



**CORRIGÉ DE L'ÉPREUVE DE PHYSIQUE
DE LA FIN DU SECOND SEMESTRE**

MP2
2021-2022

PROBLEME 1 : Transfert Thermique (55pts)

Partie I : Étude préliminaire (25 pts)

1.a.	La densité de flux thermique $\vec{J}(x,t)$ représente le transfert thermique traversant une surface unitaire perpendiculaire à l'axe (Ox) dans le sens de $\vec{u}_x$. Elle s'exprime dans le système international en Wm^{-2}. Loi de Fourier stipule que la densité de flux thermique par conduction est proportionnelle au gradient de température et que le transfert s'effectue dans le sens des températures décroissantes, soit $\vec{J}_{th} = -\lambda \overrightarrow{grad}(T)$; λ est la conductivité thermique du milieu	3
1.b.	Bilan énergétique pour un volume élémentaire de matériau compris entre les abscisses x et $x + dx$ entre les instants t et $t + dt$: $J_{th}(x,t)Sdt - J_{th}(x+dx,t)Sdt = \rho S dx c dT(x,t)$ $\Rightarrow -\frac{\partial J_{th}(x,t)}{\partial x} = \rho c \frac{\partial T(x,t)}{\partial t} \Rightarrow \lambda \frac{\partial^2 T(x,t)}{\partial x^2} = \rho c \frac{\partial T(x,t)}{\partial t} \Rightarrow \frac{\partial T(x,t)}{\partial t} = \frac{\lambda}{\rho c} \frac{\partial^2 T(x,t)}{\partial x^2}$	2
1.c.	L'équation de la conduction thermique s'écrit en régime stationnaire : $\frac{d^2 T(x)}{dx^2} = 0 \Rightarrow T(x) = \alpha x + \beta$ Conditions aux limites : $\begin{cases} T(0) = T_0 \\ T(L) = T_L \end{cases} \text{ donc } \begin{cases} \beta = T_0 \\ \alpha = \frac{T_L - T_0}{L} \end{cases} \text{ ainsi } T(x) = \frac{T_L - T_0}{L} x + T_0$ Densité de flux thermique : $\vec{J}_{th} = -\lambda \overrightarrow{grad}(T) = \frac{\lambda}{L}(T_0 - T_L)\vec{u}_x$	2
2.a.	$P_{th} = \iint_S \vec{J}_{th} \cdot \vec{d^2S} = \frac{\lambda S}{L}(T_0 - T_L) \Rightarrow (T_0 - T_L) = \frac{L}{\lambda S} P_{th} = R_{th} P_{th} ; R_{th} = \frac{L}{\lambda S}$ En électricité, la loi d'Ohm sous forme intégrale s'écrit $\Delta V = R_e I$; ΔV différence de potentiel, I intensité du courant électrique. Pour un conducteur ohmique cylindrique de longueur L, de section s et de conductivité électrique σ, $R_e = \frac{L}{\lambda S}$. Le flux thermique est l'analogue à l'intensité de courant électrique, la température est l'analogue du potentiel électrostatique et la résistance thermique $R_{th} = \frac{L}{\lambda S}$ est l'analogue de la résistance électrique. La résistance thermique s'exprime dans le système international en KW^{-1} Pour une différence de température donnée, le flux thermique sera d'autant plus faible que la résistance thermique sera élevée.	2

2.b.	Le flux thermique traversant A_1 est égal au flux thermique traversant A_2 : $P_{th} = \frac{T_0 - T_1}{R_{th1}} = \frac{T_1 - T_2}{R_{th2}} \Rightarrow P_{th} = \frac{T_0 - T_2}{R_{th1} + R_{th2}} = \frac{T_0 - T_2}{R_{th}} ;$ $R_{th} = R_{th1} + R_{th2}$: les résistances thermiques s'ajoutent pour des matériaux montés en série.	2
2.c.	Le flux thermique résultant est égal à la somme des flux traversant A_1 et A_2 : $P_{th} = \frac{T_0 - T_1}{R_{th1}} + \frac{T_0 - T_1}{R_{th2}} = \left(\frac{1}{R_{th1}} + \frac{1}{R_{th2}} \right) (T_0 - T_1) = \frac{T_0 - T_1}{R_{th}} ; \left(\frac{1}{R_{th}} = \frac{1}{R_{th1}} + \frac{1}{R_{th2}} \right)$ D'où la résistance thermique équivalente $R_{th} = \frac{R_{th1} R_{th2}}{R_{th1} + R_{th2}}$	2
3.	Puissance thermique par convection : $P_c = h_c S (T - T_a) \Rightarrow (T - T_a) = \frac{P_c}{h_c S} = R_c P_c ; R_c = \frac{1}{h_c S} : \text{résistance thermique de convection}$	2
4.a.	Puissance P_R rayonnée par unité de surface d'un corps noir : $P_R = \int_0^\infty \frac{2\pi h}{c^2} \frac{\nu^3}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} d\nu = \frac{2\pi h}{c^2} \int_0^\infty \frac{\nu^3}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} d\nu$ On pose $u = \frac{h\nu}{kT}$ $P_R = \frac{2\pi h}{c^2} \left(\frac{kT}{h} \right)^4 \int_0^\infty \frac{u^3}{\exp(u) - 1} du \Rightarrow P_R = \frac{2\pi h}{c^2} \left(\frac{kT}{h} \right)^4 \frac{\pi^4}{15} = \frac{2\pi^5 k^4}{15h^3 c^2} T^4 = \sigma T^4 \text{ avec } \sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15h^3 c^2}$	2
4.b.	Loi Wien : $\lambda_m T = 2898 \mu m K$ - Cas du rayonnement thermique de l'atmosphère : $\lambda_{ma} = \frac{2898}{T_e}$ A.N. : $\lambda_{ma} = \frac{2898}{263} = 11,02 \mu m$ appartient au domaine infrarouge - Cas du rayonnement solaire : $\lambda_{ms} = \frac{2898}{T_s}$ A.N. : $\lambda_{ms} = \frac{2898}{5700} \approx 0,51 \mu m$ appartient au domaine visible	2
4.c.	Le corps de surface S et à la température T émet la puissance totale $P_R = \sigma S T^4$ et reçoit de l'environnement la puissance $P_{Re} = \sigma S T_e^4$, d'où un bilan de puissance sortant du corps par rayonnement $\mathcal{P}_R = \sigma S (T^4 - T_e^4)$.	2
4.d.	Pour $T = T_e + \Delta T$ avec $\Delta T \ll T_e$, on a $T^4 = T_e^4 \left(1 + 4 \frac{\Delta T}{T_e} \right) \Rightarrow T^4 - T_e^4 = 4 T_e^3 (T - T_e)$ On obtient $\mathcal{P}_R = 4 \sigma S T_e^3 (T - T_e) = G (T - T_e)$ avec $G = 4 \sigma S T_e^3 = \frac{1}{R_R}$ $R_R = \frac{1}{4 \sigma S T_e^3}$ Résistance thermique de rayonnement	2
4.e.	La puissance thermique échangée par le corps et son environnement est égal à la somme des puissances échangées par convection et par rayonnement : $P = P_c + \mathcal{P}_R = \left(\frac{1}{R_c} + \frac{1}{R_R} \right) (T - T_e) = \frac{T - T_e}{R}$ avec $\frac{1}{R} = \frac{1}{R_c} + \frac{1}{R_R} = h_c S + 4 \sigma S T_e^3 \Rightarrow R = \frac{1}{h_c S + 4 \sigma S T_e^3}$	2

Partie II : Transfert à travers un mur séparant le local de l'extérieur (30 pts)

5.a.	La partie vitrée est caractérisée par trois dipôles thermiques montés en série R_{int}, R_{th} et R_{ext}. Les résistances thermiques s'ajoutent, soit $R_{t1} = R_{\text{int}} + R_{\text{th}} + R_{\text{ext}}$ La puissance thermique P_{t1} est : $P_{t1} = \frac{T_{\text{int}} - T_{\text{ext}}}{R_{t1}} = \frac{T_{\text{int}} - T_{\text{ext}}}{R_{\text{int}} + R_{\text{th}} + R_{\text{ext}}}$	2
5.b.	En utilisant les résultats des questions précédentes, on obtient : $R_{t1} = \frac{1}{h_i S + 4\sigma S T_{\text{int}}^3} + \frac{e}{\lambda S} + \frac{1}{h_e S + 4\sigma S T_{\text{ext}}^3}$ d'où la puissance thermique P_{t1} : $P_{t1} = \frac{T_{\text{int}} - T_{\text{ext}}}{\frac{1}{h_i S + 4\sigma S T_{\text{int}}^3} + \frac{e}{\lambda S} + \frac{1}{h_e S + 4\sigma S T_{\text{ext}}^3}}$ A.N. : $R_{t1} = 3,80.10^{-2} \text{ K W}^{-1}$ et $P_{t1} = 526 \text{ W}$	3
5.c.	En raisonnant de la même façon, on obtient : $R_{t2} = \frac{1}{h_i S_b + 4\sigma S_b T_{\text{int}}^3} + \frac{e_b}{\lambda_b S_b} + \frac{1}{h_e S_b + 4\sigma S_b T_{\text{ext}}^3} ; P_{t2} = \frac{T_{\text{int}} - T_{\text{ext}}}{\frac{1}{h_i S_b + 4\sigma S_b T_{\text{int}}^3} + \frac{e_b}{\lambda_b S_b} + \frac{1}{h_e S_b + 4\sigma S_b T_{\text{ext}}^3}}$ A.N. : $R_{t2} = 0,136 \text{ K W}^{-1}$ et $P_{t2} = 147 \text{ W}$ On constate que le béton est moins responsable des pertes thermiques. En fait, le verre possède une épaisseur 100 fois plus faible que le béton mais conduit à des pertes comparables. En utilisant un verre d'épaisseur plus importante ou un double vitrage, on pourra réduire les pertes thermiques d'une façon significative.	2
5.d.	Pour une paroi constituée uniquement par une baie vitrée, la résistance thermique est $R'_t = \frac{S}{S''} R_{t1}$ La puissance thermique est alors $P'_t = \frac{S''}{S} P_{t1}$ A.N. : $P'_t = \frac{5}{2} P_{t1} = 1315 \text{ W}$. Les pertes thermiques seraient plus importantes.	2
6.a.	En régime stationnaire, les flux thermiques à travers S_1 et S_2 sont égaux à P_0. On aura, au niveau de la surface intérieure $T_{\text{int}} - T_1 = R_{\text{int}} P_0$ avec $R_{\text{int}} = \frac{1}{h_i S + 4\sigma S T_1^3}$, d'où $T_{\text{int}} - T_1 = \frac{P_0}{h_i S + 4\sigma S T_1^3}$	2
6.b.	L'intérieur du verre est uniquement le siège d'un phénomène de conduction thermique, d'où $T_1 - T_2 = \frac{e}{\lambda S} P_0$	2
6.c.	Le flux thermique à travers S_2 est égal à P_0, soit : $P_0 = h_e S (T_2 - T_{\text{ext}}) + \sigma S T_2^4 - \sigma S T_{\text{ciel}}^4 \text{ avec } T_2 = T_{\text{ext}} + \Delta T_2 ; \Delta T_2 \ll T_{\text{ext}}$ d'où $P_0 = h_e S \Delta T_2 - \sigma S T_{\text{ciel}}^4 + \sigma S T_{\text{ext}}^4 + 4\sigma S T_{\text{ext}}^3 \Delta T_2$ $\Rightarrow \Delta T_2 = T_2 - T_{\text{ext}} = \frac{P_0 - \sigma S (T_{\text{ext}}^4 - T_{\text{ciel}}^4)}{h_e S + 4\sigma S T_{\text{ext}}^3} = \frac{P_0 - f(T_{\text{ext}}, T_{\text{ciel}})}{h_e S + 4\sigma S T_{\text{ext}}^3} \text{ avec } f(T_{\text{ext}}, T_{\text{ciel}}) = \sigma S (T_{\text{ext}}^4 - T_{\text{ciel}}^4)$	2
6.d.	• $\Delta T_2 = T_2 - T_{\text{ext}} = \frac{P_0 - \sigma S (T_{\text{ext}}^4 - T_{\text{ciel}}^4)}{h_e S + 4\sigma S T_{\text{ext}}^3}$; A.N. : $\Delta T_2 = 6,47 \text{ K}$ d'où $T_2 = 279,47 \text{ K}$	4

	• $T_1 = T_2 + \frac{e}{\lambda S} P_0$; A.N. : $T_1 = 280,2 K$ • $T_{\text{int}} = T_1 + \frac{P_0}{h_i S + 4\sigma S T_1^4}$; $T_{\text{int}} = 295,2 K$ soit $22,2^\circ C$ - Le flux thermique de conduction dans le verre est égal à $P_0 = 1500 W$ - Le flux thermique de convection à travers S_2 est égal à $h_e S (T_2 - T_{\text{ext}}) = 1138 W$ soit 76% de P_0 - Le flux thermique de rayonnement à travers S_2 est égal à $\sigma S (T_2^4 - T_{\text{ciel}}^4) = 374 W$, soit 24% de P_0 . La convection est trois fois plus importante que le rayonnement. - Le flux thermique de convection à travers S_1 est égal à $h_i S (T_{\text{int}} - T_1) = 1125 W$ soit 75% de P_0 . La convection est encore trois fois plus importante que le rayonnement.	
6.e.	Pour $h_e = 60 W m^{-2} K$, on obtient $\Delta T_2 = 3,97 K$ d'où $T_2 \approx 277 K$. $T_1 = 277,7 K$; $T_{\text{int}} = 292,7 K$ soit $19,7 K$ Lorsque le coefficient h_e augmente, la température intérieure baisse mais demeure raisonnable.	2
7.a.	La différence de température entre les deux surfaces de la première vitre est : $T_{1a} - T_{1b} = \frac{e}{\lambda S} P_0 = 0,7 K$, ce qui fait que l'on peut considérer que $T_{1a} \approx T_{1b}$ et de même $T_{2a} \approx T_{2b}$	2
7.b.	La relation $T_{\text{int}} - T_1 = \frac{P_0}{h_i S + 4\sigma S T_1^4}$ ne fait intervenir que la température de la surface intérieure de la vitre : la relation n'est donc pas modifiée.	2
7.c.	L'air n'est le siège que d'une conduction thermique, donc : $T_1 - T_2 = \frac{e'}{\lambda' S} P_0$	1
7.d.	Le raisonnement est le même qu'à la question 6.c. et conduit à la même expression : $T_2 - T_{\text{ext}} = \frac{P_0 - \sigma S (T_{\text{ext}}^4 - T_{\text{ciel}}^4)}{h_e S + 4\sigma S T_{\text{ext}}^3}$	1
7.e.	$\Delta T_2 = 6,47 K$ d'où $T_2 = 279,47 K$ $T_1 = T_2 + \frac{e'}{\lambda' S} P_0 \rightarrow T_1 = 339,5 K$ $T_{\text{int}} = T_1 + \frac{P_0}{h_i S + 4\sigma S T_1^4} \rightarrow T_{\text{int}} = 352 K$ soit $79^\circ C$. Température assez élevée, il n'est pas nécessaire de fournir une puissance P_0 aussi importante. Pour $P_0' = \frac{P_0}{2}$, on obtient $T_2 = 275,7 K$; $T_1 = 305,7 K$ et $T_{\text{int}} = 313,3 K$ soit $40,3^\circ C$ ce qui est plus raisonnable mais reste encore élevée. On peut donc réduire plus la puissance de chauffe.	3

PROBLÈME 2 : Dualité onde-corpuscule et onde de matière (45 pts)

Partie I : Interférences d'atomes de néon froid (20 pts)

1.	Le caractère corpusculaire se manifeste lors de la détection des atomes : chaque atome produit un impact ponctuel, comme le ferait une particule classique. L'aspect ondulatoire se manifeste lui dans la répartition des différents impacts sur l'écran, qui forme une figure d'interférences caractéristique d'un phénomène ondulatoire.	2
2.a.	Le théorème de l'énergie cinétique conduit à : $\frac{1}{2} m^* v_f^2 = m^* g \ell \Rightarrow v_f = \sqrt{2g\ell}$ A.N. : $v_f = 1,22 \text{ ms}^{-1}$	2
2.b.	Longueur d'onde de de Broglie λ associée aux atomes de néon : $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{m^* v_f} = \frac{N_A h}{M(\text{Ne}) v_f}$ A.N. : $\lambda = 1,64 \times 10^{-8} \text{ m}$ La longueur d'onde est de l'ordre de la largeur de la fente. On met alors en évidence le caractère ondulatoire des atomes	2
2.c.	Il est plus aisé d'obtenir des électrons de longueur d'onde voisine de la dimension des obstacles. Les atomes sont « froids » afin que la vitesse initiale à la sortie du piège puisse être considérée comme négligeable.	2
3.	La largeur angulaire de la tache centrale de diffraction par une fente de largeur b : $\Delta\theta = \frac{2\lambda}{b}$ La largeur L de la tache centrale est alors : $\frac{L}{2} = D \tan\left(\frac{\Delta\theta}{2}\right) \approx D \frac{\Delta\theta}{2} \Rightarrow L \approx \frac{2\lambda D}{b}$ A.N. : $L = 1,9 \text{ mm}$ Cette valeur est 100 fois plus grande que la résolution sur l'écran ($20 \mu\text{m}$). La figure de diffraction peut être observée.	2
4.a.	À partir des points $S_1\left(0, \frac{a}{2}\right)$ et $M(D, x)$, il vient en calculant le carré de la norme du vecteur $\overrightarrow{S_1 M}$: $S_1 M^2 = D^2 + \left(x - \frac{a}{2}\right)^2 = D^2 \left(1 + \left(\frac{x}{D}\right)^2 - \left(\frac{a}{2D}\right)^2\right)$ $\Rightarrow S_1 M = D \sqrt{1 + \left(\frac{x}{D}\right)^2 - \left(\frac{a}{2D}\right)^2} = D \left(1 + \frac{1}{2} \left(\left(\frac{x}{D}\right)^2 - \left(\frac{a}{2D}\right)^2\right)\right)$ $\Rightarrow S_1 M = D \sqrt{1 + \left(\frac{x}{D}\right)^2 - \left(\frac{a}{2D}\right)^2} = D \left(1 + \frac{1}{2} \left(\left(\frac{x}{D}\right)^2 - \left(\frac{a}{2D}\right)^2\right)\right)$ $\Rightarrow S_1 M = D + \frac{(a - 2x)^2}{8D}$ De même pour $S_2 M$: $S_2 M^2 = D^2 + \left(x + \frac{a}{2}\right)^2 \rightarrow \dots \rightarrow S_2 M = D + \frac{(a + 2x)^2}{8D}$ Soit δ la différence de marche entre les deux rayons lumineux : $\delta = S_2 M - S_1 M = \left(D + \frac{(a + 2x)^2}{8D}\right) - \left(D + \frac{(a - 2x)^2}{8D}\right)$ $\delta = \left(\frac{a^2 + 4ax + 4x^2}{8D}\right) - \left(\frac{a^2 - 4ax + 4x^2}{8D}\right) = \frac{ax}{D}$ Le déphasage entre les deux rayons lumineux : $\varphi = \frac{2\pi\delta}{\lambda} = \frac{2\pi ax}{\lambda D}$	4

4.b.	Pour une frange d'ordre p, la différence de marche est : $\varphi = 2p\pi \Rightarrow x_p = p \frac{\lambda D}{a}; p \in \mathbb{Z}$ L'interfrange est donnée par : $i_{th} = x_{p+1} - x_p = \frac{\lambda D}{a} \text{ A.N. : } i_{th} = 0,32\text{mm}$	2
5.a.	$\alpha = \frac{2gD}{v_f^2} [\alpha] = \frac{[accélération][longueur]}{[vitesse]^2} = \frac{[L][T]^{-2}[L]}{([L][T]^{-1})^2} = [1]$ Le coefficient α est sans dimension. $\alpha = \frac{2gD}{v_f^2} = \frac{m^* g D}{\frac{1}{2} m^* v_f^2} = \frac{\Delta E_p}{E_c}$ Le coefficient α compare la valeur absolue de la variation d'énergie potentielle à l'énergie cinétique des atomes de néon pendant le parcours des fentes à l'écran.	2
5.b.	Pour $\alpha \ll 1$; $\sqrt{1+\alpha} \approx 1 + \frac{\alpha}{2}$ $i_{th}' = \frac{h}{m^* v_f} \frac{2D}{a} \frac{\sqrt{1+\alpha} - 1}{\alpha} \approx \frac{h}{m^* v_f} \frac{2D}{a} \frac{1 + \frac{\alpha}{2} - 1}{\alpha} \Rightarrow i_{th}' \approx \frac{h}{m^* v_f} \frac{D}{a} = i_{th}$ Pour $\alpha \ll 1$, la variation de l'énergie potentiel des atomes de néon pendant le parcours des fentes à l'écran est négligeable devant l'énergie cinétique. La vitesse des atomes de néon demeure quasi-constante entre les deux fentes et l'écran. En revanche, pour des valeurs de α non négligeables, la vitesse des atomes de néon n'est plus constante pendant leurs parcours. D'où la nécessité d'apporter des corrections à l'interfrange.	2

Partie II : Expérience de Davisson et Germer : diffraction de électrons (15 pts)

6.	L'armature assimilée à un plan infini chargé infiniment : - Tout plan contenant M et parallèle à (Oz) est de symétrie paire - Le système est invariant par translation selon (Ox) et (Oy) $\rightarrow \vec{E}(M) = E(z) \vec{u}_z$	2
7.	Le plan de l'armature est de symétrie paire. Par conséquent, $E(-z) = -E(z)$	1
8.	En appliquant le théorème de Gauss sur une surface cylindrique d'axe (Oz), de surface s, de hauteur $2z$ tel que les bases du cylindre soient situées en $(-z)$ et $(+z)$ avec $z > 0$. $\oiint_s \vec{E} \cdot d^2\vec{S} = \frac{Q_{int}}{\epsilon_0} \Rightarrow E(z)s - E(-z)s = \frac{\sigma}{\epsilon_0} s$ $\Rightarrow 2E(z) = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \Rightarrow E(z) = \frac{\sigma}{2\epsilon_0}$ Par conséquent : $\vec{E} = \begin{cases} \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \vec{u}_z & \text{si } z > 0 \\ -\frac{\sigma}{2\epsilon_0} \vec{u}_z & \text{si } z < 0 \end{cases}$	3
9.	Le champ électrostatique résultant est la somme des champs créés par chacune des deux armatures $\vec{E} = \vec{E}_+ + \vec{E}_-$. Or $\begin{cases} \vec{E}_+ = \vec{E}_- = -\frac{\sigma}{2\epsilon_0} \vec{u}_z & \text{pour } -\frac{d}{2} < z < \frac{d}{2} \\ \vec{E}_+ = -\vec{E}_- & \text{pour } z < -\frac{d}{2} \text{ et } z > \frac{d}{2} \end{cases}$	2

	Par conséquent : $\begin{cases} \vec{E} = -\frac{\sigma}{\epsilon_0} \vec{u}_z & \text{pour } -\frac{d}{2} < z < \frac{d}{2} \\ \vec{E} = \vec{0} & \text{pour } z < -\frac{d}{2} \text{ et } z > \frac{d}{2} \end{cases}$	
10.	La force électrostatique qui s'exerce sur une particule chargée q située entre les deux armatures du condensateur est : $\vec{F} = q\vec{E} = -q \frac{\sigma}{\epsilon_0} \vec{u}_z$ Cette force conservative dérive d'une énergie potentielle $\mathcal{E}_p$ telle que : $\vec{F} = -\overrightarrow{\text{grad}}(\mathcal{E}_p) \Rightarrow d\mathcal{E}_p = -\vec{F} \cdot d\vec{\ell} = -Fdz = q \frac{\sigma}{\epsilon_0} dz$ $\Rightarrow \mathcal{E}_p = \frac{q\sigma}{\epsilon_0} z + K = qV(z) + K \text{ avec } V(z) = \frac{\sigma}{\epsilon_0} z$	2
11.	Conservation de l'énergie mécanique d'un électron : $\mathcal{E}_m = \mathcal{E}_c + \mathcal{E}_p = \text{cte} \Rightarrow \Delta\mathcal{E}_m = \Delta\mathcal{E}_c + \Delta\mathcal{E}_p \Rightarrow -e(V_1 - V_2) = \frac{1}{2} m_e v_0^2 \Rightarrow v_0 = \sqrt{\frac{2eU}{m_e}}$ A.N. : $v_0 = \sqrt{\frac{2eU}{m_e}}$ A.N. : $v_0 = 4,36 \times 10^6 \text{ m.s}^{-1}$ $v_0 \ll c$: l'électron est non relativiste	3
12.	Longueur d'onde de de Broglie associée aux électrons de vitesse v_0 : $\lambda = \frac{h}{m_e v_0} = \frac{h}{\sqrt{2m_e eU}} \text{ A.N. : } \lambda = 1,67 \text{ \AA}$ La longueur d'onde est du même ordre de grandeur de la distance inter-réticulaire d'une structure cristalline, ce qui permet la diffraction d'un faisceau d'électrons par un cristal.	2

Partie III : Interférences de molécules de fullerène (10 pts)

13.	Différence de marche entre deux ondes passant par deux fentes consécutives T_m et T_{m+1} : $\delta = (ST_{m+1}M) - (ST_mM) \Rightarrow \delta = (T_{m+1}K) - (HT_m)$ $\Rightarrow \delta = a(\sin \theta - \sin \theta_0)$ L'intensité est maximale dans les directions θ telle que : $\delta = a(\sin \theta - \sin \theta_0) = k\lambda ; k \in \mathbb{Z} \text{ (déphasage } \varphi = 2k\pi \text{)}$ $\Rightarrow \sin \theta - \sin \theta_0 = k \frac{\lambda}{a}$	2
14.	Si on augmente le nombre de fentes, les maximums principaux deviennent de plus en plus fins et augmente d'intensité. On remarque que les maximums secondaires réduisent d'intensité, car l'intensité d'une fente devient négligeable comparativement à la contribution de toutes les fentes en un lieu d'interférence constructive totale (maximums principaux).	2
15.	Pour une incidence normale ($\theta_0 = 0$), la formule fondamentale des réseaux s'écrit : $\sin \theta = k \frac{\lambda}{a} \text{ Pour de faibles angles de diffraction, on a : } \theta \approx \sin \theta = k \frac{\lambda}{a}$ La distance angulaire entre deux pics principaux d'ordre k et $k+1$ est alors : $\Delta\theta = \theta_{k+1} - \theta_k = \frac{\lambda}{a}$ On déduit la distance entre deux pics principaux adjacents : $\Delta x = D\Delta\theta = \frac{\lambda D}{a}$	2

16.	La masse d'une molécule C_{60} est $m_{C_{60}} = 60m_C = 60 \frac{M_C}{N_A}$ La vitesse la plus probable de C_{60} est $v_m = 210 \text{ ms}^{-1}$ (figure 12). D'où la longueur d'onde moyenne de de Broglie : $\lambda_m = \frac{h}{m_{C_{60}} v_m} = \frac{N_A h}{60 M_C v_m}$ A.N. : $\lambda_m = \frac{h}{m_{C_{60}} v_m} = \frac{N_A h}{60 M_C v_m} = 2,63 \text{ pm}$ $\Delta x = \frac{\lambda_m D}{a}$; A.N. : $\Delta x = 32,8 \mu\text{m}$	2
17.	D'après la figure 12, $v_1 \approx 270 \text{ ms}^{-1}$ et $v_2 \approx 150 \text{ ms}^{-1}$; Ainsi : $\begin{cases} \lambda_1 = \frac{N_A h}{60 M_C v_1} = \lambda_m \frac{v_m}{v_1} = 2,05 \text{ pm} \\ \lambda_2 = \frac{N_A h}{60 M_C v_2} = \lambda_m \frac{v_m}{v_2} = 3,63 \text{ pm} \end{cases}$ soit $\Delta \lambda = \lambda_2 - \lambda_1 \approx 1,58 \text{ pm}$. L'élargissement du spectre a un effet négatif sur le contraste. Pour bien observer les franges la différence de marche ne doit pas dépasser une longueur ℓ_c appelée longueur de cohérence qui décroît avec l'élargissement du spectre.	2