}\sin\omega(t-\frac{r}{c})\overrightarrow{u_\theta}$		
18	A grande distance onde quasi plane $\vec{E}$, $\overrightarrow{B}$, $\vec{e}_r$ forme un trièdre direct et E/B= c $\overrightarrow{\Pi} = \varepsilon_0 c\ E^2\ \vec{e}_r$ $\overrightarrow{\Pi}=\frac{I_0^2}{4\pi^2\varepsilon_0 cr^2}\left[\frac{\cos\left[\frac{\pi}{2}\cos\theta\right]}{\sin\theta}\right]^2\sin^2\omega(t-\frac{r}{c})\ \vec{e}_r$		
19	$<\overrightarrow{\Pi}> = \frac{I_0^2}{8\pi^2\varepsilon_0 cr^2}\left[\frac{\cos\left[\frac{\pi}{2}\cos\theta\right]}{\sin\theta}\right]^2\ \vec{e}_r$ $P=\int_0^\pi <\Pi> 2\pi r^2\sin\theta d\theta = \frac{A}{4\pi\varepsilon_0}\frac{I_0^2}{c}$		
20	A calculette : =1,22 $A\approx\int_0^\pi(0,95)^2\sin^3\theta d\theta=0,95^2x4/3$ **A ≈ 1,203**		
21	R= 1,22/ 2 π ε_0c = 73,2 Ω		

22	$\rho(\theta) = \left[\dfrac{\cos\left[\frac{\pi}{2}\cos\theta\right]}{\sin\theta}\right]^2$ $\rho = 0$ pour $\theta = 0$ et maximum pour $\theta = \pi/2$ $\rho(\pi/2) = 1$  		
23	$\vec{E}_0 = -[\dfrac{jI_0}{2\pi\varepsilon_0 rc}\exp j\omega(t-\dfrac{r}{c})]\vec{e_z}$ $\vec{E}_p = -[\dfrac{jI_0}{2\pi\varepsilon_0 rc}\exp j\omega(t-p\Psi-\dfrac{r-ap\sin\theta}{c}]\vec{e_z}$ $\vec{E}_p = \vec{E}_0 \exp -jp(\Psi - \omega a\sin\theta / c) = \vec{E}_0 \exp -jp\Phi$		
24	$\vec{E} = \vec{E}_0 \sum_{0}^{N-1} \mathbf{exp\text{-}jp}\,\Phi = \vec{E}_0\, \mathbf{N\, exp\, [-j(N\text{-}1)}\,\Phi\,\mathbf{]} \dfrac{\sin\frac{N\Phi}{2}}{N\sin\frac{\Phi}{2}}$ $\lvert\vec{E}\rvert = \mathbf{N}\,\lvert\vec{E}_0\rvert \left\lvert\dfrac{\sin\frac{N\Phi}{2}}{N\sin\frac{\Phi}{2}}\right\rvert$ $\mathbf{I}(\Phi) = \left\lvert\dfrac{\sin\frac{N\Phi}{2}}{N\sin\frac{\Phi}{2}}\right\rvert$		
25	Sin φ varie entre -1 et 1 donc Ψ-Ka < Φ < Ψ+Ka Cette fonction I (Φ) prend la valeur 1 pour sin $\Phi/2 = 0$ soit $\Phi_m = 2m\pi$ soit Ψ-Ka sin φ = 2 πm $\Psi/2\pi - a/\lambda \sin\varphi_m = m$ *E($\Psi/2\pi - a/\lambda$) < m < E($\Psi/2\pi + a/\lambda$)* *Le nombre de lobes est limité*		
26	L'amplitude maximale du champ est $E_{max} = N E_0$ Entre deux valeurs successives la fonction s'annule pour $\Phi = 2m\pi + 2k\pi/N$ pour $0 < k < N$ Elle possède des maxima secondaires de valeur très faible : le premier lobe ≈ 0,2 Ce nombre dépend de N : il y a N-1+ annulation donc N lobes secondaires La largeur du pic principal est tel que Sin N $\Phi/2 = 0$ avec $\sin\Phi/2 \neq 0$ sin N $\Delta\Phi/4 = 0$ $\Delta\Phi = 4\pi/N$ or $\Delta\Phi = 2\pi a/\lambda\, \Delta(\sin\varphi)$ $\Delta(\sin\varphi) = 2\lambda/Na$ $\mathbf{\Delta\varphi \cos\varphi_m = 2\lambda/Na}$ La largeur du pic central $\Delta\varphi$ varie avec N : il est d'autant plus petit que N est grand .		

27	Sur la figure 14 $\Psi = \pi/2$ erreur d'énoncé Plus N est grand plus les lobes sont étroits .Le groupe d'antennes est très directif .le nombre de lobes principaux ne dépend pas de N Le nombre dépend de *$E(\Psi/2\pi-1/2) < m < E(\Psi/2\pi+1/2)$pour $\lambda = 2a$* *Par exemple $\Psi = 0$ il n'y a que $m = 0$ $\varphi = 0$ et π et $-\pi$* *$\Psi = \pi/6$ $m = 0$ si $\varphi_0 = 1/6$ $\varphi = 9{,}6°$ et $170°$* $\Psi=\pi/2$ $m = 0$ $\sin\varphi = ½$ $\varphi = 30°$ et $150°$		
28	$f(\varphi) = \sum_{0}^{N-1} \frac{N!}{p!(N-p)!} \exp(ip\frac{2\pi}{\lambda} a \sin\varphi) = (1+z)^N$ Sur l' intervalle, le sinus est croissant. Si on calcule le module fais apparaître une combinaison de cosinus à coefficients positifs; si a/lambda est assez petit, tous les arguments de ces cosinus restent dans [0;pi], où le cosinus est décroissant; le résultat découle alors de la composition d'une fonction croissante et d'une fonction décroissante. $\vec{E}(M,t) = I_0 \exp i\, \omega\, (t-r/c)\, f(\varphi)\, \vec{\mathbf{e}}_{\mathbf{z}}$. La dépendance angulaire dépend de $f(\varphi)$: $\lvert f(\varphi)\rvert^2 = 2^{2N} \cos^{2N}[(Ka\sin\varphi)/2)]$ **Si KA est petit cette fonction est une fonction monotone décroissante de φ**		
29	Critères Dans le cas de la modulation de phase on peut modifier la directivité des lobes en faisant varié Ψ .Le déphasage Ψ introduit de manière électronique permet donc de modifier la directivité du rayonnement sans bouger le dispositif d'antennes. Il est alors possible en provoquant un déphasage $\Psi(t)$ de concevoir un radar à dispositif fixe et pourtant à grande vitesse de balayage : la modulation de phase contrôle la directivité En modulation d'amplitude on peut envoyer dans certaines directions ou de façon isotrope (exemple $Ka= \pi/3$) On peut dire que la modulation d'amplitude permet de contrôler les zones d'ombre .		