



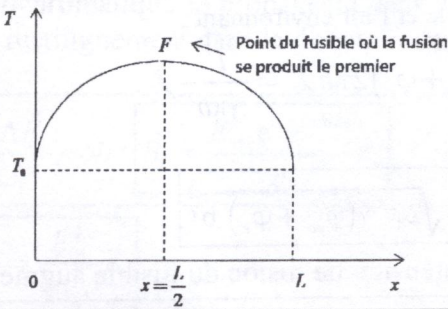
Concours Mathématiques et Physique
Corrigé de l'épreuve de Physique

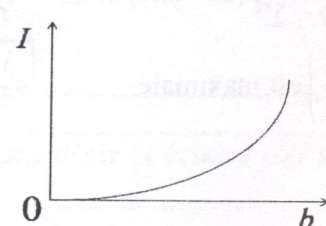
Problème 1 : Ondes électromagnétiques et interférences lumineuses (65pts)

I-Ondes électromagnétiques : Passage du modèle vectoriel de la lumière au modèle scalaire et critère de cohérence temporelle (16pts).

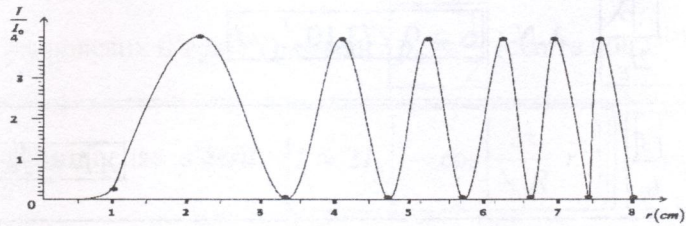
1.	$\vec{\text{rot}} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (M-F) \quad \text{div} \vec{E} = 0 \quad (M-G)$ $\vec{\text{rot}} \vec{B} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (M-A) \quad \text{div} \vec{B} = 0 \quad (M-\phi)$ $\Delta \vec{E} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$ De même, on obtient : $\Delta \vec{B} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2}$	1 1 1
2.	L'onde électromagnétique est dite plane si le champ électrique caractérisant l'onde prend la même valeur en tout point M d'un plan perpendiculaire à la direction de propagation.	1
3-a.	C'est onde plane progressive monochromatique se propageant dans la direction des z positif et polarisée rectilignement dans la direction des x.	1
3-b.	L'onde étant plane, donc : $\vec{B}_1 = \frac{\vec{k}_1 \Delta \vec{E}_1}{\omega_1}$, soit : $\vec{B}_1 = \frac{E_{01}}{c} e^{i(\omega_1 t - k_1 z)} \vec{e}_y$	1,5
3-c.	$\vec{\Pi}_1 = \frac{E_{01}^2 \cos^2(\omega_1 t - k_1 z)}{\mu_0 c} \vec{e}_z$ $\langle \vec{\Pi}_1 \rangle = \frac{E_{01}^2}{2\mu_0 c} \vec{e}_z$	1,5
4-a.	$\vec{E} = E_{01} e^{i(\omega_1 t - \varphi_1)} \vec{e}_1 + E_{02} e^{i(\omega_2 t - \varphi_2)} \vec{e}_2$ $\vec{B}^* = \frac{E_{01} e^{-i(\omega_1 t - \varphi_1)} (\vec{e}_u \wedge \vec{e}_1)}{c} + \frac{E_{02} e^{-i(\omega_2 t - \varphi_2)} (\vec{e}_u \wedge \vec{e}_2)}{c}$ En utilisant les formules données dans l'énoncé, on obtient : $\langle \vec{\Pi} \rangle = \frac{1}{2\mu_0 c} E_{01}^2 \vec{e}_u + \frac{1}{2\mu_0 c} E_{02}^2 \vec{e}_u + \frac{E_{01} E_{02}}{\mu_0 c} \vec{e}_u \langle \cos[(\omega_2 - \omega_1)t - \varphi] \rangle \vec{e}_1 \cdot \vec{e}_2$ Ce qui donne la formule demandée :	0,5 0,5 1,5

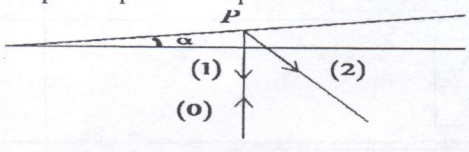
	$\langle \vec{\Pi} \rangle = \langle \vec{\Pi}_1 \rangle + \langle \vec{\Pi}_2 \rangle + \frac{\vec{e}_u}{\mu_0 c} E_{01} E_{02} \left\langle [\cos(\omega_2 - \omega_1)t - \varphi] \right\rangle \vec{e}_1 \cdot \vec{e}_2$	0,5																
4-b.	- $\omega_1 = \omega_2$: ondes isochrones - Le déphasage $\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ est indépendant du temps. - $\vec{e}_1 \cdot \vec{e}_2 \neq 0$: les deux ondes ne doivent pas être perpendiculaires Il s'agit des conditions du phénomène d'interférence.	1																
4-c.	En posant : $\langle \vec{\Pi}_1 \rangle = I_1 \vec{e}_u$; $\langle \vec{\Pi}_2 \rangle = I_2 \vec{e}_u$; $\langle \vec{\Pi} \rangle = I \vec{e}_u$, on obtient : $I(M) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda_0} \delta(M) \right]$ - $\delta(M) = SM_2 - SM_1$ et dans le cas général : $\delta = (SM)_2 - (SM)_1$ - Avec $I_1 = I_2$, le contraste C est maximum (C=1).	0,5 0,5																
5-a.	Une source monochromatique est caractérisée par une longueur de cohérence infinie car la largeur de raie $\Delta\nu \rightarrow 0$.	0,5																
5-b.	<table><tr><td>Source</td><td>$\tau(s)$</td><td>$L_c(m)$</td><td>$\Delta\nu(Hz)$</td></tr><tr><td>Lampe Hg</td><td>10^{-9}</td><td>0,3</td><td>10^9</td></tr><tr><td>Laser He-Ne</td><td>10^{-4}</td><td>$3 \cdot 10^4$</td><td>10^4</td></tr><tr><td>Lumière blanche</td><td>$3 \cdot 10^{-15}$</td><td>$9 \cdot 10^{-7}$</td><td>$3,3 \cdot 10^{14}$</td></tr></table> La source Laser He-Ne est celle qui se rapproche le plus d'une source monochromatique car sa longueur de cohérence est la plus grande, donc sa largeur de raie est la plus petite.	Source	$\tau(s)$	$L_c(m)$	$\Delta\nu(Hz)$	Lampe Hg	10^{-9}	0,3	10^9	Laser He-Ne	10^{-4}	$3 \cdot 10^4$	10^4	Lumière blanche	$3 \cdot 10^{-15}$	$9 \cdot 10^{-7}$	$3,3 \cdot 10^{14}$	1,5 0,5
Source	$\tau(s)$	$L_c(m)$	$\Delta\nu(Hz)$															
Lampe Hg	10^{-9}	0,3	10^9															
Laser He-Ne	10^{-4}	$3 \cdot 10^4$	10^4															
Lumière blanche	$3 \cdot 10^{-15}$	$9 \cdot 10^{-7}$	$3,3 \cdot 10^{14}$															
5-c.	Pour qu'il y ait interférence constructive en M, les deux ondes, qui interfèrent, doivent provenir du même train d'onde. Cela suppose donc que : $\delta < L_c$	0,5																
II- Interféromètre de Michelson : (49pts)																		
II-1. Interféromètre de Michelson réglé en lame d'air et éclairé par une source étendue (25pts).																		
6.	S'est l'image de la source S par la séparatrice, les deux sources S_1 et S_2 sont les sources secondaires cohérentes, telle que : $S_1 S_2 = 2e$	1																
7.	-La différence de marche se déduit du schéma équivalent : $\delta(i) = (S_1 M) - (S_2 M) = S_1 H$, soit : $\delta(i) = 2e \cos i$. - $\delta(i) = cte \Rightarrow i = cte$. Les franges sont des anneaux d'égale inclinaison centrées en F_2'. -Elles sont localisées à l'infini.	1,5 1																

	$\langle P_N \rangle = \frac{\pi \gamma L}{16} B_0^2 \omega^2 N \left(\frac{a}{\sqrt{N}} \right)^4, \text{ soit : } \boxed{\langle P_N \rangle = \frac{\langle P_J \rangle}{N}}$ -Le système de feuilletage divise la puissance dissipée par N, ce qui réduit le chauffage du barreau. On utilise cette technique dans les transformateurs.	1 0,5
II- Etude d'un fusible (25pts).		
5.	$R = \frac{1}{\gamma} \frac{L}{\Sigma}; dP_J = \frac{1}{\gamma} \frac{dx}{\Sigma} I^2; \frac{dP_J}{d\tau} = \frac{\frac{1}{\gamma} \frac{dx}{\Sigma} I^2}{\Sigma dx}; \boxed{\frac{dP_J}{d\tau} = \frac{I^2}{\gamma \Sigma^2}}$	0,5 1,5
6.	-Loi de Fourier : $\vec{j}_{th} = -\lambda \overrightarrow{\text{grad}} T$; $T = T(x)$; $\vec{j}_{th} = -\lambda \frac{dT}{dx} \vec{u}_x$. A travers une section droite : $\phi_{th} = \int \int_{\Sigma} \vec{j}_{th} \cdot d\vec{\Sigma} = j_{th} \Sigma$ $\boxed{\phi_{th} = -\lambda \Sigma \frac{dT(x)}{dx}}$	1 0,5 0,5
7.	-Bilan thermique pendant dt à une tranche dx : $dU = \delta Q_{recu} + \delta Q_{produit} = 0 \text{ (régime stationnaire).}$ $-\frac{d\phi_{th}(x)}{dx} dx dt + \frac{I^2}{\gamma \Sigma^2} \Sigma dx dt \Rightarrow \lambda \frac{d^2 T}{dx^2} + \frac{I^2}{\gamma \Sigma^2} = 0.$ $\boxed{\frac{d^2 T}{dx^2} = -\frac{I^2}{\lambda \gamma \Sigma^2}}$	0,5 2 0,5
8.	$\boxed{T(x) = \frac{I^2}{2\lambda \gamma \Sigma^2} x(L-x) + T_0}$ $\frac{dT}{dx} = \frac{I^2}{2\lambda \gamma \Sigma^2} (L-2x)$, donc $T\left(x = \frac{L}{2}\right)$ est maximale.  Point du fusible où la fusion se produit le premier	1,5 0,5 1 (courbe)
9.	$T_f = \frac{I_0^2}{2\gamma \lambda (\pi b^2)^2} \frac{L^2}{4} + T_0; \boxed{b = \frac{I_0 L}{\sqrt{\pi} \left[8\gamma \lambda (T_f - T_0) \right]^{\frac{1}{4}}}}$ A.N: $\boxed{b = 0,35 \text{ mm}}$	1,5 0,5
10.	Bilan entropique : $dS = \delta S_{échange} + \delta S_{créé} = 0$ (régime stationnaire) L'entropie créée dans un élément dx du fil s'écrit : $\delta S_c = -\delta S_e = \frac{j_{th}(x+dx) \Sigma dt}{T(x+dx)} - \frac{j_{th}(x) \Sigma dt}{T(x)} = \Sigma dt \frac{d}{dx} \left(\frac{j_{th}}{T} \right) dx$ L'entropie créée par unité de temps dans le fil s'écrit :	0,5 0,5

	$S_{0c} = \Sigma \int_0^L \frac{d}{dx} \left(\frac{j_{th}}{T} \right) dx = \Sigma \int_0^L d \left(\frac{j_{th}}{T} \right)$ $S_{0c} = \Sigma \left[\frac{j_{th}(L) - j_{th}(0)}{T_0} \right] = \frac{\Sigma}{T_0} \left[-\lambda \left(\frac{dT}{dx} \right)_{x=L} + \lambda \left(\frac{dT}{dx} \right)_{x=0} \right]$ $S_{0c} = \frac{\Sigma}{T_0} \left[\left(\frac{I_0}{2} \right)^2 \frac{L}{\gamma \Sigma^2} - \cancel{\left(\frac{I_0}{2} \right)^2 \frac{L}{2\gamma \Sigma^2}} + \cancel{\left(\frac{I_0}{2} \right)^2 \frac{L}{2\gamma \Sigma^2}} \right]$ $S_{0c} = \frac{RI_0^2}{4T_0}$ A.N : $S_{0c} = 1,07.10^{-3} W.K^{-1}$	0,5 0,5 1
11.	Les modes de transfert de chaleur qui interviennent sont la convection thermique naturelle et le rayonnement thermique : -La convection thermique est un transfert de chaleur entre une paroi et un fluide. - Le rayonnement thermique est une puissance thermique émise par tout corps porté à une température non nulle ($T \neq 0 K$) sous forme de rayonnement électromagnétique.	1 1
12-a.	$\varphi_r = \sigma(T^4 - T_0^4) = \sigma(T^2 - T_0^2)(T^2 + T_0^2) \simeq 2\sigma T_0^2(T - T_0)(T + T_0)$ $\varphi_r = 4\sigma T_0^3(T - T_0)$ avec : $h_r = 4\sigma T_0^3$ A.N : $h_r = 6,12 W.m^{-1}.K^{-1}$ -Les deux flux surfaciques respectivement par conduction et par rayonnement à température ambiante sont pratiquement égaux.	0,5 1,5 0,5
12-b.	$\varphi_{cc} = 1500 W.m^{-2}$ $\varphi_r = 6889 W.m^{-2}$ Le flux surfacique par rayonnement est prépondérant.	2 0,5
13.	-Bilan thermique : Ecrivons qu'à la température $T = T_f$, la puissance dissipée par effet Joule est égale à la puissance totale échangée entre le fusible et l'air environnant : $(\varphi_{cc} + \varphi_r) 2\pi b L = \frac{I^2}{\gamma \pi b^2} L$ $I = \sqrt{2\pi^2 \gamma (\varphi_{cc} + \varphi_r) b^2}$  -L'intensité de fusion du fusible augmente avec son rayon.	1,5 1(courbe) 0,5

Fin du corrigé

8.	-Non, car les franges, dans ce cas sont délocalisées. -Remplacer la source ponctuelle S par une source large, revient à considérer une infinité de sources ponctuelles. Les sources secondaires S_1 et S_2 sont différentes pour chaque point source. Les franges se brouillent partout dans l'espace sauf à l'infini, d'où la localisation des franges à l'infini, observées à distance finie dans le plan focal image de L_2.	0,5 0,5
9.	$f'_1 = 10\text{cm}$: courte distance focale pour mieux condenser la lumière. $f'_2 = 1\text{m}$: grande distance focale pour obtenir des anneaux plus grands.	0,5 0,5
10.	$p = \frac{\delta}{\lambda_0} = \frac{2e \cos i}{\lambda_0} \simeq \frac{2e}{\lambda_0} \left(1 - \frac{i^2}{2}\right); \quad p(r) = \frac{2e}{\lambda_0} \left(1 - \frac{r^2}{2f_2'^2}\right)$	2
11.	Au centre, on a : $p(r=0) = p_0 = \frac{2e}{\lambda_0}$. D'après la courbe de la figure 2 : $p_0 = 1831,5$; Le centre est noir. $\lambda_0 = \frac{2e}{p_0}$; A.N : $\lambda_0 = 546 \text{ nm}$ (couleur verte).	1 1
12.	$1 - \frac{r_k^2}{2f_2'^2} = \frac{p_k}{p_0}; \quad \frac{r_k^2}{2f_2'^2} = 1 - \frac{p_k}{p_0}, \text{ soit : } r_k = f_2' \sqrt{\frac{2(p_0 - p_k)}{p_0}}$ - $p_1 = 1830,5$, donc : $r_1 = 3,3\text{cm}$; $p_2 = 1829,5$, donc : $r_2 = 4,67\text{cm}$ -On compte six franges sombres.	1 1 0,5
13.	$p_k = p_0 - k = \frac{2e}{\lambda_0} \left(1 - \frac{r_k^2}{2f_2'^2}\right), \text{ soit : } r_k = f_2' \sqrt{\frac{k\lambda_0}{e}}$	1,5
14.	$r_{k+1} - r_k = \frac{(f_2'^2 \lambda_0 / e)}{r_{k+1} + r_k} \quad \text{Avec : } B = \frac{f_2'^2 \lambda_0}{e}$	2,5
15.	$I = 2I_0 \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \delta\right)\right); \quad I = 2I_0 \left(1 + \cos\left(\frac{4\pi e}{\lambda_0} \left(1 - \frac{r^2}{2f_2'^2}\right)\right)\right)$  La réponse à la question précédente justifie l'allure de cette courbe. On ne peut pas définir d'interfrange. Si r augmente, les anneaux sont de plus en plus serrés.	1 0,5 0,5
16.	-Les anneaux rentrent et finissent par disparaître au centre. - Si e diminue, pour rester sur le même anneau ($p_k = \text{cte}$) : $p_k = \frac{2e}{\lambda_0} \left(1 - \frac{r_k^2}{2f_2'^2}\right)$, il faut que r_k diminue.	0,5 1

17.	-Non car les intensités incohérentes dues aux différents points de la source étendue s'ajoutent simplement sur l'écran sans que les franges d'égale inclinaison se brouillent (d'après la question 8). -Elle détermine le nombre de franges observées sur l'écran.	0,5 0,5
18.	Deux méthodes pour déterminer d : $tgi_{\max} \simeq i_{\max} = \frac{d}{2f'_1} = \frac{r_{\max}}{f'_2} \text{ avec : } r_{\max} = 8 \text{ cm (d'après la courbe).}$ A.N : $d = 1,60 \text{ cm}$	2 0,5
19.	-L'interféromètre de Michelson est dit au contact optique lorsque le système optique équivalent correspond à une lame d'air d'épaisseur nulle. - on diminue e jusqu'à l'obtention d'un seul anneau brillant très épais ; sur l'écran, on obtient une tache de couleur uniforme de même aspect que la lumière de la source. -Si l'on dépasse le contact optique en translatant le miroir M_1 dans le sens des x négatifs, celui-ci traverse M_2 et la lame d'air se reconstitue dans l'autre sens ; les franges vont réapparaître et évoluent en sens inverse	0,5 1 0,5
II-2. Interféromètre de Michelson réglé en coin d'air : Mesure de l'indice de réfraction d'une lame d'air (10pts).		
20.	- Pour réaliser l'incidence quasi-normale, on peut utiliser un diaphragme (source peu étendue) afin de limiter l'inclinaison des rayons lumineux ; ou utiliser un système afocal.	0,5
21.	-En utilisant l'incidence quasi-normale, la différence de marche ne dépend que de l'épaisseur e et non de l'angle d'incidence.  $\delta(P) = 2e(P) \simeq 2\alpha x = p\lambda$ $i = x_{p+1} - x_p = \frac{\lambda}{2\alpha}$ -Pour calculer i, on utilise la relation : $i = \frac{i_E}{ \gamma }$. A.N : $i = 1 \text{ mm}$ $\alpha = \frac{\lambda}{2i} = \frac{ \gamma \lambda}{2i_E} ; \text{ A.N : } \alpha = 0,273.10^{-3} \text{ rad}$	1,5 1 0,5
22.	$N = \frac{L}{i} = \frac{ \gamma }{i_E}$ A.N : $N = 20$	1
23-a.	On observe sur l'écran : -une frange centrale blanche ($\varphi_s = 0$) -quelques franges irisées -blanc d'ordre supérieur	1
23-b.	Les franges disparaissent et sont remplacées par le blanc supérieur car la lame de verre introduite a augmenté le chemin optique dans le bras où elle se trouve (ici le bras OO_1).	1

23-c.	-On doit translater le miroir M_1 dans le sens des x négatifs d'une distance d afin de compenser le chemin optique introduit par la lame de verre.	0,5
	-La lame de verre a introduit une différence de chemin optique $2(n-1)e_v$ et la translation du miroir mobile a diminué le parcours dans le bras OO_1 de 2ℓ . Ces chemins optiques étant égaux, on obtient : $(n-1)e_v = \ell$, d'où : $n = \frac{\ell}{e_v} + 1$. A. N : $n = 1,516$.	0,5
		1
	Or : $\Delta n = n \left(\frac{\Delta \ell}{\ell} + \frac{\Delta e_v}{e_v} \right) = 0,010$, d'où : $n = 1,516 \pm 0,010$	1
23-d.	On utilise la lumière blanche car, pour avoir un phénomène d'interférence, il faut que $\delta < L_c = 0,9 \mu m$, donc la mesure de n soit précise. En revanche, avec la source de lumière monochromatique, on doit être capable de compter le nombre de franges qui défilent au centre quand on place la lame. Comme le défilement est instantané, on ne peut pas utiliser cette technique pour mesurer n .	0,5
II-3. Défaut de planéité d'un miroir métallique : Mesure du rayon de courbure d'un miroir sphérique (14pts).		
24.	$e(P) = CO_2 - CH = R - \sqrt{R^2 - r^2} = R - R \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right)^{\frac{1}{2}}$ $e(P) \simeq R - R \left(1 - \frac{r^2}{2R^2} \right) = R - R + \frac{r^2}{2R}, \text{ Soit : } e(P) = \frac{r^2}{2R}$	2
25.	$e \ll R$, donc les points I et J sont très proches, d'où :	0,5
	$\varphi(P) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \left(2e(P) + \frac{\lambda_0}{2} \right)$	1
	$\varphi(P) = \frac{2\pi}{\lambda_0 R} r^2 + \pi \text{ avec : } K = \frac{2\pi}{\lambda_0 R}$	0,5
26.	Les franges d'interférence sont telles que : $\varphi(P) = cte$, soit : $r = cte$.	0,5
	Il s'agit des anneaux d'égale épaisseur. $p_0 = \frac{1}{2}$ (centre noir).	0,5 1
27.	L'intensité lumineuse s'écrit : $I = 2I_0 \left[1 - \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda_0 R} r^2 \right) \right]$	1
28.	Le rayon r_k est tel que : $\frac{2\pi}{\lambda_0 R} r_k^2 = 2\pi k$; $r_k = \sqrt{k \lambda_0 R}$ k entier.	1,5
29-a.	Pour calculer la distance $C'O_2$, on utilise la relation de conjugaison d'une lentille :	1
	$\frac{1}{C'O_2} - \frac{1}{C'O_2} = \frac{1}{f'} ; \frac{1}{C'O_2} = \frac{1}{C'O_2} + \frac{1}{f'} = \frac{\overline{C'O_2} + f'}{\overline{C'O_2} f'}$	

	$C'O_2 = \frac{\overline{C'O_2} f'}{C'O_2 + f'}$	A.N : $C'O_2 = 30cm$	1
29-b.	$\gamma = \frac{C'O_2'}{C'O_2}$	A.N : $\gamma = -2$	1
30.	-Sur la photographie de la figure 4, le diamètre du cinquième anneau sombre vaut 40mm. Son rayon sur le coin d'air, en tenant compte du grandissement, vaut : $r_5 = 10mm$. -On en déduit le rayon de courbure R du miroir sphérique :		1
	$R = \frac{r_5^2}{5\lambda_0}$	A.N : $R = 36,6m$	1,5
Problème 2 : Induction et transferts thermiques (35pts)			
I-Courants de Foucault : Chauffage par induction et influence de feuilletage (10pts).			
1.	-D'après l'équation de Maxwell-Ampère : $\vec{rot}\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}$, un champ magnétique variable crée un champ électrique induit également variable. -Le plan $(M, \vec{u}_r, \vec{u}_z)$ est un plan d'antisymétrie : $\vec{E}(M, t) = E(M, t) \vec{u}_\theta$ - Invariance par translation le long de l'axe Oz et invariance de rotation autour du même axe : Finalement, on obtient : $\vec{E}(M, t) = E(r, t) \vec{u}_\theta$ $-e = \int_{(c)} \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{d\phi}{dt} = -\frac{d}{dt} \iint_{\Sigma(c)} \vec{B} \cdot d\vec{S}$ $e = E \times 2\pi r = (B_0 \omega \sin \omega t) \pi r^2, \text{ soit : } \vec{E}(r, t) = \frac{B_0 r \omega \sin \omega t}{2} \vec{u}_\theta$		0,5
			0,5
			1
			1
2.	Loi d'Ohm locale : $\vec{j} = \gamma \vec{E}$; $\vec{j}(r, t) = \frac{\gamma B_0 r \omega \sin \omega t}{2} \vec{u}_\theta$		1
3.	$p_v = \vec{j} \cdot \vec{E}$; $p_v = \frac{\gamma (B_0 r \omega \sin \omega t)^2}{4}$ $P_J = \frac{\gamma (B_0 \omega \sin \omega t)^2}{4} \iiint_V r^3 dr d\theta dz = \frac{\gamma (B_0 \omega \sin \omega t)^2}{4} \frac{a^4}{4} 2\pi L$ -La puissance moyenne s'écrit : $\langle P_J \rangle = \frac{\pi \gamma a^4 L}{16} B_0^2 \omega^2 \text{ avec : } K_0 = \frac{\pi \gamma a^4 L}{16}$		0,5
			1,5
			1
4.	La puissance moyenne dissipée dans N barreaux : $\langle P_N \rangle = \frac{\pi \gamma L}{16} B_0^2 \omega^2 N r_N^4 ; N \times \pi r_N^2 = \pi a^2 ; r_N = \frac{a}{\sqrt{N}}$		1,5

