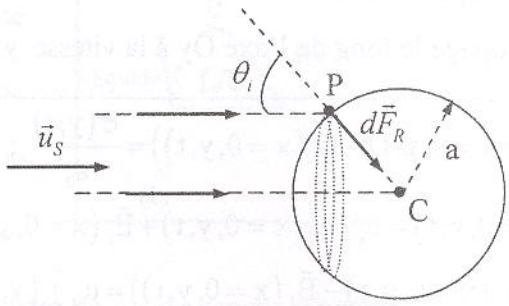
Correction de l'épreuve de physique (Session 2014)
Filière Physique-chimie

Problème 1 (65 / 100) :

Question	Réponse	Barème
I-Préliminaires		
1-	* $\operatorname{div}\vec{E}=\frac{\rho}{\varepsilon_0}$ Maxwell-Gauss : relie le champ électrique à ses sources, les charges ; il existe des monopôles électriques. * $\overrightarrow{\operatorname{rot}}\,\vec{E}=-\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}$ Maxwell-Faraday : les variations temporelles d'un champ magnétique sont sources de champ électrique. La circulation du champ électrique induit n'est pas conservative. * $\operatorname{div}\vec{B}=0$ Maxwell-flux : le champ magnétique est à flux conservatif, il n'existe pas de monopôle magnétique. * $\overrightarrow{\operatorname{rot}}\,\vec{B}=\mu_0\left(\vec{J}+\varepsilon_0\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}\right)$ Maxwell-Ampère : la variation temporelle d'un champ électrique est source de champ magnétique, au même titre que le courant de conduction. le terme $\varepsilon_0\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}$ est appelé « courant de déplacement ».	0,75 0,75 0,75 0,75
2-	Dans un conducteur ohmique, la forme locale de la loi d'Ohm s'écrit : $\vec{J}=\gamma\,\vec{E}$ les courants devant rester finis, $\vec{E}\to\vec{0}$ lorsque $\gamma\to+\infty$; l'équation de Maxwell-Faraday montre qu'un champ magnétique non stationnaire ne peut pas exister dans un conducteur ohmique parfait.	1 0,5
3-	Relations de passage des champs sont : $\vec{n}_{12}\wedge\left(\vec{E}_2-\vec{E}_1\right)=\vec{0}$; $\vec{n}_{12}.\left(\vec{E}_2-\vec{E}_1\right)=\frac{\sigma}{\varepsilon_0}$ $\vec{n}_{12}\wedge\left(\vec{B}_2-\vec{B}_1\right)=\mu_0\vec{j}_S$; $\vec{n}_{12}.\left(\vec{B}_2-\vec{B}_1\right)=0$.	0,5 0,5 0,5 0,5
4-	Dans le vide, l'O.E.P.P.M est transverse électrique et magnétique, et les vecteurs $\vec{k},\vec{E},\vec{B}$ forment un trièdre direct : $\vec{B}=\frac{\vec{k}\wedge\vec{E}}{\omega}$; en outre : $\left\Vert\vec{k}\right\Vert=\frac{\omega}{c}$ et $\left\Vert\vec{B}\right\Vert=\frac{\left\Vert\vec{E}\right\Vert}{c}$.	0,5 0,5 0,5 0,5
II- Réflexion sur un conducteur parfait et pression de radiation		
5-1-	$\vec{k}_i=\frac{\omega}{c}\left(\cos\theta_i\,\vec{e}_x+\sin\theta_i\,\vec{e}_y\right)$.	1
5-2-	Le champ électrique, perpendiculaire au plan d'incidence Pxy, s'écrit : $\underline{\vec{E}}_i(M,t)=E_0\exp j\left(\omega t-\vec{k}_i\vec{r}\right)\vec{e}_z=E_0\exp i\left(\omega t-\frac{\omega}{c}\left(x\cos\theta_i+y\sin\theta_i\right)\right)\vec{e}_z$ $\underline{\vec{B}}_i(M,t)=\frac{1}{\omega}\frac{\omega}{c}\left(\cos\theta_i\vec{e}_x+\sin\theta_i\vec{e}_y\right)\wedge E_0\,\vec{e}_z\exp i\left(\omega t-\frac{\omega}{c}\left(x\cos\theta_i+y\sin\theta_i\right)\right)$	1

	$\Rightarrow \underline{\vec{B}}_i(M,t)=\frac{E_0}{c}\left(\sin\theta_i\,\vec{e}_x-\cos\theta_i\,\vec{e}_y\right)\exp i\left(\omega t-\frac{\omega}{c}\left(x\cos\theta_i+y\sin\theta_i\right)\right)$.	1,5
5-3-	* $u_{em}(M,t)=\frac{\varepsilon_0}{2}E_i^2(M,t)+\frac{1}{2\mu_0}B_i^2(M,t)=\varepsilon_0 E_0^2\cos^2\left(\omega t-\vec{k}_i\,\vec{r}\right)$ $\Rightarrow \langle u_{em}(M,t)\rangle=\frac{1}{2}\varepsilon_0 E_0^2$ * $\vec{R}_i(M,t)=\frac{\vec{E}_i(M,t)\wedge\vec{B}_i(M,t)}{\mu_0}=\frac{E_0^2}{\mu_0 c}\left(\cos\theta_i\,\vec{e}_x+\sin\theta_i\,\vec{e}_y\right)\cos^2\left(\omega t-\vec{k}_i\,\vec{r}\right)$ $\Rightarrow \left\langle\vec{R}_i(M,t)\right\rangle_t=\frac{E_0^2}{2\mu_0 c}\left(\cos\theta_i\,\vec{e}_x+\sin\theta_i\,\vec{e}_y\right)=\frac{\varepsilon_0 c E_0^2}{2}\left(\cos\theta_i\,\vec{e}_x+\sin\theta_i\,\vec{e}_y\right)$. $\left\langle\vec{R}_i(M,t)\right\rangle_t=c\langle u_{em}(M,t)\rangle\left(\cos\theta_i\,\vec{e}_x+\sin\theta_i\,\vec{e}_y\right)$. Dans le vide, la vitesse de propagation de l'énergie est égale à c.	1 1 0.5 0.5
6-1-	Les relations de passage en $x=0$ ne peuvent être satisfaites par les seuls champs incidents $\Rightarrow$ il existe nécessairement des champs réfléchis. Les relations de passage devant être vérifiées, en $x=0$, quels que soient y, z et t, l'onde réfléchie a la même dépendance spatiale et temporelle que l'onde incidente ; il vient alors : $\omega_i=\omega_r=\omega$ $\Rightarrow$ la propagation dans le vide $\left\|\vec{k}_r\right\|=\left\|\vec{k}_i\right\|=k=\frac{\omega}{c}$. D'autre part, $k_{ry}\,y+k_{rz}\,z=k_{iy}\,y+k_{iz}\,z$, $\forall$ y et z $\Rightarrow k_{ry}=k_{iy}=k\sin\theta_i$ et $k_{rz}=k_{iz}=0$ $\Rightarrow$ $k_{rx}=\pm\sqrt{k^2-k^2\sin^2\theta_i}=-k\cos\theta_i$ car l'onde s'éloigne du conducteur parfait $\Rightarrow \vec{k}_r=\frac{\omega}{c}\left(-\cos\theta_i\,\vec{e}_x+\sin\theta_i\,\vec{e}_y\right)$.	0.5 0,5 1
6-2-	Continuité de la composante tangentielle de $\vec{E}$: $\vec{n}_{12}\wedge\left(\vec{E}_2(x=0,y,t)-\vec{E}_1(x=0,y,t)\right)=\vec{0}$; $\vec{n}_{12}\equiv\vec{e}_x$ Dans le métal parfait, $\vec{E}_2(x=0,y,t)=\vec{0}$ $\vec{E}_r(x=0,y,t)=-\vec{E}_i(x=0,y,t)=-E_0\cos\left(\omega t-k\,y\sin\theta_i\right)\vec{e}_z$ *Remarque* : le champ $\vec{E}_r$ n'admet pas une composante suivant x car, dans le vide, ce champ est transversal et doit vérifier : $\vec{k}_r\,\vec{E}_r=0\Rightarrow E_{rx}=0$. $\vec{E}_r(x,y,t)=-E_0\cos\left(\omega t+k\,x\cos\theta_i-k\,y\sin\theta_i\right)\vec{e}_z$ $=-E_0\cos\left(\omega t-\vec{k}_r\,\vec{r}\right)\vec{e}_z$ $\underline{\vec{B}}_r=\frac{\vec{k}_r\wedge\underline{\vec{E}}_r}{\omega}=\frac{1}{\omega}\frac{\omega}{c}\left(-\cos\theta_i\,\vec{e}_x+\sin\theta_i\,\vec{e}_y\right)\wedge\left(-E_0\right)\vec{e}_z\exp j\left(\omega t-\vec{k}_r\,\vec{r}\right)$ $\underline{\vec{B}}_r(x,y,t)=-\frac{E_0}{c}\left(\sin\theta_i\,\vec{e}_x+\cos\theta_i\,\vec{e}_y\right)\exp j\left(\omega t-\vec{k}_r\,\vec{r}\right)$ $=-\frac{E_0}{c}\left(\sin\theta_i\,\vec{e}_x+\cos\theta_i\,\vec{e}_y\right)\exp j\left(\omega t+k\,x\cos\theta_i-k\,y\sin\theta_i\right)$	0,5 0.5 1
7-	$\underline{\vec{E}}(M,t)=\underline{\vec{E}}_i(M,t)+\underline{\vec{E}}_r(M,t)$ $\underline{\vec{E}}(M,t)=E_0\exp j\left(\omega t-kx\cos\theta_i-ky\sin\theta_i\right)\vec{e}_z$ $-E_0\exp j\left(\omega t+kx\cos\theta_i-ky\sin\theta_i\right)\vec{e}_z$ $\underline{\vec{E}}(M,t)=E_0\exp j\left(\omega t-k\,y\sin\theta_i\right)\left[-2\,j\sin\left(k\,x\cos\theta_i\right)\right]\vec{e}_z$	2

	Enfin $\vec{E}(M,t) = \mathcal{Re}\underline{\vec{E}}(M,t) = 2\,E_0 \sin(k\,x\cos\theta_i)\,\sin(\omega t - k\,y\sin\theta_i)\,\vec{e}_z$ L'onde électromagnétique résultante n'est pas plane puisque l'amplitude du champ $\vec{E}$ dépend de x. Elle se propage le long de l'axe Oy à la vitesse $\dot{y} = \dfrac{\omega}{k\sin\theta_i} = \dfrac{c}{\sin\theta_i}$.	1
8-	$*\,\vec{n}_{12}.\left(\vec{E}_2(x=0,y,t) - \vec{E}_1(x=0,y,t)\right) = \dfrac{\sigma(y,t)}{\varepsilon_0}$; $\vec{e}_x\,\vec{E}_1(x=0,y,t) = \vec{e}_x\left(\vec{E}_i(x=0,y,t) + \vec{E}_r(x=0,y,t)\right) = 0 \Rightarrow \sigma(x=0,y,t) = 0$ $*\,\vec{n}_{12} \wedge \left(\vec{B}_2(x=0,y,t) - \vec{B}_1(x=0,y,t)\right) = \mu_0\,\vec{j}_S(y,t) \quad \Rightarrow$ $-\vec{e}_x \wedge \left[\dfrac{E_0}{c}\left(\sin\theta_i\,\vec{e}_x - \cos\theta_i\,\vec{e}_y\right) - \dfrac{E_0}{c}\left(\sin\theta_i\,\vec{e}_x + \cos\theta_i\,\vec{e}_y\right)\right]\cos(\omega t - k\,y\sin\theta_i)$ $= \mu_0\,\vec{j}_S(y,t)$ $\Rightarrow 2\dfrac{E_0}{c}\cos\theta_i\,\cos(\omega t - k\,y\sin\theta_i)\,\vec{e}_z = \mu_0\,\vec{j}_S(y,t)$ $\Rightarrow \vec{j}_S(y,t) = 2\dfrac{E_0}{\mu_0\,c}\cos\theta_i\,\cos(\omega t - k\,y\sin\theta_i)\,\vec{e}_z$.	0,5 1,5
9-1-	La force ressentie par un élément de la surface S se limite à l'action sur les courants surfaciques de densité $\vec{j}_S$: $d\vec{F}_{em} = \vec{j}_S(y,t) \wedge \vec{B}_{eff}(x=0,y,t)\,dS$, où $\vec{B}_{eff}$ est le champ magnétique effectivement ressenti par l'élément de surface dS de l'interface $x=0$, c'est-à-dire le champ total $\mu_0\,\vec{e}_x \wedge \vec{j}_S(y,t)$ auquel il faut soustraire le champ $\vec{B}_{j_S}$ créé par les courants surfaciques eux-mêmes au voisinage immédiat de l'interface : $\vec{B}_{J_S} = \dfrac{\mu_0}{2}\vec{e}_x \wedge \vec{j}_S(y,t) \Rightarrow$ $\vec{B}_{eff} = \dfrac{\mu_0}{2}\vec{e}_x \wedge \vec{j}_S(y,t)$.	0,5 0,5
9-2-	$d\vec{F}_{em}(P,t) = \vec{J}_S(y,t) \wedge \left(\dfrac{\mu_0}{2}\vec{e}_x \wedge \vec{J}_S(y,t)\right)dS = \dfrac{\mu_0}{2}\,J_S^2(y,t)\,dS\,\vec{e}_x \quad \Rightarrow$ $d\vec{F}_{em}(P,t) = 2\,\varepsilon_0\,E_0^2\cos^2\theta_i\,\cos^2(\omega t - k\,y\sin\theta_i)\,dS\,\vec{e}_x$ Cette force est orthogonale à la surface du conducteur parfait.	1 0,5
10-	$p_{em} = \left\lVert\left\langle\dfrac{d\vec{F}_{em}(P,t)}{dS}\right\rangle\right\rVert = \varepsilon_0\,E_0^2\cos^2\theta_i$ le rapport de la force par unité de surface est homogène à une pression d'où cette appellation. Cette pression électromagnétique est uniforme sur l'ensemble des points P de la surface du conducteur.	1,5 0.5
11-1-	$\mathcal{P}_S = \iint_S \langle\vec{R}_S\rangle\,dS\,\vec{u}_S = \lVert\langle\vec{R}_S\rangle\rVert\,S = 0{,}15\,10^4 \times 4\pi d_{ST}^2$ où d_{ST} est le rayon de l'orbite terrestre. $\Rightarrow \mathcal{P}_S = 4{,}24\,10^{26}$ W.	1,5 0,5
11-2-	Approximation locale en onde plane d'une onde sphérique émise par le Soleil situé à une distance *r* de la source : $p_{em} = \varepsilon_0\,E_0^2(r)\cos^2\theta_i$; $\mathcal{P}_S = 4\pi r^2\lVert\langle\vec{R}_i\rangle\rVert = 4\pi r^2\dfrac{E_0^2(r)}{2\mu_0\,c} = 4\pi r^2\dfrac{\varepsilon_0 c\,E_0^2(r)}{2}$	0,5

	$\Rightarrow p_{em} = \dfrac{\mathcal{P}_S}{2\pi c r^2}\cos^2\theta_i$. $d\vec{F}_R$	1,5
12-1-	En raison de symétrie, la force électromagnétique due au rayonnement solaire est portée par le vecteur $\vec{u}_S$, donc seules les composantes de $d\vec{F}_R$ suivant $\vec{u}_S$ sont non nulles. La pression de radiation ne dépendant que de θ_i.  On prend comme élément de surface une couronne de rayon $R_i = a\sin\theta_i$ et de largeur $d\ell = a\,d\theta_i$. La surface de la couronne est : $dS = \int_{\varphi=0}^{2\pi} a\,d\theta_i\; a\sin\theta_i\,d\varphi = 2\pi a^2 \sin\theta_i\,d\theta_i$ Il vient, $\vec{F}_R.\vec{u}_S = \left(\int_0^{\frac{\pi}{2}} p_{em}\,dS\,\vec{n}_{12}\right)\vec{u}_S = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \varepsilon_0 E_0^2 \cos^2\theta_i\; 2\pi a^2 \sin\theta_i\,d\theta_i\,\cos\theta_i$, Puisque $\vec{n}_{12}.\vec{u}_S = \cos\theta_i$, $\vec{F}_R.\vec{u}_S = 2\pi a^2\varepsilon_0 E_0^2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^3\theta_i \sin\theta_i\,d\theta_i = -2\pi a^2\varepsilon_0 E_0^2 \left[\dfrac{\cos^4\theta_i}{4}\right]_0^{\frac{\pi}{2}}$. $\vec{F}_R = \dfrac{1}{2}\pi a^2\varepsilon_0 E_0^2\,\vec{u}_S$ or $E_0(r) = \sqrt{\dfrac{\mathcal{P}_S}{2\pi\varepsilon_0 c r^2}} \Rightarrow \vec{F}_R = \dfrac{\mathcal{P}_S a^2}{4 c r^2}\vec{u}_S$.	0,5 2
12-2-	La force de gravitation exercée par le Soleil sur la particule est : $\vec{F}_G = m\vec{\mathcal{G}}_S = -\dfrac{G M_S m}{r^2}\vec{u}_S = -\dfrac{G M_S 4\pi a^3\rho}{3r^2}\vec{u}_S$	1
12-3-	$\lVert\vec{F}_R\rVert \geq \lVert\vec{F}_G\rVert \Rightarrow \dfrac{\mathcal{P}_S a^2}{4 c r^2} \geq \dfrac{G M_S 4\pi a^3\rho}{3r^2} \Rightarrow a \leq a_0$ avec $a_0 = \dfrac{3\mathcal{P}_S}{16\pi c G M_S \rho}$. AN : $a_0 = 0{,}627\,\mu m$.	1 0,5
12-4-	l'effet de répulsion (pression de radiation) sera donc prépondérant pour des grains de matière de dimension inférieure au micromètre, grains que l'on peut donc qualifier de « poussières ». *Remarque :* le calcul précédent fait l'hypothèse de particules parfaitement réfléchissantes, ce qui n'est vraisemblablement pas le cas.	2
III- Réflexion sur un milieu diélectrique		
13-	Réflexion : * le vecteur d'onde $\vec{k}_r$ de l'onde réfléchie est situé dans le plan d'incidence. * l'angle d'incidence θ_r est égal, à un signe moins près, à l'angle θ_i. Réfraction : * le vecteur d'onde $\vec{k}_t$ de l'onde transmise est situé dans le plan d'incidence. * les angles θ_i et θ_t sont reliés par : $n_1\sin\theta_i = n_2\sin\theta_t$.	0,5 0,5 0,5 0,5
14-	$\vec{k}_i = \dfrac{n_1\omega}{c}\vec{e}_i = \dfrac{n_1\omega}{c}\left(\cos\theta_i\,\vec{e}_x + \sin\theta_i\,\vec{e}_y\right)$ $\vec{k}_r = \dfrac{n_1\omega}{c}\vec{e}_r = \dfrac{n_1\omega}{c}\left((\vec{e}_r.\vec{e}_x)\vec{e}_x + (\vec{e}_r.\vec{e}_y)\vec{e}_y\right) = \dfrac{n_1\omega}{c}\left(-\cos\theta_i\,\vec{e}_x + \sin\theta_i\,\vec{e}_y\right)$	0,5 1

	$\vec{k}_t = \frac{n_2\omega}{c}\vec{e}_t = \frac{n_2\omega}{c}\left((\vec{e}_t.\vec{e}_x)\vec{e}_x + (\vec{e}_t.\vec{e}_y)\vec{e}_y\right) = \frac{n_2\omega}{c}\left(\cos\theta_t\,\vec{e}_x + \sin\theta_t\,\vec{e}_y\right).$	1
15-	$\vec{E}_i(M,t) = E_0\left(-\sin\theta_i\,\vec{e}_x + \cos\theta_i\vec{e}_y\right)\cos\left(\omega t - \frac{n_1\omega}{c}(x\cos\theta_i + y\sin\theta_i)\right)$ $\vec{B}_i(M,t) = \frac{\vec{k}_i \wedge \vec{E}_i(M,t)}{\omega} = \frac{n_1\omega}{c}\left(\cos\theta_i\,\vec{e}_x + \sin\theta_i\,\vec{e}_y\right)\wedge$ $\frac{E_0}{\omega}\left(-\sin\theta_i\,\vec{e}_x + \cos\theta_i\vec{e}_y\right)\cos\left(\omega t - \frac{n_1\omega}{c}(x\cos\theta_i + y\sin\theta_i)\right)$ $\Rightarrow \vec{B}_i(M,t) = \frac{n_1 E_0}{c}\vec{e}_z\cos\left(\omega t - \frac{n_1\omega}{c}(x\cos\theta_i + y\sin\theta_i)\right).$	1 1,5
16-1-	$E_{0r} = \frac{n_2\cos\theta_i - n_1\cos\theta_t}{n_2\cos\theta_i + n_1\cos\theta_t}E_0 \Rightarrow r_{//} = \frac{E_{0r}}{E_0} = \frac{n_2\cos\theta_i - n_1\cos\theta_t}{n_2\cos\theta_i + n_1\cos\theta_t}$ $E_{0t} = \frac{2\,n_1\cos\theta_i}{n_2\cos\theta_i + n_1\cos\theta_t}E_0 \Rightarrow t_{//} = \frac{E_{0t}}{E_0} = \frac{2\,n_1\cos\theta_i}{n_2\cos\theta_i + n_1\cos\theta_t}.$	1 1

16-2-	$\vec{E}_r(M,t) = \left(E_{0rx}\,\vec{e}_x + E_{0ry}\vec{e}_y\right)\exp i\left(\omega t - \frac{n_1\omega}{c}(-x\cos\theta_i + y\sin\theta_i)\right)$
	$\vec{E}_t(M,t) = \left(E_{0tx}\,\vec{e}_x + E_{0ty}\vec{e}_y\right)\exp i\left(\omega t - \frac{n_2\omega}{c}(x\cos\theta_t + y\sin\theta_t)\right)$
	$*\ \vec{n}_{12}\wedge\left(\vec{E}_2 - \vec{E}_1\right) = \vec{0},$
	$\vec{E}_2 = \vec{E}_t(x=0,y,z,t)$ et $\vec{E}_1 = \vec{E}_i(x=0,y,z,t) + \vec{E}_r(x=0,y,z,t)$
	$*\ \vec{n}_{12}\left(\vec{B}_2 - \vec{B}_1\right) = 0,$
	$\vec{B}_2 = \vec{B}_t(x=0,y,z,t)$ et $\vec{B}_1 = \vec{B}_i(x=0,y,z,t) + \vec{B}_r(x=0,y,z,t)$
	$*\ \vec{k}_i\vec{E}_i = 0,\ \vec{k}_r\vec{E}_r = 0$ et $\vec{k}_t\vec{E}_t = 0.$
	$E_{0r} = \frac{n_2\cos\theta_i - n_1\cos\theta_t}{n_2\cos\theta_i + n_1\cos\theta_t}E_0$ et $E_{0t} = \frac{2\,n_1\cos\theta_i}{n_2\cos\theta_i + n_1\cos\theta_t}E_0.$
	Ces données permettent la détermination des composantes des différents champs
	$\vec{E}_{r0} = r_{//}E_0\left(-\sin\theta_i\,\vec{e}_x - \cos\theta_i\vec{e}_y\right)$
	$\Rightarrow \underline{\vec{E}}_r = r_{//}E_0\left(-\sin\theta_i\,\vec{e}_x - \cos\theta_i\,\vec{e}_y\right)\exp i\left(\omega t - \frac{n_1\omega}{c}(-x\cos\theta_i + y\sin\theta_i)\right).$
	$\vec{E}_{t0} = t_{//}E_0\left(-\sin\theta_t\,\vec{e}_x + \cos\theta_t\,\vec{e}_y\right)$
	$\Rightarrow \vec{E}_t = t_{//}E_0\left(-\sin\theta_t\,\vec{e}_x + \cos\theta_t\,\vec{e}_y\right)\cos\left(\omega t - \frac{n_2\omega}{c}(x\cos\theta_t + y\sin\theta_t)\right)$
	$\underline{\vec{B}}_r(M,t) = \frac{\vec{k}_r\wedge\underline{\vec{E}}_r(M,t)}{\omega}$
	$\underline{\vec{B}}_r(M,t) = \frac{n_1\omega}{c}\left(-\cos\theta_i\,\vec{e}_x + \sin\theta_i\,\vec{e}_y\right)\wedge\frac{r_{//}E_0}{\omega}\left(-\sin\theta_i\,\vec{e}_x - \cos\theta_i\,\vec{e}_y\right)$
	$\times\exp i\left(\omega t - \frac{n_1\omega}{c}(-x\sin\theta_i + y\cos\theta_i)\right)$
		1
		
		1

	$\underline{\vec{B}}_r(M,t)=\frac{n_1 r_{//} E_0}{c}\vec{e}_z \exp i\left(\omega t-\frac{n_1\omega}{c}(-x\sin\theta_i+y\cos\theta_i)\right)$	1,5

	$\underline{\vec{B}}_t(M,t)=\frac{\vec{k}_t\wedge\underline{\vec{E}}_t(M,t)}{\omega}$
	 $=\frac{n_2\omega}{c}(\cos\theta_t\,\vec{e}_x+\sin\theta_t\,\vec{e}_y)\wedge\frac{t_{//}E_0}{\omega}(-\sin\theta_t\,\vec{e}_x+\cos\theta_t\,\vec{e}_y)$
	 $\times\exp i\left(\omega t-\frac{n_2\omega}{c}(x\cos\theta_t+y\sin\theta_t)\right)$
	 $\vec{B}_t(M,t)=\frac{n_2 t_{//}E_0}{c}\vec{e}_z\cos\left(\omega t-\frac{n_2\omega}{c}(x\cos\theta_t+y\sin\theta_t)\right)$
		1,5

17-	$\vec{R}_i(M,t)=\frac{\vec{E}_i(M,t)\wedge\vec{B}_i(M,t)}{\mu_0}$ $\vec{R}_i(M,t)=\frac{n_1E_0^2}{\mu_0 c}(\cos\theta_i\,\vec{e}_x+\sin\theta_i\vec{e}_y)\cos^2(\omega t-\vec{k}_i\,\vec{r})$ $\Rightarrow\langle\vec{R}_i(M,t)\rangle=\frac{n_1E_0^2}{2\mu_0 c}(\cos\theta_i\,\vec{e}_x+\sin\theta_i\vec{e}_y)=\frac{n_1E_0^2}{2\mu_0 c}\vec{e}_i$ $\Rightarrow\mathcal{P}_i=\iint_S\langle\vec{R}_i(M,t)\rangle dS\,\vec{e}_x\Rightarrow\langle\mathcal{P}_i\rangle=\frac{n_1E_0^2}{2\mu_0 c}S\cos\theta_i$	1

	$\vec{R}_r(M,t)=\frac{\vec{E}_r(M,t)\wedge\vec{B}_r(M,t)}{\mu_0}$
	 $\vec{R}_r(M,t)=\frac{n_1 r_{//}^2E_0^2}{\mu_0 c}(-\cos\theta_i\,\vec{e}_x+\sin\theta_i\vec{e}_y)\cos^2(\omega t-\vec{k}_r\,\vec{r})$
	 $\Rightarrow\langle\vec{R}_r(M,t)\rangle=\frac{n_1 r_{//}^2E_0^2}{2\mu_0 c}(-\cos\theta_i\,\vec{e}_x+\sin\theta_i\vec{e}_y)=\frac{n_1 r_{//}^2E_0^2}{2\mu_0 c}\vec{e}_r$
	 $\Rightarrow\mathcal{P}_r=\iint_S\langle\vec{R}_r(M,t)\rangle dS(-\vec{e}_x)\Rightarrow\langle\mathcal{P}_r\rangle=\frac{n_1 r_{//}^2E_0^2}{2\mu_0 c}S\cos\theta_i$
		1

	$\vec{R}_t(M,t)=\frac{\vec{E}_t(M,t)\wedge\vec{B}_t(M,t)}{\mu_0}$
	 $\vec{R}_t(M,t)=\frac{n_2 t_{//}^2E_0^2}{\mu_0 c}(\cos\theta_t\,\vec{e}_x+\sin\theta_t\vec{e}_y)\cos^2(\omega t-\vec{k}_t\,\vec{r})$
	 $\Rightarrow\langle\vec{R}_t(M,t)\rangle=\frac{n_1 t_{//}^2E_0^2}{2\mu_0 c}(\cos\theta_t\,\vec{e}_x+\sin\theta_t\vec{e}_y)=\frac{n_2 t_{//}^2E_0^2}{2\mu_0 c}\vec{e}_t$
	 $\Rightarrow\mathcal{P}_t=\iint_S\langle\vec{R}_t(M,t)\rangle dS\,\vec{e}_x\Rightarrow\langle\mathcal{P}_t\rangle=\frac{n_2 t_{//}^2E_0^2}{2\mu_0 c}S\cos\theta_t$
		1

	$R_{//}=\frac{\langle\mathcal{P}_i\rangle}{\langle\mathcal{P}_i\rangle}=\frac{\frac{n_1 r_{//}^2E_0^2}{2\mu_0 c}S\cos\theta_i}{\frac{n_1E_0^2}{2\mu_0 c}S\cos\theta_i}=r_{//}^2=\left(\frac{n_2\cos\theta_i-n_1\cos\theta_t}{n_2\cos\theta_i+n_1\cos\theta_t}\right)^2$	1
		1

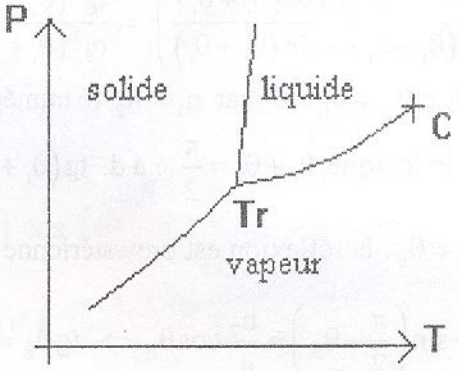
	$T_{//}=\dfrac{\langle\mathcal{P}_t\rangle}{\langle\mathcal{P}_i\rangle}=\dfrac{\dfrac{n_2\,t_{//}^2E_0^2}{2\mu_0c}S\cos\theta_t}{\dfrac{n_1E_0^2}{2\mu_0c}S\cos\theta_i}=\dfrac{n_2\cos\theta_t}{n_1\cos\theta_i}t_{//}^2=\dfrac{4\,n_1n_2\cos\theta_i\cos\theta_t}{(n_2\cos\theta_i+n_1\cos\theta_t)^2}$
	$R_{//}+T_{//}=\left(\dfrac{n_2\cos\theta_i-n_1\cos\theta_t}{n_2\cos\theta_i+n_1\cos\theta_t}\right)^2+\dfrac{4\,n_1n_2\cos\theta_i\cos\theta_t}{(n_2\cos\theta_i+n_1\cos\theta_t)^2}$
	$=\left(\dfrac{n_2\cos\theta_i+n_1\cos\theta_t}{n_2\cos\theta_i+n_1\cos\theta_t}\right)^2=1$
	Les milieux de propagation sont transparents ; il y a conservation de l'énergie à l'interface.
		0,5
		0,5

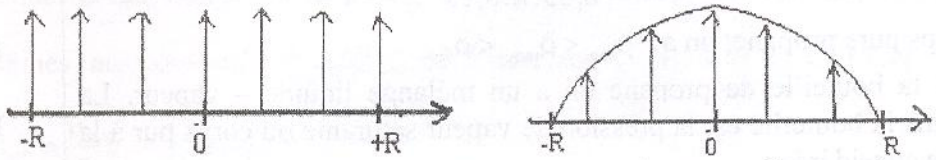
18-	Lorsqu'il n y a pas d'onde réfléchie, $R_{//}=0$
	On a : $R_{//}=\left(\dfrac{n_2\cos\theta_i-n_1\cos\theta_t}{n_2\cos\theta_i+n_1\cos\theta_t}\right)^2$ avec $n_1\sin\theta_i=n_2\sin\theta_t$, On obtient ;
	$R_{//}=\left(\dfrac{\sin\theta_i\cos\theta_i-\sin\theta_t\cos\theta_t}{\sin\theta_i\cos\theta_i+\sin\theta_t\cos\theta_t}\right)^2=\left(\dfrac{\sin2\theta_i-\sin2\theta_t}{\sin2\theta_i+\sin2\theta_t}\right)^2$
	$=\left(\dfrac{\sin(\theta_t-\theta_i)\times\cos(\theta_t+\theta_i)}{\cos(\theta_t-\theta_i)\times\sin(\theta_t+\theta_i)}\right)^2=\dfrac{tg^2(\theta_t-\theta_i)}{tg^2(\theta_t+\theta_i)}$.
	On a $\theta_t-\theta_i\neq0\Rightarrow\theta_t\neq\theta_i$ car $n_1\neq n_2$ le numérateur ne s'annule pas
	$R_{//}$ s'annule lorsque $\theta_t+\theta_i=\dfrac{\pi}{2}$ c.à.d. $tg(\theta_t+\theta_i)$ tend vers l'infini.
	Lorsque $\theta_i=\theta_B$, la réflexion est brewstérienne $\Rightarrow\theta_t=\dfrac{\pi}{2}-\theta_B$.
	$\sin\theta_B=\dfrac{n_2}{n_1}\sin\left(\dfrac{\pi}{2}-\theta_B\right)=\dfrac{n_2}{n_1}\cos\theta_B\Rightarrow tg\,\theta_B=\dfrac{n_2}{n_1}$ et $\theta_B=\text{arctg}\left(\dfrac{n_2}{n_1}\right)$.
		1
		1

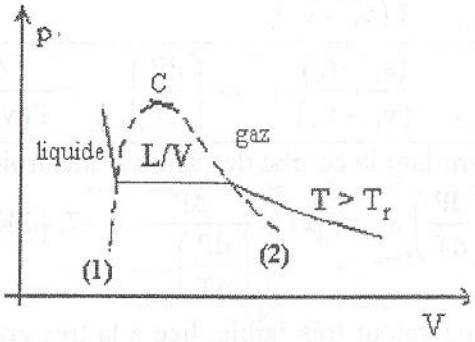
19-	On sait que les dipôles ne rayonnent pas suivant la direction de leur moment dipolaire. Si les dipôles induits à la surface du milieu 2 sont orientés suivant la direction de l'onde réfléchie donné par les lois de Descartes, il n'y a pas d'onde réfléchie. Le champ électrique $\vec{E}_t$ de l'onde transmise est orthogonal à $\vec{e}_t$, il faut $\theta_i+\theta_t+\dfrac{\pi}{2}=\pi\Rightarrow\theta_i+\theta_t=\dfrac{\pi}{2}$ En absence de l'onde réfléchie, on a : $\theta_i=\theta_B$. D'après la loi de Descartes pour la réfraction, $n_1\sin\theta_i=n_2\sin\theta_t$, $\theta_t=\dfrac{\pi}{2}-\theta_B$, d'où $n_1\sin\theta_B=n_2\sin\left(\dfrac{\pi}{2}-\theta_B\right)=n_2\cos\theta_B\Rightarrow$ $\dfrac{\sin\theta_B}{\cos\theta_B}=tg\,\theta_B=\dfrac{n_2}{n_1}\Rightarrow\theta_B=\text{Arctg}\left(\dfrac{n_2}{n_1}\right)$.	1
20-	AN : $\theta_B=\text{arctg}\left(\dfrac{n_{verre}}{n_{air}}\right)=\text{arctg}(1,54)=57°$	1
21-	La lumière naturelle n'est pas polarisée ; le champ électrique, tout en restant transverse, peut prendre toutes les directions possibles dans un plan d'onde.	

	Ce caractère résulte de l'incohérence entre les sources atomiques qui constituent la source lumineuse. Comme les coefficients $R_{//}$ et $R_{\perp}$ sont en général différents, la réflexion d'une lumière naturelle produit une lumière partiellement polarisée. En particulier, sous l'angle d'incidence de Brewster $\theta_i = \theta_B$ tel que : $\theta_B = \text{arctg}\left(\frac{n_2}{n_1}\right)$, la lumière réfléchie est polarisée rectilignement (le champ électrique est perpendiculaire au plan d'incidence : $E_{r//} = 0$ et $E_{r\perp} \neq 0$). On éclaire un diélectrique sous une incidence proche de l'incidence de Brewster et on observe le faisceau réfléchi à travers un polariseur. Quand on fait tourner le polariseur dans son plan, on voit alors deux maxima ($\vec{E}_r$ est polarisé orthogonalement au plan d'incidence) et deux minima nuls ($\vec{E}_r$ est polarisé parallèlement au plan d'incidence) lors d'un tour complet.	1,5

Problème 2 (35 / 100) :

Question	Réponse	Barème
I – Changement d'état solide-liquide		
1-	Les trois courbes représentent l'ensemble des points (P,T) traduisant la coexistence du corps pur sous deux phases. Elles délimitent des domaines où le système est monophasé.  Tr : point triple où les 3 phases coexistent. C : point critique au-delà duquel on ne distingue plus le liquide du gaz : c'est l'état supercritique. Pour l'eau, le volume massique de la glace est supérieur à celui de l'eau liquide ce qui explique la valeur négative de la pente de la courbe de l'équilibre solide-liquide.	1,5 0,5 0,5 1
2-	Le potentiel thermodynamique permettant de décrire une transition de phases d'un corps pur est la fonction enthalpie libre $G(m,T,P)$, m masse du corps pur. Considérons les phases (a) et (b) en équilibre dans les conditions (T, P) : $g_a(T,P) = g_b(T,P)$ Sur la courbe de changement de phase : $dg_a(P,T) = dg_b(P,T)$ $\Rightarrow v_a\,dP - s_a\,dT = v_b\,dP - s_b\,dT$ v_i est le volume massique du corps pur dans la phase i et s_i l'entropie massique du corps pur dans la phase i. $\left(\frac{dP}{dT}\right)_{a\to b} = \frac{(s_b - s_a)}{(v_b - v_a)}$; 2ème principe de la thermodynamique : $\Delta s = s_b - s_a = \frac{\Delta h_{a\to b}}{T}$	1 1 1,5

	$\left(\frac{dP}{dT}\right)_{a\to b} = \frac{\Delta h_{a\to b}}{T(v_b - v_a)}$	
3-1-	$\left(\frac{dP}{dT}\right)_{S\to L} = \frac{(s_L - s_S)}{(v_L - v_S)}$; $\Rightarrow \left(\frac{dP}{dT}\right)_{S\to L} = \frac{\Delta h_F}{T(v_L - v_S)} = -1{,}35.10^7\ \text{Pa.K}^{-1}$	1,5
3-2-	En assimilant la courbe de fusion à une droite : $\frac{\Delta P}{\Delta T} = \left(\frac{dP}{dT}\right)_{S\to L} \Rightarrow \Delta T = \frac{\Delta P}{\left(\frac{dP}{dT}\right)_{S\to L}} = -7{,}40\ \text{K}$	1
	C'est une valeur très faible, liée à la très grande pente (en valeur absolue) de la courbe de fusion.	0,5
4-	En notation vectorielle : $\overrightarrow{\text{grad}}\,P = \rho\,\vec{g}$ et algébriquement : $\rho g = -\frac{dP}{dz}$ (l'axe Oz est orienté vers le haut)	1 0,5
	L'eau qui constitue l'océan est incompressible : $P(z) = P_0 - \rho g z$. Hypothèses : champ de pesanteur uniforme et le fluide est incompressible.	1
5-	10 mètres d'eau équivalent à une augmentation de pression : $\Delta P = \rho g\lvert z\rvert = 9{,}8.10^4\ \text{Pa} \approx 1$ bar , quantité égale à la pression atmosphérique.	1
6-	On a : $\chi_T = -\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T$ à une température constante :	1
	$\frac{dV}{V} = -\chi_T\,dP \Rightarrow \frac{\Delta V}{V} = -\chi_T\,\Delta P = -\chi_T\,\rho g\,\lvert z\rvert = -2\,10^{-4}$. Cette valeur extrêmement faible justifie le fait de considérer l'eau comme incompressible.	1
7-	Fluide parfait : vitesse uniforme Fluide visqueux : profil parabolique  	1 1
	La viscosité caractérise la résistance à l'écoulement d'une substance déformable ; les forces de viscosité sont des forces de frottement s'opposant au glissement des couches de fluide les unes par rapport aux autres.	1
8-	Conditions de validité de la loi de Poiseuille : écoulement laminaire, permanent, dans un champ de pesanteur uniforme, d'un fluide incompressible newtonien.	1
	$D_V = \pi R^4 \frac{\Delta \hat{P}}{8\eta L}$ avec $\hat{P} = P + \rho g z$ d'où $\Delta \hat{P} = \hat{P}(z) - \hat{P}(z+L) = \Delta P + \rho g L$.	1
9-1-	Quand $\Delta P = \rho g L$, il n'y a pas d'écoulement (cas statique).	1
9-2-	$\Delta P - \rho g L = \frac{8\eta L D_V}{\pi R^4} = 1{,}95\ \text{Pa}$; Cette valeur est extrêmement faible.	1
9-3-	Vitesse moyenne : $v_m = \frac{D_V}{S} = \frac{D_V}{\pi R^2} = 0{,}51\ \text{m s}^{-1}$	0,5
	Nombre de Reynolds : $\mathcal{R} = \frac{\rho v_m 2R}{\eta} = 2{,}5\,10^5$;	1,5
	Valeur très élevée qui correspond à un écoulement turbulent : l'hypothèse de validité de la loi de Poiseuille est donc fausse !	0,5

II- Changement de phase liquide-gaz		
10-	Mélange diphasé : coexistence de deux phases $(\text{liq} - \text{vap})$ Palier de changement d'état : A une température donnée, le changement d'état se fait à pression constante correspondant à un palier horizontal dans le diagramme ci- dessus.  Courbe de rosée : courbe (2) : lieu des points de liquide saturant Courbe d'ébullition : courbe (1) : lieu des points de vapeur saturante Point critique C	1,5 0,5 0,5 0,5 0,5
11-	$\Delta h = L_V = 2,24\,10^6\ \text{J Kg}$ valeur très grande. $\Delta s = \dfrac{L_V}{T} = 6005\ \text{J K}^{-1}\,\text{kg}^{-1}$, $\Delta s > 0$ car on passe d'une phase liquide ordonnée à une phase vapeur désordonnée.	1 1
12-	A pression extérieure constante, le transfert thermique massique lors de la transition de phase est : $q = \Delta h = L_{vap}$ or : $\Delta s = s_c + s_e$ $s_e = \dfrac{q}{T} = \dfrac{\Delta h_V}{T} = \Delta s \Rightarrow s_c = 0$: évolution adiabatique réversible.	1 1
III- Stockage des fluides		
13-1	$\rho_{vap(prop)} = \dfrac{P_{sat(prop)} M_{(prop)}}{R\,T} = 12,6\ \text{kg m}^{-3}$;	1
13-2	$\rho_{liq(prop)} = 515\ \text{kg m}^{-3}$ et $\rho_{moy(bouteille)} = \dfrac{5}{0,35.\pi.0,15^2} = 202\ \text{kg m}^{-3}$. Pour le corps purs propane, on a : $\rho_{vap} < \rho_{moy} < \rho_{liq}$ Donc dans la bouteille de propane on a un mélange liquide – vapeur. La pression dans la bouteille est la pression de vapeur saturante du corps pur à la température considérée ; pour le propane $P = P_{sat(prop)} = 7$ bars.	1 1 0,5
14-	$P_{sat} > P_{atm}$ il faut donc un détendeur pour que le gaz sorte à la pression atmosphérique.	1
15-	Considérons n moles de gaz supposé parfait s'échappant de la bouteille. On suppose que la détente est adiabatique réversible, on peut donc appliquer la loi de Laplace au système constitué de ces n moles. Etat Initial : (P_{sat}, T_0) Etat Final : (P_{atm}, T_f) On peut donc écrire : $P_{sat}^{1-\gamma}\,T_0^{\gamma} = P_{atm}^{1-\gamma}\,T_f^{\gamma} \Rightarrow T_f = T_0\left(\dfrac{P_{sat}}{P_0}\right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} < T_0$ car $P_{sat} > P_0$ et $\dfrac{1-\gamma}{\gamma} < 0$. il y a donc un refroidissement au niveau du détendeur.	1.5 0,5

REPUBLIQUE TUNISIENNE

Ministère de l'Enseignement Supérieur,
de la Recherche Scientifique, des Technologies de
l'Information et de la Communication

Concours Nationaux d'Entrée
aux Cycles de Formation d'Ingénieurs
Session 2014

الجمهورية التونسية
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
وتكنولوجيا المعلومات و الاتصال

المناظرات الوطنية للدخول
إلى مراحل تكوين المهندسين
دورة 2014

Concours Toutes Options
Epreuve de Français

Date : Jeudi 05 Juin 2014	**Heure : 14 H**	**Durée : 2 H**	**Nbre pages : 2**
Barème : 1 - Résumé : 10 points		**2 - Essai : 10 points**	

Résumé de texte : 10 points

Vous résumerez le texte suivant en 170 mots (un écart de 10°/° en plus ou en moins est toléré). Vous indiquerez à la fin du résumé le nombre de mots utilisés.

NB : ***Il est à rappeler que le résumé n'est pas un assemblage de morceaux de textes empruntés à l'original, mais un texte personnel, réduit, fidèle à l'esprit du texte initial.***

Pour le décompte des mots, il est convenu que « c'est-à-dire », par exemple, compte pour quatre mots.

La pollution atmosphérique est devenue le symbole du lourd tribut(1) payé par les villes chinoises à la croissance économique. L'année 2013 a été marquée par la multiplication des pics(2) de pollution extrêmes, notamment dans les deux centres urbains les plus importants de l'empire du Milieu : Pékin et Shanghaï.

Pékin d'abord, qui a disparu dès le début de l'année dans un inquiétant brouillard de pollution. La capitale a enregistré des concentrations élevées de particules fines- les PM 2,5. En plein hiver, les centrales au charbon des provinces bordant le centre politique du pays ont tourné à plein régime(2). Sans oublier la circulation automobile. Malgré les limitations, adoptées en 2011, du nombre de nouvelles immatriculations dans la capitale, 250000 véhicules supplémentaires grossissent chaque année les rangs des voitures immobilisées dans les embouteillages sur les cinq périphériques de la ville, contribuant à un quart de sa pollution. Mi-décembre, c'était au tour de Shanghaï, centre économique du pays, de se perdre dans un épais « smog », les niveaux de PM 2,5 atteignant aussi des concentrations élevées.

La mauvaise qualité de l'air dans les mégapoles chinoises s'impose comme un sujet politique incontournable en raison de l'éveil croissant de l'opinion à cette question. La publication des relevés de pollution atmosphérique est elle-même le résultat d'un bras de fer entre les citoyens du Web et le pouvoir. L'évolution se fait à marche forcée(3), après le défi lancé par l'ambassade des Etats-Unis à Pékin et le consulat américain de Shanghaï, qui ont pris l'initiative de réaliser leurs propres relevés afin d'évaluer la nocivité de l'air selon une méthode utilisée en Amérique. Et de publier l'ensemble, heure par heure, sur les réseaux sociaux. Cible des critiques du public, Pékin a fini par imposer à 74 grandes villes, depuis le 1er janvier 2013, de publier en temps réel leurs relevés de concentration de particules fines dans l'air.

Une étude, en particulier, est venue étayer ces inquiétudes. Le 9 juillet, un article publié dans la revue américaine *Proceeding of the National Academy of Sciences* a