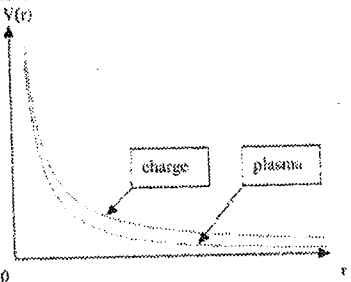
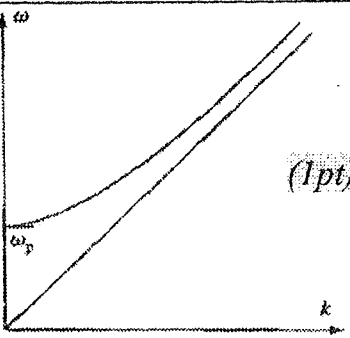


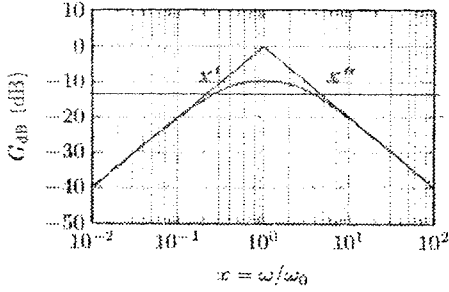
Corrigé physique MP 2021

	Problème 1(Energie interne et capacités thermiques)	16 pts
I/ 1	$\vec{F} = -m\omega^2 x \vec{u}_x = -\overrightarrow{\text{grad}} E_p \Rightarrow m\omega^2 x = \frac{dE_p}{dx} \Rightarrow E_p = \frac{1}{2} m\omega^2 x^2 + c$ (0,25) et $E_p(0) = c = 0$ (0,25) $\frac{1}{2} m\omega^2 A^2 \cos^2 \omega t$ (0,25) $E_c = \frac{1}{2} mv^2 = \frac{1}{2} m\omega^2 A^2 \sin^2 \omega t$ (0,25)	1pt
2	$E_m = E_c + E_p = \frac{1}{2} m\omega^2 A^2 \cos^2 \omega t + \frac{1}{2} m\omega^2 A^2 \sin^2 \omega t = \frac{1}{2} m\omega^2 A^2$	1pt
3	$\langle E_c \rangle = \frac{1}{4} m\omega^2 A^2 = \langle E_p \rangle \quad \langle E_m \rangle = 2 \langle E_c \rangle = 2 \langle E_p \rangle$	1pt
4	Si les particules sont indépendantes, l'énergie est une somme de termes quadratiques des variables et que le système est classique (approximation de Boltzmann), alors chaque degré de liberté énergétique contribue en $(kT/2)$ à l'énergie moyenne de la particule.	1pt
5	$U_G = N \langle E_m \rangle = N \langle E_c \rangle = 3N \frac{1}{2} K_B T \Rightarrow c_v = \frac{3}{2} N_A K_B = \frac{3}{2} R$	1pt
6	$U_s = N \langle E_m \rangle = 2N \langle E_c \rangle = 6N \frac{1}{2} K_B T \Rightarrow c_v = 3N_A K_B = 3R$	1pt
7	La capacité thermique est constante	1pt
II 8	$\langle n \rangle = \sum_0^\infty p_n \cdot n$ avec $p_n = \frac{\exp(-n \frac{\hbar\omega}{K_B T})}{\sum_0^\infty \exp(-n \frac{\hbar\omega}{K_B T})} = \frac{y^n}{\sum_0^\infty y^n} \Rightarrow \langle n \rangle = \frac{\sum_0^\infty n y^n}{\sum_0^\infty y^n}$	1pt
9	$\sum_0^\infty y^n = 1 + y + y^2 + \dots = \frac{1}{1-y}$ $\sum_0^\infty n y^n = y + 2y^2 + 3y^3 + \dots = y \frac{d \sum_0^\infty y^n}{dy} = y \frac{d \frac{1}{1-y}}{dy} = \frac{y}{(1-y)^2}$ (1pt) $\langle n \rangle = \frac{\frac{y}{(1-y)^2}}{\frac{1}{1-y}} = \frac{y}{1-y} = \frac{\exp(-\frac{\hbar\omega}{K_B T})}{1 - \exp(-\frac{\hbar\omega}{K_B T})} = \frac{1}{\exp(\frac{\hbar\omega}{K_B T}) - 1}$ (1pt)	2pts
10	$U = 3N \langle e \rangle = 3N \left(\langle n \rangle + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega = 3N \hbar\omega \left(\frac{1}{\exp(\frac{\hbar\omega}{K_B T}) - 1} + \frac{1}{2} \right)$	1pt
11	$C = \frac{dU}{dT} = 3N \hbar\omega \frac{\frac{\hbar\omega}{K_B T^2} \exp(\frac{\hbar\omega}{K_B T})}{(\exp(\frac{\hbar\omega}{K_B T}) - 1)^2} = 3R \left(\frac{\theta_E}{T} \right)^2 \frac{\exp(\frac{\theta_E}{T})}{(\exp(\frac{\theta_E}{T}) - 1)^2}$ avec $\theta_E = \frac{\hbar\omega}{K_B}$ (0,5pt) (0,5pt) (0,5pt) (0,5pt)	2pts
12	$\frac{\theta_E}{T} \ll 1 \Rightarrow \exp\left(\frac{\theta_E}{T}\right) \approx 1 + \frac{\theta_E}{T} + \Rightarrow \frac{\exp(\frac{\theta_E}{T})}{(\exp(\frac{\theta_E}{T}) - 1)^2} \approx \frac{1 + \frac{\theta_E}{T}}{\left(\frac{\theta_E}{T}\right)^2} \approx \frac{1}{\left(\frac{\theta_E}{T}\right)^2} \Rightarrow C = 3R$	1pt
13	$\frac{\theta_E}{T} \gg 1 \Rightarrow \frac{\exp(\frac{\theta_E}{T})}{(\exp(\frac{\theta_E}{T}) - 1)^2} \rightarrow \frac{1}{\exp(\frac{\theta_E}{T})} \rightarrow 0 \Rightarrow C \rightarrow 0$	1pt
14	A basse température C ne varie pas en T^3	1pt

Problème 2 (Généralités sur les plasmas)		48pts
A/	Approche classique	2pts
1/	$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{3}{2}K_B T$ et $v = \sqrt{\frac{3K_B T}{m}}$ donc $\begin{cases} u_e = 0,6 \cdot 10^6 \text{ ms}^{-1} \\ u_i = 1,4 \cdot 10^4 \text{ ms}^{-1} \end{cases}$ et $\frac{u_e}{u_i} = 42,4$ $u_e \ll c$ L'hypothèse non relativiste est justifiée (4X0,25pt)	1pt
2/	$\lambda = \frac{h}{mv} = 0,2 \text{ nm}$ (0,5pt) Soit ℓ la distance moyenne entre deux électrons. $\ell = \frac{1}{n_0^3} = 5 \cdot 10^{-6} \text{ m}$ $\ell \gg \lambda$ l'utilisation du cadre classique est convenable. (0,5pt)	1pt
B/	Striction magnétique	8pts
3/	Le champ magnétique est invariant par translation selon l'axe OZ Le champ magnétique est invariant par rotation autour de l'axe OZ Les plans contenant l'axe OZ sont des plans de symétrie de la distribution de courant. Par conséquent, le champ magnétique est perpendiculaire à ces plans. $\vec{B}(M) \perp$ au plan de symétrie pair $P(M, \vec{u}_r, \vec{u}_z)$ donc $\vec{B}(M) = B(r)\vec{u}_\theta$	1pt
4/	$\vec{\text{rot}} \vec{B} = \mu_0 \vec{j} \rightarrow \begin{cases} \vec{\text{rot}} B(r)\vec{u}_\theta = \mu_0 j \vec{u}_z & \text{pour } r \leq R \\ \vec{\text{rot}} B(r)\vec{u}_\theta = \vec{0} & \text{pour } r > R \end{cases}$ et $\vec{\text{rot}} B(r)\vec{u}_\theta = \frac{1}{r} \frac{d(rB)}{dr} \vec{u}_z$ (1pt) pour $r \leq R$ $d(rB) = \mu_0 j r dr \rightarrow B(r) = \mu_0 j \frac{r}{2} + \frac{c}{r}$ si $r \rightarrow 0$ alors $B(r) = \frac{c}{r} \rightarrow \infty$ donc $c = 0$ (0,5pt) pour $r > R$ $rB(r) = c' \rightarrow B(r) = \frac{c'}{r}$ Par continuité $\mu_0 j \frac{R}{2} = \frac{c'}{R} \rightarrow c' = \mu_0 j \frac{R^2}{2}$ donc $B(r) = \mu_0 j \frac{R^2}{2r}$ (0,5pt)	2pts
5/	$d\vec{F}_m = \vec{j}(M) \wedge \vec{B}(M) d\tau = -jB d\tau \vec{u}_r = -\mu_0 j^2 \frac{r}{2} d\tau \vec{u}_r$ cette force compresse ce fluide conducteur	1pt
6/	$d\vec{F}_p + d\vec{F}_m = -\vec{\text{grad}} P(M) d\tau - jB d\tau \vec{u}_r = \vec{0} \rightarrow \frac{dP}{dr} = -\mu_0 j^2 \frac{r}{2}$ (1pt) $\rightarrow P = -\mu_0 j^2 \frac{r^2}{4} + c$ et $P(R) = -\mu_0 j^2 \frac{R^2}{4} + c = 0 \rightarrow c = \mu_0 j^2 \frac{R^2}{4}$ $P = \frac{\mu_0 j^2}{4} (R^2 - r^2)$ (1pt)	2pts
7/	$\langle P \rangle = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R 2\pi r P(M) dr = \frac{\mu_0 j^2}{2R^2} \int_0^R (rR^2 - r^3) dr = \frac{\mu_0 j^2}{2R^2} \left(\frac{R^4}{2} - \frac{R^4}{4} \right) = \frac{\mu_0 j^2}{8} R^2$ $B(R) = \mu_0 j \frac{R}{2}$ donc $\langle P \rangle = \frac{1}{2\mu_0} B^2(R)$	1pt
8/	$\langle P \rangle = \frac{\mu_0 j^2}{8} R^2 = \frac{\mu_0 j^2}{8\pi^2 R^2} \pi^2 R^4 = \frac{\mu_0 I^2}{8\pi^2 R^2} \rightarrow I = \sqrt{\frac{8\pi^2 R^2 P}{\mu_0}} = 5 \cdot 10^4 \text{ A}$	1pt
C/	Etude de l'écart local à la neutralité	11pts
9/	Lois de répartition de Boltzmann. (0,5pt) ρ_0 représente la densité volumique de charge pour $V(r) = 0$ $\rho_0 = n_0 e$ (0,5pt).	1pt

10/	$\rho_t(M) = \rho_0 e^{-eV(r)/K_B T} - \rho_0 e^{eV(r)/K_B T}$	1pt
11/	$eV(r) \ll K_B T$ on a $\rho_t(M) = \rho_0 \left(1 - \frac{eV(r)}{K_B T} - 1 - \frac{eV(r)}{K_B T}\right) = -\frac{2n_0 e^2}{K_B T} V(r)$ $\frac{1}{r} \frac{d^2[rV(r)]}{dr^2} = \frac{2n_0 e^2}{\epsilon_0 K_B T} V(r) \rightarrow \frac{d^2[rV(r)]}{dr^2} = \frac{2n_0 e^2}{\epsilon_0 K_B T} [rV(r)] = \frac{[rV(r)]}{\lambda_D^2} \quad (1pt)$ $\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 K_B T}{2n_0 e^2}} \quad (0,5pt)$ L'équation caractéristique est $x^2 = \frac{1}{\lambda_D^2}$ et $x = \mp \frac{1}{\lambda_D}$ $rV(r) = A_1 e^{-\frac{r}{\lambda_D}} + A_2 e^{\frac{r}{\lambda_D}} \quad (0,5pt)$ Les conditions aux limites : $V(\infty) = 0$ donc $A_2 = 0$ et au voisinage immédiat de l'ion placé en O, $V(r) = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r}$ donc $A_1 = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (1pt)$	3pts
12/	 $(0,5pt)$ dans le plasma le potentiel d'écroît plus vite c'est l'effet d'écran causé par les autres charges $(0,5pt)$	1pt
13/	$\vec{E} = -\overrightarrow{grad} V = -\frac{dV}{dr} \vec{u}_r = \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r^2} + \frac{1}{r\lambda_D}\right) e^{-\frac{r}{\lambda_D}} \vec{u}_r$	1pt
14/	$Q = \epsilon_0 \oint \vec{E} \cdot d\vec{s} = 4\pi\epsilon_0 r^2 E \quad (1pt)$ $Q = e \left(1 + \frac{r}{\lambda_D}\right) e^{-\frac{r}{\lambda_D}}$ Si $r \gg \lambda_D$ alors $Q \rightarrow 0$ tout le milieu est globalement neutre et si $r \ll \lambda_D$ alors $Q \rightarrow e$ le milieu contient uniquement la charge $q=e \quad (1pt)$	2pts
15/	$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 K_B T}{2n_0 e^2}} = 2,8 \cdot 10^{-8} m$ et $eV(r = \lambda_D) = 9,5 \cdot 10^{-22} J \ll K_B T = 1,38 \cdot 10^{-19} J$	1pt
D/	Réponse d'un plasma à un champ électromagnétique	12pts
16/	$\vec{f} = q\vec{E} + q\vec{v} \wedge \vec{B} = \vec{f}_e + \vec{f}_m$ $\frac{\ \vec{f}_e\ }{\ \vec{f}_m\ } = \frac{\ \vec{E}\ }{\ \vec{v} \wedge \vec{B}\ } = \frac{c}{v} \gg 1$ donc $\vec{f} = q\vec{E}$	1pt
17/	$M \frac{d\vec{v}_i}{dt} = e\vec{E}$ et $m \frac{d\vec{v}_e}{dt} = -e\vec{E}$ $M i \omega \vec{v}_i = e\vec{E}$ et $m i \omega \vec{v}_e = -e\vec{E}$ $\vec{v}_i = \frac{e\vec{E}}{M i \omega} \quad (1pt)$ et $\vec{v}_e = \frac{-e\vec{E}}{m i \omega} \quad (1pt)$	2pts
18/	$\vec{j} = ne\vec{v}_i - ne\vec{v}_e = \frac{ne^2}{i\omega} \left(\frac{1}{M} + \frac{1}{m}\right) \vec{E} = -i \frac{ne^2}{\omega m} \vec{E}$ $\frac{1}{M} \gg \frac{1}{m}$	1pt
19/	$dP = \vec{j} \cdot \vec{E} d\tau = \frac{ne^2}{\omega m} E_0 \sin \omega t \cdot \cos \omega t d\tau$ donc $\langle dP \rangle = 0$	1pt
20/	$\overrightarrow{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = -i \mu_0 \frac{ne^2}{\omega m} \vec{E} + \epsilon_0 \mu_0 i \omega \vec{E} = \left(-i \epsilon_0 \mu_0 \frac{ne^2}{\omega m} + \epsilon_0 \mu_0 i \omega\right) \vec{E} =$ $\frac{i\omega}{c^2} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) \vec{E}$ $\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{\epsilon_0 m}}$	1pt
21/	$\overrightarrow{rot} \overrightarrow{rot} \vec{E} = \overrightarrow{rot} \left(-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\right) = \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) \vec{E} = \overrightarrow{grad} \text{div} \vec{E} - \Delta \vec{E} = -\Delta \vec{E}$	1pt

	$\Delta \vec{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) \vec{E} = \vec{0}$		
22/		$k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)}$ (1pt) $k = \frac{\omega}{c} \text{ dans le vide}$	2pts
23/	Seules les ondes planes monochromatiques de pulsations $\omega > \omega_p$ se propagent dans un plasma. Dans le cas contraire, les ondes sont stationnaires et dites évanescentes (évolution exponentielle de l'amplitude selon la direction de l'onde).		1pt
24/	Il y'a propagation que si $\omega > \omega_p$, il s'agit d'un filtre passe haut du 1 ^{er} ordre		1pt
25/	$\omega_p = 0,5 \cdot 10^6 \text{ rads}^{-1}$ et $f_p = 8 \cdot 10^4 \text{ Hz} < f = 10^9 \text{ Hz}$		1pt
E/	Réception d'un signal		6pts
26	$\vec{B} = \frac{\vec{k}}{\omega} \wedge \vec{E} = -\frac{E_0}{c} e^{i(\omega t + kz)} \vec{u}_y$		1pt
27	$kz = \frac{2\pi}{\lambda} a = \frac{2\pi f}{c} a = \frac{2\pi}{3} \cdot 10^{-4} \ll 2\pi$ donc le champ magnétique est uniforme sur le détecteur et s'écrit $\vec{B} = -\frac{E_0}{c} e^{i(\omega t)} \vec{u}_y$		1pt
28	Le flux du champ magnétique à travers le cadre s'écrit : $\phi = N \iint \vec{B} \cdot d\vec{s} = NBS \cos \theta$ Donc le cadre doit être placé dans le plan xoz pour que l'angle entre le vecteur normal à la surface du cadre et le champ magnétique soit nulle. (1pt) $\phi = N \iint \vec{B} \cdot d\vec{s} = NBS = N \frac{E_0}{c} a^2 \cos \omega t$ (1pt)		2pts
29	La fem $e = -\frac{d\phi}{dt} = N \frac{E_0}{c} a^2 \omega \sin \omega t$ $U = N \frac{E_0}{c\sqrt{2}} a^2 \omega$		1pt
30	$E_0 = \sqrt{\frac{cU\sqrt{2}}{a^2\omega N}}$		1pt
F/	Réception d'un signal		9pts
32	$\frac{1}{Z_s} = \frac{1}{R} + jC\omega = \frac{1+jRC\omega}{R} \rightarrow Z_s = \frac{R}{1+jRC\omega}$		1pt
33	$Z_e = \frac{1+jRC\omega}{jC\omega} + \frac{R}{1+jRC\omega}$		1pt
34	$H = \frac{v_s}{v_e} = \frac{Z_s}{Z_e} = \frac{1}{1 + \frac{1+2jRC\omega - (RC\omega)^2}{jRC\omega}} = \frac{1}{3 + j(RC\omega - \frac{1}{RC\omega})} = \frac{\frac{1}{3}}{1 + j\frac{1}{3}(RC\omega - \frac{1}{RC\omega})}$ (1pt) $\omega_0 = \frac{1}{RC}$; $H_0 = \frac{1}{3}$ et $Q = \frac{1}{3}$ Q : facteur de qualité, ω_0 : pulsation propre et $H_0 = H $ pour $x=1$ (1pt)		2pts
35	$H = \frac{v_s}{v_e} = \frac{H_0}{1 + jQ(x - \frac{1}{x})} \begin{cases} .x \ll 1 \rightarrow H \rightarrow 0 \rightarrow G \sim 20 \log x \rightarrow -\infty \\ .x \gg 1 \rightarrow H \rightarrow 0 \rightarrow G \sim -20 \log x \rightarrow -\infty \end{cases}$ il s'agit d'un filtre passe-bande (1pt)		2pts

	$-f = f_c \rightarrow H = \frac{H_0}{\sqrt{2}} \rightarrow \frac{H_0}{\sqrt{1+[x^2 - \frac{1}{x^2}]^2}} = \frac{H_0}{\sqrt{2}} \rightarrow$ $x^2 - \frac{1}{x^2} = \pm 1 \begin{cases} x^4 - x^2 - 1 = 0 \\ x^4 + x^2 - 1 = 0 \end{cases} \begin{cases} x' = \frac{1+\sqrt{5}}{2} \\ x'' = \frac{-1+\sqrt{5}}{2} \end{cases} \begin{matrix} f_{c2} = f_0 \frac{1+\sqrt{5}}{2} \\ f_{c1} = f_0 \frac{-1+\sqrt{5}}{2} \end{matrix} \quad (1pt)$	
36		1pt
37	$\omega_0 = \frac{1}{RC} = 2000 \text{ rads}^{-1} \quad (0,5pt) ; \underline{v_s} = \frac{H_0 \underline{v_e}}{1+jQ(x - \frac{1}{x})} = V_0 \times 0 + \frac{\frac{1}{3} e^{j\omega t}}{1+j\frac{1}{3}(0,1-10)} +$ $\frac{1}{3} e^{j10\omega t} + \frac{\frac{1}{3} e^{j100\omega t}}{1+j\frac{1}{3}(10-0,1)}$ $v_s = \frac{V_0}{30} \cos(\omega t - \varphi') + \frac{V_0}{3} \cos(10\omega t - \varphi'') + \frac{V_0}{30} \cos(100\omega t - \varphi'''); \quad (4X0,25pt)$ $\tan \varphi = -(x - \frac{1}{x}) \quad (0,5pt)$	2pts

Problème 3 (L'effet photoélectrique)		16 pts
1	$\vec{E} \in \pi_1(M, \vec{u}_x, \vec{u}_z) \cap \pi_2(M, \vec{u}_y, \vec{u}_z)$ donc $\vec{E}(M) = E(M) \vec{u}_z$ Il y'a invariance par translation suivant x et y donc $\vec{E}(x, y, z) = E(z) \vec{u}_z$	1pt
2	M.G. $\text{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} = 0 = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z}$ et $\text{div} E(z) \vec{u}_z = \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0$ Donc $\vec{E}(M)$ ne dépend pas de z et $\vec{E}(M) = -E \vec{u}_z$	1pt
3	On a $\vec{E}(M) = -\text{grad} V(M) \Rightarrow -E = -\frac{dV}{dz} \Rightarrow V = Ez + C$ Les conditions aux limites $\begin{cases} V(-\frac{d}{2}) = V_1 = -E \frac{d}{2} + C \\ V(\frac{d}{2}) = V_2 = E \frac{d}{2} + C \end{cases} \Rightarrow$ $\begin{cases} V_2 - V_1 = U = Ed \Rightarrow E = \frac{U}{d} \\ C = E \frac{d}{2} + V_1 = \frac{U}{2} + V_1 \end{cases} \Rightarrow V(z) = \frac{U}{d} z + \frac{U}{2} + V_1$	1pt
4	$\vec{F} = -e\vec{E} = -\text{grad} E_p \Rightarrow e \text{grad} V(M) = -\text{grad} E_p \Rightarrow E_p = -eV(M) + C$ $E_p = -e \frac{U}{d} z - e \frac{U}{2} - eV_1 + C$	1pt
5	$E = E_c + E_p = \text{cte} \quad (0,5pt) \Rightarrow E(-\frac{d}{2}) = E_{c1} - eV_1 = E(\frac{d}{2}) = E_{c2} - eV_2 \quad (0,5pt)$ $\Rightarrow E_{c1} - eV_1 = E_{c2} - eV_2 \Rightarrow E_{c1} - E_{c2} = -eV_2 + eV_1 = -eU$ $\frac{1}{2} m v_1^2 - \frac{1}{2} m v_2^2 = -eU. \quad (1pt)$	2pts
6	Si $U > 0 \Rightarrow \frac{1}{2} m v_1^2 - \frac{1}{2} m v_2^2 < 0$ les électrons sont accélérés et si $U < 0 \Rightarrow \frac{1}{2} m v_1^2 - \frac{1}{2} m v_2^2 > 0$ les électrons sont retardés	1pt

si $U < 0$ les électrons ont tendance à être attirés la cathode. Donc, pour qu'ils arrivent à l'anode (et que l'on observe un courant), il faudra qu'ils aient acquis initialement une énergie cinétique. Les électrons sont émis de la cathode une énergie cinétique initiale (0,5pt)	1pt
Si $U = U_0$ aucun électrons n'arrivent à l'anode (pas de courant observé) (0,5pt)	
Si $U = U_0$ on a $E_{c2} = 0$ alors $E_{c1} = -eU_0$	1pt
On observe (figure 5) que la variation de l'intensité de la lumière incidente (A,B,C) laisse le potentiel d'arrêt invariant. Donc l'énergie cinétique des électrons extrait de la cathode ne dépend pas de l'intensité de la lumière incidente ($E_{c1} = -eU_0$)	1pt
D'après la courbe de la figure 6, $-U_0 = av + b$ pour $U_0 = 0 = av_0 + b$ donc $b = -av_0 \Rightarrow -U_0 = a(v - v_0)$ $a \approx \frac{3}{(12 - 4,66)10^{14}} = 7,3410^{14} = 0,40910^{-14}VS$	1pt
$E_c = W - W_0 = h(v - v_0) = -eU_0 \Rightarrow a = \frac{h}{e} \Rightarrow h = ae = 0,409eVS = 0,40910^{-14} \times 1,610^{-19} \approx 6,5410^{-34}JS$	1pt
$E_{c1} = -eU_0 = a(v - v_0) = \frac{h}{e}(v - v_0)$	1pt
il y a émission des électrons $\Rightarrow E_c \geq 0 \Rightarrow v \geq v_0$	1pt
Selon la nature ondulatoire de la lumière, il suffit que l'intensité de la lumière incidente soit suffisante pour qu'un électron soit arraché. De plus l'intensité de la lumière incidente est proportionnelle à l'amplitude donc l'augmentation de l'intensité de la lumière incidente devrait se traduire par une augmentation de l'énergie cinétique des électrons. L'équation d'Einstein: $W = W_0 + E_c$ Alors l'électron peut être arraché du métal, l'excédent d'énergie lui donnant une énergie cinétique $E_c = W - W_0 = h(v - v_0)$	2pts