

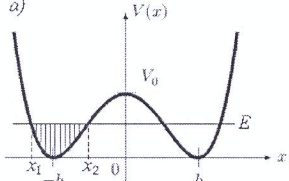
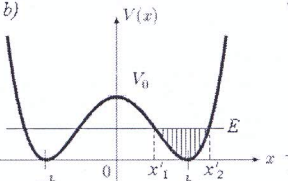
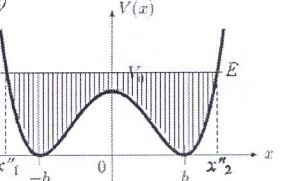


**CORRIGÉ DE L'ÉPREUVE DE PHYSIQUE
DU SECOND SEMESTRE**

MP2 – T2
03 Mai 2018
Durée : 4h

PROBLÈME 1 : CONFORMATIONS DE LA MOLÉCULE D'AMMONIAC (25 PTS)

Partie I : Analyse du mouvement en mécanique classique (7 pts)

I.1.	Les positions d'équilibre correspondent aux valeurs de x pour lesquelles $V(x)$ est stationnaire; sur le graphe de la figure 2, on observe trois positions d'équilibre : $x = 0, b$ et $-b$. Les positions d'équilibre stable correspondent aux minima d'énergie potentielle ; sur le graphe de la figure 2, on observe deux positions d'équilibre stables, $x = b$ et $x = -b$ et une position d'équilibre instable, $x = 0$. On utilise les graphes énergétiques ci-dessous, en comparant l'énergie E à l'énergie potentielle ; le mouvement n'est possible que dans une région où $E - V(x) = E_c > 0$, d'où les conclusions suivantes : * si $E < V_0$, pour une position initiale dans le puits de gauche (figure 1a, la hauteur des segments verticaux entre $V(x)$ et E représente l'énergie cinétique), par exemple en x_1 sans vitesse initiale, la particule se met en mouvement car x_1 n'est pas une position d'équilibre ; lorsqu'elle atteint x_2, sa vitesse s'annule ; elle ne peut alors que repartir vers x_1 puisque x_2 n'est pas une position d'équilibre ; elle arrive en x_1 avec une vitesse nulle, puis repart à nouveau; la particule a alors un mouvement oscillatoire éternel dans le puits de gauche; son énergie cinétique passe par un maximum en $x = -b$. * si $E < V_0$, pour une position initiale dans le puits de droite (figure 1b), on obtient de la même façon un mouvement oscillatoire entre les abscisses x'_1 et x'_2 ; la particule oscille alors éternellement dans le puits de droite. * si $E > V_0$, la particule oscille éternellement pour toute position initiale comprise entre x''_1 et x''_2; son énergie cinétique s'annule en x''_1 et en x''_2; elle atteint sa valeur maximale en $x = b$ et $x = -b$, elle passe par un minimum local en $x = 0$; la particule oscille alors en passant continuellement d'une conformation D à une conformation G et vice-versa. L'inversion de la molécule est donc possible pour $E > V_0$.    Figure 1 : analyse qualitative du mouvement à partir d'un graphe énergétique	1,5
I.2.	$\vec{F} = -\text{grad}(V) = -\frac{dV}{dx} \vec{e}_x = F \vec{e}_x$; elle est donc nulle en tout point où V est stationnaire, i.e. pour $x = 0, b$ ou $-b$.	0,5
I.3.	On vérifie que $V(x)$ est une fonction paire, que $V(0) = V_0$ et que $V(b) = V(-b) = 0$. Sa dérivée	1

	est : $\frac{dV}{dx} = \frac{4V_0}{b^2}x \left(\frac{x^2}{b^2} - 1 \right)$ Elle s'annule bien pour $x = 0, b$ ou $-b$; comme $\frac{dV}{dx}$ est positif pour $x > b$ et négatif pour $0 < x < b$, $V(x)$ passe bien par un maximum local en $x = 0$ et par un minimum pour $x = \pm b$.	
I.4.	$\vec{F} = -\overrightarrow{\text{grad}}(V) = F\vec{e}_x$ avec $F = -\frac{dV}{dx} = -\frac{4V_0}{b^2}x \left(\frac{x^2}{b^2} - 1 \right)$	0,5
I.5.a.	$x_e = b$.	0,5
I.5.b.	$PDF : F = m\ddot{x}$, d'où, en faisant apparaître $\xi(t)$: $m\ddot{\xi} = -\frac{4V_0}{b^2}(b + \xi) \left(\left(1 + \frac{\xi}{b} \right)^2 - 1 \right) \approx -\frac{8V_0}{b^2}\xi \Rightarrow \ddot{\xi} + \frac{8V_0}{mb^2}\xi = 0$ en effectuant un développement limité au premier ordre en $\xi/b \ll 1$. On pose $\omega_1 = \sqrt{\frac{8V_0}{mb^2}}$ et on déduit $\xi(t) = A\cos(\omega_1 t) + B\sin(\omega_1 t)$ avec $\xi(0) = A = \xi_0$ et $\dot{\xi}(0) = B\omega_1 = 0$, donc $\xi(t) = \xi_0 \cos(\omega_1 t)$. Ce mouvement a pour période $T_1 = \frac{2\pi}{\omega_1} = 2\pi \sqrt{\frac{mb^2}{8V_0}} = \pi b \sqrt{\frac{m}{2V_0}}$. Application numérique : $T_1 = 2,8 \times 10^{-14} \text{ s}$	1
I.5.c.	$p_x(t) = m\dot{\xi}(t) = -m\omega_1 \xi_0 \sin(\omega_1 t)$	0,5
I.6.	$A = \xi_m P_{xm} \approx 2\xi_0 \times 2m\omega_1 \xi_0 = 4m \sqrt{\frac{8V_0}{mb^2}} \xi_0^2 = 8 \frac{\sqrt{2mV_0}}{b} \xi_0^2$ A est homogène à un moment cinétique, elle s'exprime donc en $J.s$ dans le système international. Application numérique : $A \approx 6.10^{-35} J.s$ Cette valeur doit être comparée à $\hbar$; comme $A < \hbar$, la mécanique classique n'est pas adaptée pour traiter le mouvement de l'atome d'azote ; il faut faire appel à la mécanique quantique.	1
I.7.	Pour obtenir l'inversion à partir de l'énergie minimale, il faut fournir l'énergie V_0 , qui constitue une barrière de potentiel. Pour que cette barrière soit franchie grâce à l'agitation thermique, il faut que $k_B T > V_0 \Rightarrow T > \frac{V_0}{k_B}$; numériquement, $T > 2200 \text{ K}$.	0,5

Partie II. Étude quantique de l'inversion (18 pts)

II.1.	On injecte la fonction d'onde stationnaire dans l'équation de Schrödinger : $i\hbar \left(-i \frac{E}{\hbar} \right) \varphi(x) e^{-i\frac{E}{\hbar}t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \varphi(x)}{dx^2} e^{-i\frac{E}{\hbar}t} + V(x) \varphi(x) e^{-i\frac{E}{\hbar}t}$ $\Rightarrow \frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \varphi(x)}{dx^2} + (E - V(x)) \varphi(x) = 0$ D'où $\frac{d^2 \varphi(x)}{dx^2} + \frac{2m(E - V(x))}{\hbar^2} \varphi(x) = 0$	1
II.2.a.	Un "état localisé dans un domaine" est un état pour lequel la fonction d'onde est nulle en tout point extérieur à ce domaine.	0,5
II.2.b.	Pour $ x < x_0$ et $ x > x_0 + \ell$, V est infini ; si φ était non nulle, le produit $V\varphi$ divergerait dans l'équation de Schrödinger, qui ne serait pas satisfaite.	0,5

II.2.c.	Les conditions aux limites expriment la continuité de la fonction d'onde sur les bords des puits : $\varphi_A(-x_0 - \ell) = \varphi_A(-x_0) = 0$ et $\varphi_B(x_0 + \ell) = \varphi_B(x_0) = 0$	1
II.2.d.	La condition de normalisation pour un état localisé dans le puits A est : $\int_{-\infty}^{+\infty} \Psi_A ^2 dx = \int_{-x_0-\ell}^{-x_0} \varphi_A ^2 dx = 1$ Puisque la probabilité de présence est nulle en dehors du puits. De même $\int_{x_0}^{x_0+\ell} \varphi_B ^2 dx = 1$	1
II.3.a.	L'équation de Schrödinger indépendante du temps s'écrit dans ce domaine : $\frac{d^2 \varphi_A}{dx^2} + \frac{2mE}{\hbar^2} \varphi_A = 0,$ d'où la forme de la solution : $\varphi_A(x) = A_1 \sin(k(x+x_0)) + B_1 \cos(k(x+x_0))$, avec $k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}$, A_1 et A_2 étant deux constantes <i>a priori</i> complexes. On écrit les conditions aux limites : $\varphi_A(-x_0) = B_1 = 0$ $\varphi_A(-x_0 - \ell) = -A_1 \sin(k\ell) = 0 \Rightarrow k\ell = n\pi \quad (n \in \mathbb{N}^*), \text{ d'où } k_n = \frac{n\pi}{\ell} \text{ et } E_{A,n} = \frac{n^2 \pi^2 \hbar^2}{2m\ell^2}$ On calcule la constante A_1 en utilisant la condition de normalisation : $\int_{-x_0-\ell}^{-x_0} \varphi_A(x) ^2 dx = A_1 ^2 \int_{-x_0-\ell}^{-x_0} \sin^2\left(\frac{n\pi}{\ell}(x+x_0)\right) dx = A_1 ^2 \frac{\ell}{2} = 1 \Rightarrow A_1 = \sqrt{\frac{2}{\ell}}$ Donc $A_1 = \sqrt{\frac{2}{\ell}} e^{i\theta}$, θ étant une constante réelle arbitraire que l'on choisit nulle. En définitive : $\varphi_{A,n}(x) = \sqrt{\frac{2}{\ell}} \sin\left(\frac{n\pi}{\ell}(x+x_0)\right)$ avec $n \in \mathbb{N}^*$	1
II.3.b.	On change x_0 en $-x_0$ pour trouver les solutions $\varphi_{B,n}(x)$: $\varphi_{B,n}(x) = \sqrt{\frac{2}{\ell}} \sin\left(\frac{n\pi}{\ell}(x-x_0)\right)$ avec $n \in \mathbb{N}^*$ et $E_{B,n} = \frac{n^2 \pi^2 \hbar^2}{2m\ell^2}$	1
II.3.c.	Les énergies obtenues dans les deux puits sont les mêmes ; pour une énergie donnée $E_n = \frac{n^2 \pi^2 \hbar^2}{2m\ell^2}$, il y a donc deux états différents possibles : un état localisé dans le puits A et un état localisé dans le puits B; ce niveau d'énergie est donc dégénéré.	0,5
II.3.d.	L'état de la particule à l'instant t' est décrit par $\Psi_{A,n}(x, t') = \varphi_{A,n}(x) e^{-i \frac{E_{A,n}}{\hbar} t'}$ et cette fonction d'onde est nulle dans l'intervalle $[x_0, x_0 + \ell]$, donc la probabilité de trouver l'atome d'azote dans l'intervalle $[x_0, x_0 + \ell]$ est nulle. Le modèle utilisé ne permet pas de rendre compte de la possibilité d'inversion de la molécule d'ammoniac.	0,5
II.4.	Comme V est infini pour $x \in [x_0 + \ell, +\infty[$, la fonction d'onde est nulle pour $x \geq x_0 + \ell$, donc $\varphi_B(x_0 + \ell) = 0$. Dans le domaine : $x_0 \leq x \leq x_0 + \ell$ $\frac{d^2 \varphi_B}{dx^2} + \frac{2mE}{\hbar^2} \varphi_B = 0 \Rightarrow \varphi_B(x) = B \sin(k(x-x_0-\ell)) + B' \cos(k(x-x_0-\ell))$ avec $k = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}$ Or $\varphi_B(x_0 + \ell) = 0 \Rightarrow B' = 0$ donc $\varphi_B(x) = B \sin(k(x-x_0-\ell))$ De même : $\varphi_A(x) = A \sin(k(x+x_0+\ell))$ dans le domaine $-x_0-\ell \leq x \leq -x_0$, A étant une constante.	1

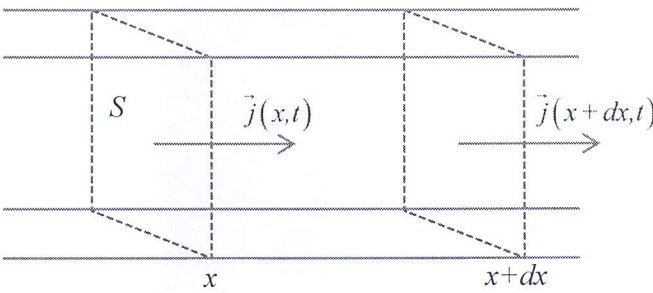
II.5.	Dans le domaine $-x_0 < x < x_0$, l'équation de Schrödinger devient : $\frac{d^2 \varphi_C}{dx^2} - \frac{2m(V_0 - E)}{\hbar^2} \varphi_C = 0 \Rightarrow K = \frac{\sqrt{2m(V_0 - E)}}{\hbar}$	1
II.6.	Pour les états symétriques, $A = -B$ et $C_2 = 0$. La continuité de φ en $x = x_0$ donne les équations suivantes : $A \sin(k\ell) = C_1 \cosh(Kx_0)$ et $Ak \cos(k\ell) = C_1 K \sinh(Kx_0)$. Il y a deux inconnues A et C_1 , deux équations de continuité et une condition de normalisation ; il y a donc une relation de compatibilité : $k \cotg(k\ell) = K \th(Kx_0)$, qui aboutit à une quantification de k , donc de E .	1
II.7.	Pour les états antisymétriques, $B = A$ et $C_1 = 0$. Les équations de continuité sont : $-B \sin(k\ell) = C_2 \sinh(Kx_0)$ et $-Bk \cos(k\ell) = C_2 K \cosh(Kx_0)$, d'où la condition de quantification : $k \cotg(k\ell) = K \coth(Kx_0)$.	1
II.8.	Dans le domaine $-x_0 < x < x_0$, la solution symétrique, en $\cosh$, ne s'annule pas, alors que la solution antisymétrique, en $\sinh$, s'annule au voisinage de $x = 0$. La largeur de confinement de la particule est donc légèrement plus faible dans le cas de l'état antisymétrique, donc l'énergie est plus élevée que pour l'état symétrique, ce qui explique que $\delta E > 0$.	1
II.9.a.	Le facteur $1/\sqrt{2}$ assure la normalisation de la fonction d'onde, puisque : $\int_{-x_0-\ell}^{x_0+\ell} \varphi_1^{sym}(x) ^2 dx = 1 ; \int_{-x_0-\ell}^{x_0+\ell} \varphi_1^{asym}(x) ^2 dx = 1 \text{ donc } \int_{-x_0-\ell}^{x_0+\ell} \varphi_G(x) ^2 dx = 1$	1
II.9.b.	Dans le domaine $x_0 < x < x_0 + \ell$, les fonctions d'onde sont pratiquement opposées, et donc elles se compensent; par contre, dans le domaine $-x_0 - \ell < x < -x_0$, les fonctions d'onde sont quasiment identiques, donc elles se renforcent ; dans le domaine $-x_0 < x < x_0$, les deux fonctions sont quasiment nulles. En définitive, la fonction $\varphi_G(x)$ (donc la probabilité de présence) est non nulle à gauche, et pratiquement nulle partout ailleurs ; la molécule est donc en conformation G.	1
II.9.c.	On tient compte de l'évolution de chaque état stationnaire de la superposition : $\Psi(x,t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\varphi_1^{sym}(x) \exp\left(-\frac{E_1^{sym}}{\hbar} t\right) + \varphi_1^{asym}(x) \exp\left(-\frac{E_1^{asym}}{\hbar} t\right) \right)$	1
II.9.d.	La densité de présence de la particule est : $ \Psi(x,t) ^2 = \frac{1}{2} \left((\varphi_1^{sym}(x))^2 + (\varphi_1^{asym}(x))^2 + 2\varphi_1^{sym}(x)\varphi_1^{asym}(x) \cos\left(\frac{E_1^{asym} - E_1^{sym}}{\hbar} t\right) \right)$ La densité de probabilité de présence varie donc de façon périodique à la période $T_0 = \frac{2\pi\hbar}{\delta E} = \frac{h}{\delta E}$	1
II.9.e.	Pour $t = T_0/2$: $ \Psi(x, T_0/2) ^2 = \frac{1}{2} \left((\varphi_1^{sym}(x))^2 + (\varphi_1^{asym}(x))^2 - 2\varphi_1^{sym}(x)\varphi_1^{asym}(x) \right)$ $\Rightarrow \Psi(x, T_0/2) ^2 = \frac{1}{2} (\varphi_1^{sym}(x) - \varphi_1^{asym}(x))^2$ la différence des fonctions d'onde symétrique et antisymétrique qui intervient ; la fonction d'onde résultante est pratiquement nulle partout, sauf dans le puits de droite ; la molécule est donc dans la conformation D. les états G ou D étaient stationnaires dans le cas de la barrière de potentielle infinie; lorsque la barrière n'est pas infinie, on obtient une oscillation entre les deux conformations grâce à l'existence d'une onde évanescence non nulle au niveau de la barrière ; c'est bien ce qui caractérise l'effet tunnel : la particule a alors la possibilité de traverser la barrière.	1
II.10.	Application numérique : $f = \frac{\delta E}{h} = 23,8 \text{ GHz}$ C'est le domaine des micro-ondes (la longueur d'onde est de 12,6 mm).	1

PROBLÈME 2 : MÉTHODE PHOTO-THERMIQUE DE MESURE D'UNE TEMPÉRATURE (25 pts)

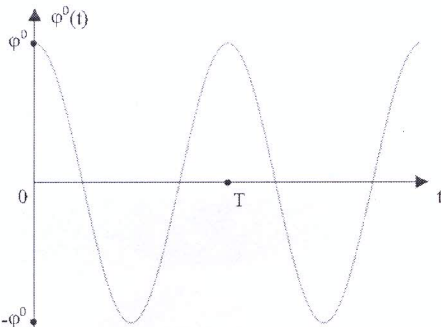
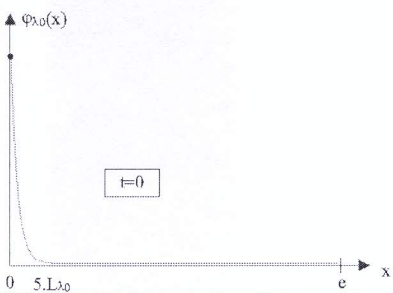
Partie I. Étude de l'équilibre thermique initial (5 pts)

I.1.	Un corps noir et tout corps qui absorbe intégralement tout rayonnement incident quelle que soit la longueur d'onde.	1
I.2.	Loi de Stefan : $\varphi_e^{CN} = \sigma T^4$	1
I.3.	A l'équilibre thermique : $\sum \varphi_i = 0 \Rightarrow \varphi_{pa} + \varphi_{ambient} - \varphi_e - \varphi_{cc} = 0$ $\Rightarrow \sigma(T_0^4 - T_a^4) + h(T_0 - T_a) - \varphi_{pa} = 0 \quad (1)$	1
I.4.	On a $\varphi_{pa} = (T_0 - T_a)(h + \sigma T_0^3 + \sigma T_a^3 + \sigma T_0^2 T_a + \sigma T_a^2 T_0) = 0$ donc $\varphi_{pa} \approx 0^+$ (reçu) $\Rightarrow T_a \approx T_0^+$	1
I.5.	$\sigma(T_0^4 - T_a^4) + h(T_0 - T_a) - \varphi_{pa} = 0$ $\Rightarrow (4\sigma T_a^3 + h)(T_0 - T_a) - \varphi_{pa} = 0 \Rightarrow h_e(T_0 - T_a) - \varphi_{pa} = 0$ avec $h_e = h + 4\sigma T_a^3$	1

Partie II. Bilan d'énergie en régime variable (5 pts)

II.1.	 La loi de Fourier donne $\vec{j} = -\lambda \overrightarrow{\text{grad}}(T(x,t)) = j(x,t) \vec{u}_x$ uniforme sur toute section droite. Le 1er principe sur la tranche isochore $[x, x+dx]$, entre les instants t et $t+dt$ s'écrit : $\frac{dU}{dt} = \Phi_e(x,t) - \Phi_s(x+dx,t) = j(x,t)S - j(x+dx,t)S$ Soit $(\rho S dx) c \frac{\partial T(x,t)}{\partial t} = -S \frac{\partial j(x,t)}{\partial x} dx$ $\Rightarrow \frac{\partial^2 T(x,t)}{\partial x^2} - \frac{\rho c}{\lambda} \frac{\partial T(x,t)}{\partial t} = 0 \Rightarrow \frac{\partial T(x,t)}{\partial t} - a \frac{\partial^2 T(x,t)}{\partial x^2} = 0$ avec $a = \frac{\lambda}{\rho c}$ est la diffusivité thermique s'exprimant en $m^2.s^{-1}$ dans le système international.	2
II.2.	$(3) \Rightarrow \frac{\delta T(x,t)}{\delta t} - a \frac{\delta T(x,t)}{L_q^2} = 0 \Rightarrow L_q = \sqrt{a \delta t}$	1
II.3.	A.N : $L_q = 3,2 \cdot 10^{-4} m$	1
II.4.	Pendant l'expérience $t \in [0, \delta t]$ on a $L_q \ll e = 1cm$ donc sauf au voisinage de la surface $x \approx 0$ l'apport d'énergie est négligeable donc $T(x \gg L_q, t) = T_0$	1

Partie III. Effet d'un flux lumineux incident variable (5 pts)

III.1.	$\varphi_0 = \frac{P}{\pi r^2}$ A.N : $\varphi_0 = 2,5.10^4 Wm^{-2}$; cette valeur est très grande comme puissance lumineuse.	1
III.2.		1
III.3.	L_{λ_0} caractérise la pénétration du laser dans Σ .	1
III.4.	$L_{\lambda_0} \ll e$ 	1
III.5.	on a $L_{\lambda_0} \ll e$ donc l'apport énergétique du laser s'effectue en surface et l'équation (3) sera inchangée.	1

Partie IV. Résolution et conditions aux limites (10 pts)

IV.1.	(3) et (7) $\Rightarrow \frac{\partial T(x,t)}{\partial t} = i\omega_0 \underline{\theta}(x) e^{i\omega_0 t}$ et $\frac{\partial^2 T(x,t)}{\partial x^2} = \ddot{\underline{\theta}}(x) e^{i\omega_0 t}$ soit $\ddot{\underline{\theta}}(x) - \frac{i\omega_0}{a} \underline{\theta}(x) = 0$	1
IV.2.	On a $i = \frac{(1+i)^2}{2}$ soit $\ddot{\underline{\theta}}(x) - \alpha^2 \underline{\theta}(x) = 0$ avec $\alpha = (1+i) \sqrt{\frac{\omega_0}{2a}}$ La solution générale est de la forme : $\underline{\theta}(x) = Ae^{\alpha x} + Be^{-\alpha x}$	0,5
IV.3.	On a $Re(\alpha) > 0$; T et $\underline{\theta}$ sont finies pour $x \rightarrow \infty \Rightarrow \underline{\theta}(x) = Be^{-\alpha x}$	0,5
IV.4.	On a $T(0,t) \approx T_a$ donc $\varphi_1^R = 4\sigma T_a^3 (T(0,t) - T_a)$	1
IV.5.	- conduction : $j_{th} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x}(x=0)$ entrant (Wm^{-2}) - convectif : $j_c = h(T(0,t) - T_a)$ sortant (Wm^{-2}) - flux surfacique parasite : φ_{pa} entrant (Wm^{-2}) - flux du laser : $\varphi_0(t)$ entrant (Wm^{-2}) - flux radiatif : φ_1^R sortant (Wm^{-2})	1

IV.6.	Continuité du flux thermique en $x=0$: $-\lambda \frac{\partial T}{\partial x}(x=0, t) = \varphi_{pa} + \varphi_0(t) - \varphi_1^R - h(T(0, t) - T_a)$	1
IV.7.	$\frac{\partial T}{\partial x}(x=0, t) = \dot{\underline{\theta}}(0) e^{i\omega_0 t}$ et $\varphi_0(t) = \varphi_0 e^{i\omega_0 t}$ tenant compte des équations (2) et (8) on établit : $-\lambda \dot{\underline{\theta}}(0) = \varphi_0 - (h + 4\sigma T_a^3) \underline{\theta}(0) = \varphi_0 - h_e \underline{\theta}(0)$ avec $h_e = h + 4\sigma T_a^3$	1
IV.8.	On a $\underline{\theta}(x) = B e^{-\alpha x} \Rightarrow \lambda \alpha B = \varphi_0 - h_e B \Rightarrow B = \frac{\varphi_0}{h_e + \lambda \alpha}$	1
IV.9.	On a $h_e = 26 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-2}$ et $\lambda \alpha = 560.10^3 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-2}$; $h_e \ll \lambda \alpha $ donc $B = \frac{\varphi_0}{\lambda \alpha} = \frac{\varphi_0}{\lambda} \sqrt{\frac{a}{\omega_0}} \exp\left(-i \frac{\pi}{4}\right)$	1
IV.10.	$\underline{\theta}(x, t) = \underline{\theta}(x) \exp(i\omega_0 t) = \frac{\varphi_0}{\lambda} \sqrt{\frac{a}{\omega_0}} \exp\left(-i \frac{\pi}{4}\right) \exp(-\alpha x) \exp(i\omega_0 t)$ $\underline{\theta}(x, t) = \frac{\varphi_0}{\lambda} \sqrt{\frac{a}{\omega_0}} \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega_0}{2a}} x\right) \exp\left(i\left(\omega_0 t - \sqrt{\frac{\omega_0}{2a}} x - \frac{\pi}{4}\right)\right)$	1
IV.11.	$T(x, t) = T_0 + R_e(\underline{\theta}(x, t)) = T_0 + \frac{\varphi_0}{\lambda} \sqrt{\frac{a}{\omega_0}} \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega_0}{2a}} x\right) \cos\left(\omega_0 t - \sqrt{\frac{\omega_0}{2a}} x - \frac{\pi}{4}\right)$ on distingue trois termes : - T_0 statique existe même en absence du Laser ($\varphi_0 = 0$) - terme de propagation de phase - terme d'atténuation ou effet de peau thermique	1