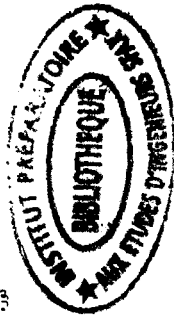
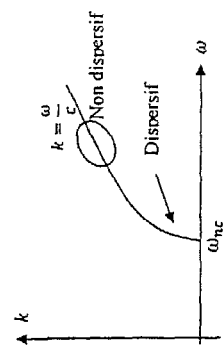




Corrigé du Concours Mathématiques et Physique
Epreuve de Physique



Problème I	
Partie I	
1.	Résistivité quasi nulle, conductivité quasi infini donc puissance dissipée par effet Joule quasi-nulle : $\frac{dP}{dt} \xrightarrow{V \rightarrow \infty} 0$ donc $\vec{E} = \vec{0} \Rightarrow r \vec{\text{rot}} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \Rightarrow \vec{B} = c \vec{t} \vec{e} = \vec{0}$ (on n'a pas un courant permanent)
2.a	$\vec{E}_2(M_0, t) - \vec{E}_1(M_0, t) = \frac{\sigma(M_0)}{\epsilon_0} \vec{n}_{12}$
0.5	$\vec{B}_2(M_0, t) - \vec{B}_1(M_0, t) = \mu_0 \vec{j}_s(M_0) \wedge \vec{n}_{12}$
2.b	Le milieu 1 est un conducteur parfait $\Rightarrow \vec{E}_1 = \vec{0}$ et $\vec{B}_1 = \vec{0} \Rightarrow \vec{E}_2(M_0, t) = \frac{\sigma(M_0)}{\epsilon_0} \vec{n}_{ext} \Rightarrow \sigma(M_0) = \epsilon_0 \cdot \vec{E}_2(M_0, t) \cdot \vec{n}_{ext}$
0.5	$\vec{B}_2(M_0, t) = \mu_0 \vec{j}_s(M_0) \wedge \vec{n}_{12} \Rightarrow \vec{j}_s(M_0) = \frac{1}{\mu_0} \vec{n}_{ext} \wedge \vec{B}_2(M_0, t)$ avec : $\vec{n}_{ext} = \vec{n}_{12}$
3.a	$\text{div} \vec{E} = 0 \quad \text{div} \vec{B} = 0 \quad r \vec{\text{rot}} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad r \vec{\text{rot}} \vec{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$
3.b	$\vec{\Delta} \vec{E} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \vec{0}$ (démonstration) $\vec{\Delta} \vec{B} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} = \vec{0} \quad c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} = 3.10^8 \text{ m.s}^{-1}$
Partie II	
1.1.	Une OPPM polarisée rectilignement en incidence normale ne vérifie pas lcs C.L.
1.2.	ω s'exprime en rad.s^{-1} , k s'exprime en rad.m^{-1} $f(x, y, z)$ s'exprime en $V.m^{-1}$

1.3.a	$\text{div} \vec{E} = \frac{\partial f}{\partial x} \Rightarrow f = f(y, z)$	1
1.3.b	Les parois du guide sont des conducteurs parfaits, il n'y a pas dissipation de l'énergie au cours de la propagation $\Rightarrow f(y, z) = f(y)$	1
1.4.a	$\vec{\Delta} \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \vec{0} \Rightarrow \frac{d^2 f}{dy^2} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} - k^2 \right) f = 0$	1
1.4.b	Si $\frac{\omega^2}{c^2} - k^2 \leq 0$ la solution ne vérifie pas lcs C.L. Soit $\alpha^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - k^2 \Rightarrow f(y) = A \sin(\alpha y + \varphi)$ $f(0) = 0 \Rightarrow \varphi = 0 \Rightarrow f(y) = A \sin(\alpha y)$	1 0.5 0.5
1.4.c	$f(y = b) = A \sin(\alpha b) = 0 \Rightarrow \alpha = \frac{n\pi}{b}$	0.5
1.5.a	$f(y) = A \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \Rightarrow \vec{E}_n = E_{0n} \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{i(\omega t - kz)} \vec{u}_x$	0.5
1.5.b	L'onde guidée n'est pas plane, elle est stationnaire suivant (oy) progressive suivant $z > 0$.	1.5
1.6.a	$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \alpha^2 ; \alpha^2 = \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 \Rightarrow k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2$ Pour qu'il y ait propagation, il faut que $k^2 > 0 \Rightarrow \omega > \omega_{nc} ; \omega_{nc} = \frac{n\pi c}{b}$	1
1.6.b	Si $\omega < \omega_{nc}$ alors l'onde est évanescente.	1
1.6.c		1
1.7.a	- Si ω est proche de ω_{nc} on obtient dispersion dans le guide. - Si $\omega \gg \omega_{nc}$ il n'y a pas dispersion. $v_\varphi = \frac{c}{\sqrt{1 - \frac{\omega_{nc}^2}{\omega^2}}} ; v_g = c \cdot \sqrt{1 - \frac{\omega_{nc}^2}{\omega^2}} \Rightarrow v_\varphi \cdot v_g = c^2$	1.5

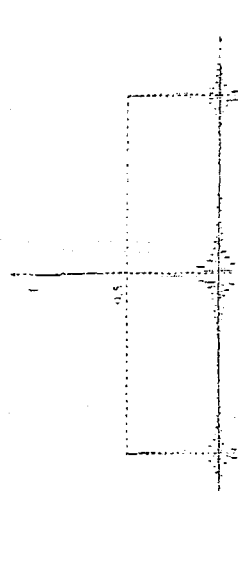
I.7.b	<p> v_ϕ v_g ω_{nc} c ω </p> <p> $- v_\phi > c$ la vitesse de phase ne reflète aucune réalité physique $- \omega \gg \omega_{nc} \quad v_\phi = v_g = c \Rightarrow$ pas de dispersion. </p>	1
I.8	$r \frac{\partial \vec{E}_n}{\partial t} = -i \omega \vec{B}_n$ $\Rightarrow \vec{B}_n = \begin{vmatrix} 0 \\ \frac{k}{\omega} E_{0n} \sin(\frac{n\pi}{b} y) e^{i(\omega t - kz)} \\ -i \frac{n\pi}{b \omega} E_{0n} \cos(\frac{n\pi}{b} y) e^{i(\omega t - kz)} \end{vmatrix} \quad (\text{démonstration})$	0.5
II.1	$\vec{k}_1 = k_0 \begin{vmatrix} 0 \\ -\sin\theta \\ \cos\theta \end{vmatrix} \quad \vec{k}_2 = k_0 \begin{vmatrix} 0 \\ \sin\theta \\ \cos\theta \end{vmatrix} \Rightarrow \vec{k}_1 = -\vec{k}_s + \vec{k} \quad ; \quad \vec{k}_2 = \vec{k}_s + \vec{k}$	1
II.2	<p>Suivant (oy) : superposition de deux OPPM en sens opposée \Rightarrow onde stationnaire.</p> <p>Suivant (oz) : superposition de deux OPPM de même sens \Rightarrow onde progressive.</p>	1
II.3	<p>Continuité en $\vec{r} = \vec{0} \Rightarrow E_{01} = -E_{02}$</p> <p>$\Rightarrow \vec{E} = E_{01} (\sin(\omega t + k_s y - kz) - \sin(\omega t - k_s y - kz)) \vec{u}_x$</p> <p>$\vec{E} = 2E_{01} \sin(k_s y) \cos(\omega t - kz) \vec{u}_x$</p> <p>$E(y=b) = 0 \Rightarrow \sin(k_s b) = 0 \Rightarrow k_s = \frac{n\pi}{b}$</p>	0.5
II.4	<p> $k_z^2 = k^2 + k_s^2 \Rightarrow \frac{\omega^2}{c^2} = \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 + k^2$ $\Rightarrow k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2$ </p>	0.5
		1

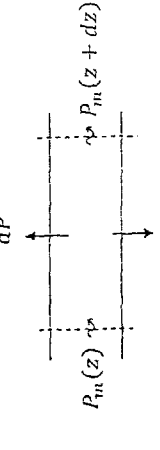
II.5.a	<p>IC rayon qui correspond à $\vec{E}_2 \Rightarrow IC = c \cdot T \Rightarrow$ la vitesse de balayage est c.</p> <p>$IC = \cos\theta = \frac{k}{k_0} = \frac{\omega/v_\phi}{\omega/c} \Rightarrow AC = IC \cdot \frac{v_\phi}{c} = T \cdot v_\phi \Rightarrow$ la vitesse de balayage est v_ϕ.</p> <p>$\frac{IB}{IC} = \cos\theta = \frac{c}{v_g} \Rightarrow IB = IC \cdot \frac{c}{v_g} = T \cdot \frac{c^2}{v_g} \Rightarrow$ la vitesse de balayage est v_g.</p>	1
II.5.b	<p>L'onde (point I) se déplace en zigzag entre les parois $y=0$ et $y=b$ à une vitesse c. en réalité elle n'avance suivant (oz) (point B)</p> <p>qu'a une vitesse $v_g < c$. Le point A apparait comme l'ombre du point I sur $y=b$</p> <p>se déplace à une vitesse $v_g < c$ qui n'est pas liée à un déplacement d'une particule matérielle donc elle n'est pas concernée par la restriction relative</p>	2
III.1	$\vec{E}_n = E_{0n} \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \cos(\omega t - kz) \vec{u}_x \Rightarrow \vec{B}_n = \begin{vmatrix} 0 \\ \frac{k}{\omega} E_{0n} \sin(\frac{n\pi}{b} y) \cos(\omega t - kz) \\ \frac{n\pi}{b \omega} E_{0n} \cos(\frac{n\pi}{b} y) \sin(\omega t - kz) \end{vmatrix}$	1
III.2	<p>$y=0, b \Rightarrow \sigma_1 = \sigma_2 = 0$</p> <p>$y=0, \vec{j}_{s1} = \frac{1}{\mu_0} \begin{vmatrix} 0 \\ 0 \\ \frac{n\pi}{b \omega} E_{0n} \sin(\omega t - kz) \end{vmatrix} \Rightarrow \vec{j}_{s1} = \frac{n\pi E_{0n}}{b \omega \mu_0} \sin(\omega t - kz) \vec{u}_x$</p> <p>$y=b, \vec{j}_{s2} = \frac{1}{\mu_0} \begin{vmatrix} 0 \\ 0 \\ (-1)^n \frac{n\pi}{b \omega} E_{0n} \sin(\omega t - kz) \end{vmatrix} \Rightarrow \vec{j}_{s2} = (-1)^{n+1} \frac{n\pi E_{0n}}{b \omega \mu_0} \sin(\omega t - kz) \vec{u}_x$</p>	1
III.3.a	<p>En réalité le courant existe sur une épaisseur appelée « épaisseur de peau »</p> <p>Un observateur voit le champ passer d'une valeur (\vec{E}, \vec{B}) à zéro.</p> <p>\Rightarrow le champ senti est donc $\frac{1}{2}(\vec{E}, \vec{B})$.</p>	1
III.3.b	<p>$d\vec{F}_2 = \frac{1}{2} (-1)^{n+1} \frac{n\pi E_{0n}}{b \omega \mu_0} \sin(\omega t - kz) \vec{u}_x \wedge (-1)^n \frac{n\pi}{b \omega} E_{0n} \sin(\omega t - kz) \vec{u}_z ds$</p> <p>$\Rightarrow d\vec{F}_2 = \frac{1}{2 \mu_0} \left(\frac{n\pi E_{0n}}{b \omega \mu_0}\right)^2 \sin^2(\omega t - kz) ds \vec{u}_x$</p> <p>$\langle d\vec{F}_2 \rangle = \frac{\epsilon_0 E_{0n}^2}{4} \left(\frac{\omega_{nc}}{\omega}\right)^2 ds \vec{u}_y$</p>	1
III.3.c	<p>$\langle d\vec{F}_2 \rangle \cdot d\vec{s} \Rightarrow$ force pressante $\Rightarrow \Pi_2 = \frac{\epsilon_0 E_{0n}^2}{4} \left(\frac{\omega_{nc}}{\omega}\right)^2$</p>	0.5
III.4	<p>$d\vec{F}_1 = \frac{1}{2} \vec{j}_{s1} \wedge \vec{B}_n(y=0) ; \vec{j}_{s1} = (-1)^{n+1} \vec{j}_{s2}$ et $\vec{B}_n(y=0) = (-1)^n \vec{B}_n(y=b)$</p> <p>$= -\frac{1}{2} \vec{j}_{s2} \wedge \vec{B}_n(y=b) = -d\vec{F}_2 \Rightarrow \ (d\vec{F}_1)\ = \ (d\vec{F}_2)\ \Rightarrow \Pi_1 = \Pi_2$</p>	2

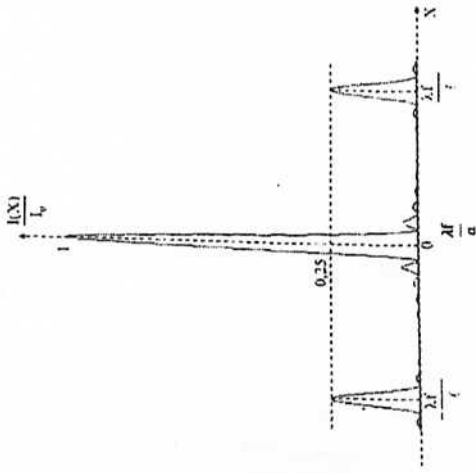
IV.1.a	$\vec{R} = R_e \frac{\vec{b}}{b} \wedge R_e \frac{\vec{b}}{b}$ <p>C'est le vecteur densité volumique de courant d'énergie ou bien c'est le vecteur dont son flux à travers une surface est égal à la puissance rayonnée.</p>	0.5 1
IV.1.b	$\vec{R} = \frac{1}{\mu_0} \left \vec{E}_{em} \sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \cos(\omega t - kz) \right \wedge \left \frac{k}{\omega} E_{em} \sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \cos(\omega t - kz) \right $ $\Rightarrow \vec{R} = \frac{1}{\mu_0} \left \frac{n\pi}{b\omega} E_{em}^2 \sin^2\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \cos^2(\omega t - kz) \right \sin(\omega t - kz)$ $\Rightarrow \vec{R} = \frac{k}{b\omega} E_{em}^2 \sin^2(\omega t - kz) \cos^2(\omega t - kz) \vec{u}_z$ $\langle \vec{R} \rangle = \frac{k E_{em}^2}{2\mu_0 \omega} \sin^2\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \vec{u}_z$ <p>L'onde se propage suivant $z > 0 \Rightarrow \langle \vec{R} \rangle = \langle R \rangle \cdot \vec{u}_z$</p>	0.5 0.5 1 0.5 0.5
IV.2	$P_{\text{th}} = \iint \langle \vec{R} \rangle \cdot d\vec{S} \Rightarrow P_{\text{th}} = \frac{kabE_{em}^2}{4\mu_0 \omega}$	1
IV.3.a	$u_{em} = \frac{E^2}{2} + \frac{B^2}{2\mu_0} =$ $\frac{E_0 E_{em}^2}{2} \left\{ \sin^2\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \cos^2(\omega t - kz) + \left(\frac{kc}{\omega}\right)^2 \sin^2\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \cos^2(\omega t - kz) \right\}$ $+ \left(\frac{\omega_{nc}}{\omega}\right)^2 \cos^2\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \sin^2(\omega t - kz) \}$	0.5 0.5
IV.3.b	$\langle u_{em} \rangle = \frac{E_0 E_{em}^2}{4} \left\{ \sin^2\left(\frac{n\pi}{b}y\right) + \left(\frac{kc}{\omega}\right)^2 \sin^2\left(\frac{n\pi}{b}y\right) + \left(\frac{\omega_{nc}}{\omega}\right)^2 \cos^2\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \right\}$ $\left(\frac{kc}{\omega}\right)^2 = 1 - \left(\frac{\omega_{nc}}{\omega}\right)^2$ $\langle u_{em} \rangle = \frac{E_0 E_{em}^2}{4} \left\{ 1 + \left(\frac{\omega_{nc}}{\omega}\right)^2 - 1 \right\} \cos^2\left(\frac{2n\pi}{b}y\right)$	0.5 1.5
IV.4.a	<p>d'une part : $\delta\omega_{em} = P_{\text{th}} \cdot dt = \frac{kabE_{em}^2}{4\mu_0 \omega} \cdot dt$</p> <p>d'autre part : $\delta\omega_{em} = \iiint \langle u_{em} \rangle dx dy dz = \frac{E_0 E_{em}^2}{4} abv_e dt$</p>	1 1

IV.4.b	$\frac{\epsilon_0 E_{em}^2}{4} abv_e dt = \frac{kabE_{em}^2}{4\mu_0 \omega} \cdot dt \Rightarrow v_e = \frac{k}{\epsilon_0 \mu_0 \omega} \Rightarrow v_e = \frac{c^2}{v_p}$ <p>L'énergie se propage à la vitesse de groupe.</p>	1 0.5
IV.5	L'onde sera amortie.	1
Partie III		
I.1.a	$\text{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \text{div} \vec{B} = 0, \vec{\text{rot}} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \vec{\text{rot}} \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$	1
I.1.b	$\text{div}(\vec{\text{rot}} \vec{B}) = 0 \Rightarrow \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$	1
I.1.c	$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\gamma}{\epsilon_0} \rho = 0 \text{ soit } \frac{\gamma}{\epsilon_0} \rho = \frac{1}{\tau} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\rho}{\tau} = 0 \Rightarrow \rho = \rho_0 e^{-t/\tau}$	1.5
I.2	$\frac{\ j_D\ }{\ j\ } = \frac{\epsilon_0 \omega}{\gamma} \ll 1 \text{ pour } \omega \approx 1 \text{ GHz}$	1
I.3	$\vec{\text{rot}}(\vec{\text{rot}} \vec{E}) = -\frac{\partial}{\partial t}(\vec{\text{rot}} \vec{B}) \Rightarrow \Delta \vec{E} - \mu_0 \gamma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \vec{0}$	1
I.4.a	k' complexe	1
I.4.b	$-k'^2 - i\omega\mu_0\gamma = 0 \Rightarrow k' = \pm \frac{1-i}{\delta} \text{ où } \delta = \sqrt{\frac{2}{\mu_0\gamma\omega}}$	1
I.4.c	<p>$k' = -\frac{1-i}{\delta} \sim$ propagation suivant $y < 0 \Rightarrow$ inacceptable $\Rightarrow k' = \frac{1-i}{\delta}$</p> <p>Profondeur de pénétration de l'ordre de μm.</p> <p>Le champ crée par le mouvement des électrons s'oppose à sa cause (pénétration de l'onde dans le métal) d'où $\omega \nearrow \Rightarrow \delta \searrow$.</p>	1 1
I.5.a	$\vec{j} = \gamma \vec{E} = \gamma E_0 e^{-y/\delta} e^{i(\omega t - y/\delta)} \vec{u}_x$ <p>En notation réelle $\vec{j} = \gamma \vec{E} = \gamma E_0 e^{-y/\delta} \cos \omega t - y/\delta \vec{u}_x$</p>	0.5 0.5
I.5.b	$\langle P \rangle = \iiint \langle \gamma E^2 \rangle dx dy dz = \frac{\gamma E_{em}^2}{2} S \int_0^{+\infty} e^{-2y/\delta} dy$ $\Rightarrow \langle P \rangle = \frac{\delta S \gamma}{4} E_{em}^2$	1
I.6.a	$dI = \vec{j}_s \cdot d\vec{s} \vec{u}_x \text{ et } d^2I = \int dy dz \vec{u}_x \Rightarrow \vec{j}_s = \int_0^{+\infty} \vec{j} dy$	0.5

Problème 2

1	Principe de Huygens-Fresnel Contribution de Huygens : tous point de l'ouverture atteint par la lumière peut être considéré comme une source secondaire qui émet des ondes sphériques Contribution de Fresnel : les ondes issues des différentes sources secondaires sont cohérentes entre elles.	1
2	La diffraction de Fraunhofer est observable lorsque la source primaire et l'écran de l'observation sont très éloignés de l'objet diffractant	1
3	Conditions de Gauss : .) objet plan, de taille petite, placé perpendiculairement à l'axe optique. .) on ne considère que les rayons paraxiaux.	1
4	$\vec{k} \cdot \vec{OP} = \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \theta$ or $\sin \theta \approx \theta$ $= 2\pi \frac{\theta}{\lambda} x$ soit $\mu = \frac{\theta}{\lambda}$ μ est inversement proportionnel à $\lambda \Rightarrow$ fréquence spatiale	1 1
5	$t(x) = 1 + \frac{1}{2} e^{-\frac{2\pi x}{\ell}} + \frac{1}{2} e^{-\frac{2\pi x}{\ell}}$ $\Rightarrow \underline{S} = S_0 \left(\int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} e^{-i2\pi \mu x} dx + \frac{1}{2} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} e^{-i2\pi(\mu - \frac{1}{\ell})x} dx + \frac{1}{2} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} e^{-i2\pi(\mu + \frac{1}{\ell})x} dx \right)$ $\underline{S} = \alpha S_0 \left\{ \text{sinc}(\pi \mu \ell) + \frac{1}{2} \text{sinc} \left(\pi \alpha \left(\mu - \frac{1}{\ell} \right) \right) + \frac{1}{2} \text{sinc} \left(\pi \alpha \left(\mu + \frac{1}{\ell} \right) \right) \right\}$ $\underline{S} = S_2 + S_3 + S_1$ cl. $\mu_0 = \frac{1}{\ell}$	2 0.5
6		1

1	$\Rightarrow \vec{J}_s = \frac{\delta y E_{0t}}{\sqrt{2}} e^{i(\omega t - \pi/4)} \vec{u}_x \Rightarrow \vec{J}_s = \frac{\delta y E_{0t}}{\sqrt{2}} \cos(\omega t - \pi/4) \vec{u}_x$ $\Rightarrow \ \vec{J}_s\ = \frac{\delta y E_{0t}}{\sqrt{2}} \Rightarrow E_{0t} = \frac{\sqrt{2}}{\delta y} \ \vec{J}_s\ $	0.5
1.6.b	$\langle P_j \rangle = \frac{\delta y}{4} E_{0t}^2$ et $E_{0t} = \frac{\sqrt{2}}{\delta y} \ \vec{J}_s\ \Rightarrow \langle P_j \rangle = \frac{\delta y}{4} \cdot \frac{2}{\delta y^2} \ \vec{J}_s\ ^2$ $\Rightarrow \langle P_j \rangle = \frac{\ \vec{J}_s\ ^2}{2\delta y}$	1
11.1	$y = 0 : \vec{J}_{S1} = \frac{\pi \pi}{\mu_0 b \omega} E_{0n}(z) \sin(\omega t - kz) \vec{u}_x$ $y = b : \vec{J}_{S2} = (-1)^{n+1} \frac{\pi \pi}{\mu_0 b \omega} E_{0n}(z) \sin(\omega t - kz) \vec{u}_x$	0.5 0.5
11.2	$dP = 2 \frac{a dz}{2\delta y} \frac{\pi^2 \pi^2}{\mu_0^2 b^2 \omega^2} E_{0n}^2(z)$ or $\delta = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\mu_0 y \omega}} \Rightarrow \frac{1}{\gamma} = \frac{\delta^2 \omega \mu_0}{2}$ $dP = \frac{n^2 \pi^2 a dz E_{0n}^2(z)}{8 \mu_0^2 b^2 \omega^2} \frac{\omega \mu_0 \delta^2}{2} = \frac{n^2 \pi^2 a \delta}{\delta b^2 \mu_0 \omega} dz E_{0n}^2(z)$	1.5
11.3.a	 $P_n(z) - P_n(z + dz) = dP$ $\frac{kab}{\mu_0 \omega} (E_{0n}^2(z) - E_{0n}^2(z + dz)) = \frac{n^2 \pi^2 a \delta}{2 b^2 \mu_0 \omega} E_{0n}^2(z) dz$ $-\frac{dE_{0n}^2(z)}{dz} = \frac{kab}{2 b^2 \mu_0 \omega} \cdot \frac{n^2 \pi^2 a \delta}{2 b^2 \mu_0 \omega} E_{0n}^2(z) \Rightarrow \frac{dE_{0n}^2(z)}{dz} + \frac{2 n^2 \pi^2 \delta}{k b^3} E_{0n}^2(z) = 0$	1
11.3.b	$E_{0n}(z) = E_{0n} e^{-z/L}$ où $L = \frac{b^2 k}{n^2 \pi^2 \delta}$	1
11.3.c	Il faut que L soit grande $\Rightarrow n$ la plus petite Soit $n = 1$	1

7.a	$I_1 = I_0 \operatorname{sinc}^2(\pi a \mu)$ $I_2 = \frac{I_0}{4} \operatorname{sinc}^2\left(\pi a\left(\mu - \frac{1}{\ell}\right)\right)$ $I_3 = \frac{I_0}{4} \operatorname{sinc}^2\left(\pi a\left(\mu + \frac{1}{\ell}\right)\right)$	0.5 0.5 0.5
7.b	<p>Comme il n'y a pas chevauchement des sinus cardinaux alors $I = I_1 + I_2 + I_3$ et</p> $\theta \approx \tan \theta = \frac{x}{f} \Rightarrow \mu = \frac{x}{\lambda f}$ $\Rightarrow I = I_0 \left\{ \operatorname{sinc}^2\left(\frac{\pi a x}{\lambda f}\right) + \frac{1}{4} \operatorname{sinc}^2\left(\pi a\left(\frac{x}{\lambda f} - \frac{1}{\ell}\right)\right) + \frac{1}{4} \operatorname{sinc}^2\left(\pi a\left(\frac{x}{\lambda f} + \frac{1}{\ell}\right)\right) \right\}$	1 0.5
7.c	 <p style="text-align: right;">$\Delta X = \frac{2\lambda f}{a}$</p>	1
8	$\frac{1}{d'} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f} \Rightarrow d' = \frac{f \cdot d}{f + d}$	1
9.a	$b_f = \frac{2\lambda f}{\ell} - \frac{2\lambda f}{a} \approx -\frac{\lambda f}{\ell}$	1
9.b	<p>On observe sur l'écran l'image géométrique de la fente diffractante (bande uniformément éclairée)</p> <p>Les basses fréquences correspondent à des éclaircissements quasi-uniformes de l'objet.</p>	1 1
10.a	$b_{\max} = \frac{2\lambda f}{\ell} - \frac{2\lambda f}{a} \approx \frac{2\lambda f}{\ell}$ et $b_{\min} = \frac{2\lambda f}{a}$	1