

CONCOURS MINES -PONTS -TÉLÉCOM, ANNÉE 2002 PHYSIQUE I, FILIERE MP

Ce n'est qu'une proposition de solution ; ceux qui voudrait améliorer cette correction communiquer votre solution à gthomass@club-internet.fr.

1	Pression intensif. Volume: extensif $[P + n^2a/V^2](V-nb) = nRT$	
2	Dans le modèles des sphères dures le covolume est le volume occupé par les molécules pour une très grande pression . On montre qu'il est égal au quart du volume d'une sphère Si R = rayon d'une molécule $b \approx R^3 N_A$ Avec $R = 400 \text{ pm}$ $b = 3,8.10^{-5} \text{ m}^3.\text{mol}^{-1}$ On donne dans des tables He (2,34) H_2 (2,66) CO_2(4,29) N_2O(3,19)..... $\times 10^{-5}$	
3	Le potentiel est nul à l'infini, répulsif à courte distance (effets compliqués, quantiques) et attractif à grande distance (forces en $1/r^7$). (effets électrostatiques c'est à dire interaction dipôles / dipôles ; forces de Debye , Keesom). Le minimum représente la distance interparticulaire moyenne particulaire moyenne.	
4	La pression est la combinaison de deux termes dont l'un qui existe seul dans le cas des gaz parfaits est associé à la variation de quantité de mouvement des particules (pression cinétique p_c , l'autre est due à l'action des autres particules du volume de fluide sur lequel on étudie l'action de contact (pression moléculaire p_m) . Cette p_m est toujours faible sauf au moment du contact. P_c est toujours positive et p_m est >0 si les forces qui les causent sont attractives : $p_c = p(\text{ mesurée sur une paroi}) + p_m$ Cette pression est proportionnelle au nombre de molécule et donc à la densité volumique ; les molécules qui subissent cette action sont aussi contenues dans un volume du même ordre donc aussi proportionnel à la densité volumique donc la pression moléculaire varie en $1/V^2$ Les forces d'attraction de Van der Waals sont des forces attractives (interaction dipôle/dipôle en $1/r^7$) ; elles sont négligeables à une distance du nm . La pression mesurée est inférieure à la pression cinétique, due aux seuls chocs, réputés élastiques, sur les parois (poser $b = 0$). Lorsque V croît , la distance entre les molécules augment et le terme correctif diminue ce qui justifie une fonction décroissante du volume	
5	Trois relations : $P = f(V, T)$ $dP/dV=0$ à T fixé : $RT / (V-b)^2 = 2a/V^3$ $d^2P/dV^2=0$ à T fixé (tangente d'inflexion horizontale sur l'isotherme critique) $2RT/(V-b)^3 = 6a/V^4$ soit $2/(V-b) = 3/V$ soit le point critique : $V_c = 3b$ $T_c=8a/27bR$ $P_c = a/27b^2$ Les coordonnées du point critique se calculent à partir des grandeurs empiriques a et b, qui mesurent l'écart par rapport au gaz parfait. Bien entendu, il n'y a aucune raison d'exiger que le point critique soit situé aussi sur l'isotherme du gaz parfait correspondant à la température critique !	
6	Pour $T > T_c$, l'allure des isothermes est vaguement hyperbolique et ressemble à s'y méprendre à l'isotherme du gaz parfait. Aux températures inférieures à la température critique, la relation (P, V) n'est plus uniforme et plusieurs volumes peuvent être mathématiquement associés à la même pression. Verdict de l'expérience : dans les systèmes normaux, une dilatation isotherme devrait s'accompagner d'une diminution de pression. Seul le cas $T < T_c$ est modifié avec apparition d'un palier de changement d'état.	
7		

	L'isotherme basse température est représentée par un palier le long duquel s'effectue la transition de phase (délimitée par la courbe de saturation)	
8	Le facteur de compressibilité est $Z_C = 3/8 = 0.375$. Au voisinage du point critique l'équation de Van der Waals n'est pas très performante. L'écart avec la valeur mesurée, de l'ordre de 60 % montre que l'isotherme critique est beaucoup plus aplati que ne le prévoit l'équation de Van der Waals	
9	Par simple substitution $\alpha = 8$; $\beta = 3$ et $\gamma = 3$	
10	En faisant $p^* = p_r - 1$ et $\rho^* = 1/V_r - 1$ dans l'équation précédente, on trouve que $\delta = 3$. $D = 3/2$ $p^* = 4(1 + \rho^*)(1 - \rho^*/2)^{-1} - 3(1 + \rho^*)^2 - 1 = 3/2 - \rho^{*3}$	

11	Le modèle de Van der Waals est franchement mauvais loin du point critique	
12	Tube de Natterer, opalescence critique, fluctuations de densité et donc d'indice optique. Ou système utilisé en TP	
13	$dU = TdS - pdV \quad dS = \frac{1}{T}dU + \frac{p}{T}dV$ $S \text{ est une fonction d'état donc } dU = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T dV$ $dS = \frac{1}{T} \left[\left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T dV \right] + \frac{p}{T}dV$ $\text{On écrit que } \frac{\partial}{\partial V} \left[\frac{1}{T} \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V \right]_T = \frac{\partial}{\partial T} \left[\frac{1}{T} \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V + \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{p}{T}\right) \right]_V$ $\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = T^2 \left[\frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{p}{T}\right) \right]_V$ On obtient alors l'équation demandée	
14	La différence entre les énergies internes d'un gaz parfait et d'un gaz réel provient de la dépendance de U avec V $U_{GR} - U_{GP} = U(T, V) - U(T, \infty) = \int_0^\infty T^2 \frac{\partial(P/T)}{\partial T} dV$	
15	$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = -a/V$ Pour le gaz de Van der Waals, la relation L'énergie interne du gaz de Van der Waals est inférieure à celle du GP pour des valeurs identiques de T et V du fait de l'existence des interactions attractives.	

16	L'énergie interne est conservée dans une détente de Joule Gay-Lussac V augmentant, $-a/V$ augmente, Il faut donc que T diminue. Le gaz se refroidit. a Mathématiquement : $dU = C_v dT + (a/V^2) dV \rightarrow dT < 0$.	
17	$U_{GR} = U_{GP} - a/V \quad U_{GR} = c_{VGF} (T-T_0) - a/V + U_0 \text{ donc } c_v = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V = c_{VGP}$ les capacités calorifiques molaires à volume constant sont identiques. Les interactions attractives ont une contribution nulle à l'énergie interne quand le volume est maintenu constant.	
18 .	$dF = -PdV - S dT$ $P = - \left(\frac{\partial F}{\partial V} \right)_T \rightarrow F = \int PdV + \phi(T) \quad F_{GP} = -RT \ln V + \phi(T)$ $F_{GR} = -RT \ln (V-b) - a/V + \phi(T) \quad \text{d'où } F_{GR} - F_{GP} = -a/V - RT \ln [(V-b)/V]$ On peut raisonner autrement $DS = dU/T + (P/T) dV$ Or $dU = c_v dT + a/V^2 dV \quad dS = c_v dT/T + R dV/(V-b)$ $S = c_v \ln(T/T_0) + \ln(V-b)/(V_0-b) + S_0 \quad U = c_v(T-T_0) - a/V + a/V_0 + U_0$ $F = U - TS = c_v(T-T_0) - a/V + a/V_0 + U_0 - T[c_v \ln(T/T_0) + R \ln(V-b)/(V_0-b) + S_0]$ $F_{GP} = c_v(T-T_0) + U_0 - T[c_v \ln(T/T_0) + R \ln(V)/(V_0) + S_0]$ $F - F_{GP} = -a/V - RT \ln [(V-b)/V]$ $\left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_V = -S$ $S - S_0 = S = c_v \ln(T/T_0) + \ln(V-b)/(V_0-b)$ dans une détente isentropique $T.(V-b)^{\frac{R}{C_v}} = \text{cte}$ analogue à $T.V^{(\gamma-1)} = \text{cte}$ pour un GP parfait	
19	Les potentiels chimiques $\mu_A = \mu_B$ sont égaux lors d'un changement de phase Or $d\mu = -s dT + v dP$ A T fixée $d\mu = v dP = d(Pv) - p dv$ $\int_A^B p dv$ Pour aller de A à B directement $\mu_B - \mu_A = 0 = P_B(V_B - V_A) - \int_A^B p dv$ Cette intégrale est l'aire sous la courbe alors que $P_B(V_B - V_A)$ correspond à l'aire sous la droite AB donc les deux aires hachurées sont égales On peut remarquer que l'on peut décrire un cycle monotherme en allant de A à B le long de l'isotherme curviligne AEDCB et en revenant en A par le palier. Si ce palier est décrit de façon réversible le travail W associé à ce cycle est nul (théorème de Carnot $Q=0$ et $W=0$ pour un cycle monotherme réversible) or ce travail est représenté par l'aire des deux boucles hachurées donc ces deux aires sont égales en valeur absolue.	
20	Des états métastables entre A et E (surfusion) et entre C et B Etats instables entre E et C car cette branche est fictive et il n'est pas possible de la décrire de façon réversible	

21	La spinodale est l'ensemble des points des isothermes où la pression est stationnaire par rapport au volume. Elle correspond à $(\partial P / \partial V)_T = 0$ Son équation est $P = \frac{a}{V^2} - \frac{2ab}{V^3}$ Elle est tracée en page 2 de l'énoncé !	
22	On envisage ici les états métastables représentés par les points compris entre B et la courbe spinodale qui représentent la vapeur sursaturée. La métastabilité de la vapeur est à droite de la spinodale et à gauche de la courbe de rosée . Le point M cherché doit aussi vérifier $\frac{\partial^2 P}{\partial V^2} < 0$. Une analyse mathématique (que l'on ne saurait exiger) conduit à $V < b$ ou $V > 3b$. On reporte donc l'expression de p de la question précédente dans l'équation de Van der Waals. On en déduit les trois volumes solution. On retient celui des trois qui conduit à une valeur positive de la pression et l'on obtient environ 55 atm. Évidemment, il doit être difficile d'atteindre de telles pressions sans observer la disparition de l'état métastable, mais on peut remarquer que cette valeur reste bien inférieure à la pression critique de l'eau qui vaut 218 atm. $(V-b)^2 = RTV^3/2a$ d'où $V \rightarrow p$	
23	aura reconnu le viriel, pour une molécule, Le premier terme correspond au gaz parfait ; les autres termes correspondent aux interactions à n particules, n étant la puissance de V dans le développement en série de Laurent. Ce développement est d'autant plus valide que le volume est grand. $PV = RT \left[1 + \frac{b}{V} \left(1 - \frac{a}{bRT} \right) + \frac{b^2}{V^2} \right] = RT \left[1 + \frac{b}{V} + \frac{b^2}{V^2} \right] - \frac{a}{V}$ Cela provient de $PV = RT \left[1 - \frac{b}{V} \right]^{-1} - \frac{a}{V}$ Lorsque $V \gg b$ alors $PV = RT \left[1 + \frac{b}{V} + \frac{b^2}{V^2} \right] - \frac{a}{V}$ L'équation proposée est donc valable pour $V \gg b$ et loin des conditions de liquéfaction Sur la courbe , on voit que pour $V > 3b$ (donc V_C doit être grand) l'équation du viriel est parallèle a celle du gaz de Van der Waals pour $T = 1,1T_C$	

24	Par identification $\alpha \lambda = 4 \pi K$ On vérifie que $\alpha \lambda /K= 12,566 \qquad 12,5628 \ ; \ 12,5636 \ ; \ 12,559$																																																																																																													
25	La fraction $q(\lambda \ , \ \infty) = [I(0)-I(\infty)]/ I(0) = 1- \exp(- \alpha \infty)$																																																																																																													
26	La représentation de F(X) montre que la totalité du spectre d'émission se situe dans l'intervalle $0,5 \leq X \leq 5$ soit $0,5 \lambda_{\max} \leq \lambda \leq 5 \lambda_{\max}$ Pour le soleil $\lambda_{\max} \approx 0,5 \mu\text{m}$ donc $0,25 \mu\text{m} < \lambda < 2,5\mu\text{m}$ Pour le milieu ambiant $\lambda_{\max} = 10 \mu\text{m}$ donc $5 \mu\text{m} < \lambda < 50 \mu\text{m}$ La nappe d'eau est transparente pour $0,3 \mu\text{m} < \lambda < 0,7 \mu\text{m}$ et $\lambda > 1 \mu\text{m}$ Le rayonnement ambiant n'est donc pas atténué $Q_A(\infty) = 0$ (si on admet que les IR proches ne sont pas absorbés par l'eau) Le rayonnement solaire : Si on utilise le tableau fourni $Q = 1 \times [F (0,15/0,5) - F(0)] + 0,8 [F [0,3/0,5) - F (0,15/0,5)] + 0,5 [F(1/0,5) - F([0,7/0,5)]$ $Q = 1(F(0,3)-F(0) + 0,8((F(0,6)- F(0,3) + 0,5(F(2) -F(1,4)) + 0 \times [F(\infty) - F(2)]$ $Q= \ 0,2 F(0,3) +0,8 F(0,6) + 0,5 F(2) - 0,5F(1,4] = 0,14$ Si l'eau arrête les infra rouge $Q_s(10) = 0,42$ et $Q_a(10) = 1$ W. M. Irvine and J. B. Pollack, "Infrared optical properties of water and ice spheres," Icarus, 8, 324--360, (1968). <table><tr><td>200 0.08</td><td>950 0.365</td><td>1500 17.3</td><td>2200 16</td><td>2950 11700</td><td>5000 308</td></tr><tr><td>250 0.03</td><td>970 0.46</td><td>1550 9.6</td><td>2210 15.5</td><td>3000 10860</td><td>5260 229</td></tr><tr><td>300 0.015</td><td>1000 0.355</td><td>1600 6.2</td><td>2250 17</td><td>3100 7430</td><td>5500 276</td></tr><tr><td>350 0.003</td><td>1050 0.131</td><td>1650 5.1</td><td>2300 23</td><td>3200 3700</td><td>5800 699</td></tr><tr><td>400 0.001</td><td>1060 0.128</td><td>1660 5</td><td>2350 30</td><td>3300 1650</td><td>6000 2138</td></tr><tr><td>450 0.0002</td><td>1100 0.19</td><td>1700 5.15</td><td>2400 42</td><td>3400 698</td><td>6050 2328</td></tr><tr><td>500 0.00025</td><td>1150 0.8</td><td>1750 6.4</td><td>2450 61</td><td>3500 334</td><td>6400 852</td></tr><tr><td>550 0.00035</td><td>1190 1.05</td><td>1800 8</td><td>2500 83</td><td>3600 198</td><td>6500 794</td></tr><tr><td>600 0.0015</td><td>1200 1.02</td><td>1850 9.5</td><td>2550 97</td><td>3750 119</td><td>7000 618</td></tr><tr><td>650 0.0025</td><td>1250 0.89</td><td>1900 80.5</td><td>2600 99</td><td>3830 111</td><td>7500 579</td></tr><tr><td>700 0.006</td><td>1258 0.88</td><td>1940 114</td><td>2625 109</td><td>4000 151</td><td>8000 566</td></tr><tr><td>750 0.025</td><td>1300 1.08</td><td>1950 110</td><td>2650 131</td><td>4500 411</td><td>8500 557</td></tr><tr><td>760 0.026</td><td>1350 2.7</td><td>2000 68</td><td>2700 235</td><td>4660 468</td><td>9000 566</td></tr><tr><td>800 0.02</td><td>1400 13</td><td>2050 41</td><td>2750 1100</td><td>4800 431</td><td>9500 579</td></tr><tr><td>1850 0.041</td><td>806 0.02</td><td>2100 26</td><td>2800 4212</td><td></td><td>10000 668</td></tr><tr><td>900 0.067</td><td>1450 26</td><td>2150 19</td><td>2900 10580</td><td></td><td></td></tr><tr><td>lambda (nm)</td><td>absorption(1/cm)</td><td></td><td></td><td></td><td></td></tr><tr><td></td><td></td><td></td><td></td><td></td><td></td></tr></table>	200 0.08	950 0.365	1500 17.3	2200 16	2950 11700	5000 308	250 0.03	970 0.46	1550 9.6	2210 15.5	3000 10860	5260 229	300 0.015	1000 0.355	1600 6.2	2250 17	3100 7430	5500 276	350 0.003	1050 0.131	1650 5.1	2300 23	3200 3700	5800 699	400 0.001	1060 0.128	1660 5	2350 30	3300 1650	6000 2138	450 0.0002	1100 0.19	1700 5.15	2400 42	3400 698	6050 2328	500 0.00025	1150 0.8	1750 6.4	2450 61	3500 334	6400 852	550 0.00035	1190 1.05	1800 8	2500 83	3600 198	6500 794	600 0.0015	1200 1.02	1850 9.5	2550 97	3750 119	7000 618	650 0.0025	1250 0.89	1900 80.5	2600 99	3830 111	7500 579	700 0.006	1258 0.88	1940 114	2625 109	4000 151	8000 566	750 0.025	1300 1.08	1950 110	2650 131	4500 411	8500 557	760 0.026	1350 2.7	2000 68	2700 235	4660 468	9000 566	800 0.02	1400 13	2050 41	2750 1100	4800 431	9500 579	1850 0.041	806 0.02	2100 26	2800 4212		10000 668	900 0.067	1450 26	2150 19	2900 10580			lambda (nm)	absorption(1/cm)											U
200 0.08	950 0.365	1500 17.3	2200 16	2950 11700	5000 308																																																																																																									
250 0.03	970 0.46	1550 9.6	2210 15.5	3000 10860	5260 229																																																																																																									
300 0.015	1000 0.355	1600 6.2	2250 17	3100 7430	5500 276																																																																																																									
350 0.003	1050 0.131	1650 5.1	2300 23	3200 3700	5800 699																																																																																																									
400 0.001	1060 0.128	1660 5	2350 30	3300 1650	6000 2138																																																																																																									
450 0.0002	1100 0.19	1700 5.15	2400 42	3400 698	6050 2328																																																																																																									
500 0.00025	1150 0.8	1750 6.4	2450 61	3500 334	6400 852																																																																																																									
550 0.00035	1190 1.05	1800 8	2500 83	3600 198	6500 794																																																																																																									
600 0.0015	1200 1.02	1850 9.5	2550 97	3750 119	7000 618																																																																																																									
650 0.0025	1250 0.89	1900 80.5	2600 99	3830 111	7500 579																																																																																																									
700 0.006	1258 0.88	1940 114	2625 109	4000 151	8000 566																																																																																																									
750 0.025	1300 1.08	1950 110	2650 131	4500 411	8500 557																																																																																																									
760 0.026	1350 2.7	2000 68	2700 235	4660 468	9000 566																																																																																																									
800 0.02	1400 13	2050 41	2750 1100	4800 431	9500 579																																																																																																									
1850 0.041	806 0.02	2100 26	2800 4212		10000 668																																																																																																									
900 0.067	1450 26	2150 19	2900 10580																																																																																																											
lambda (nm)	absorption(1/cm)																																																																																																													

27	$q(\lambda, 2) = 1 - \exp(-2\alpha) ; q(\lambda, \infty) = 1 - \exp(-\alpha)$ $q(\lambda, 2) = 1 - [1 - q(\lambda, \infty)]^2 = q(\lambda, \infty) 2 - q(\lambda, \infty)$ $Q(2) = 2Q[\infty] - \sum \Delta F(x) q^2(\lambda, \infty)$ $Q(20) = 2 \times 0,14 - 1 \times [F(0,3) - F(0)] - 0,8^2 (F(0,6) - F(0,3)) - 0,5^2 [F(2) - F(1,4)] = 0,24$ Avec absorption des IR alors La solution donne $Q_s(10) = 1 \times (0,15) + 0,8 \times [0,3 - 0,15] + 0,5 \times [1 - 0,7] = 0,42$ $Q(20) = 0,519$	
28	La lumière fait un aller-retour donc le pourcentage de lumière absorbée est $Q(20)$	
29	Entre les instants t et $t+dt$ on applique le premier principe L'eau passe de T à $T+dT$: $dU = \rho \ell S C dT$ Il reçoit l'énergie : $Q_s(20) E_s S dt$ si on ne tient pas compte de E_a Il cède l'énergie $\sigma T^4 S dt$ par rayonnement et $hS(T-T_a) dt$ par échange conducto-convectif $\rho \ell S C dT = Q_s(20) E_s S dt - \sigma T^4 S dt - hS(T-T_a) dt$ $V_r(t) = \frac{dT}{dt} = \frac{Q(20)E_s - \sigma T^4 - h(T-T_a)}{\rho \ell C} +$ $A t = 0 \quad T = T_i = T_a \quad V_r(0) = \frac{dT}{dt}(0) = \frac{Q(20)E_s - \sigma T_a^4}{\rho \ell C}$ $A t = t_1 \quad T = T_f : V_r(t_1) = \frac{dT}{dt} = \frac{Q(20)E_s - \sigma T_f^4 - h(T_f - T_a)}{\rho \ell C}$ A.N Avec $Q(20) = 0,519 \quad V(0) = 0,50 \text{ K.h}^{-1} \quad V(t_1) = -4,53.10^{-2} \text{ K.h}^{-1}$ Il semblerait que 25°C ne peut être atteint En effet si on calcul pour quelle valeur $dT/dt = 0$ en régime stationnaire Alors on obtient $T_f \quad Q(20) \times E_s - \sigma T_a^4 = (h + 4 \sigma T_a^3) \epsilon$ $\epsilon = T_f - T_a = 7^\circ$ donc inférieur à 8° Avec $Q(20) = 0,28 \quad V(0) = -0,7 \text{ K.h}^{-1} \quad V(t_1) = -1,2 \text{ K.h}^{-1}$ C'est encore plus faux Je pense que dans l'énoncé il y a une erreur : l'eau arrête en partie les infra rouge et donc que $Q_a(10) = 1$; les infra rouge sont absorbés : Alors $Q_s(10) = 0,42$; $Q_s(20) = 0,440$	

	On trouve alors $\epsilon = 25^\circ$ $\frac{dT}{dt} = \frac{Q(20)E_s + E_a - \sigma T^4 - h(T - T_a)}{\rho \ell C}$ $t = 0 \quad V(0) = 1,23 \text{ K.h}^{-1} \quad ; \quad V(t_1) = 0,69 \text{ K.h}^{-1}$ Cela semble plus cohérent	
30	$\frac{dT}{dt} = \frac{Q(20)E_s + E_a - \sigma T^4}{\rho \ell C}$ T_r est la température limite atteinte lorsque $\frac{dT}{dt} = 0 \quad T_r^4 = [Q(20)E_s + E_a] / \sigma$ Avec $Q(20) = 0,44 \quad T_r = 332 \text{ K}$ $\tau = \rho \ell C / [\sigma \cdot T_r^3] \quad \Delta N = T_r = 331 \text{ K} \quad \tau = 112 \text{ h}$ Avec $Q_s(20) = 0,5$ et $E_a = 0 \quad T_r = 309^\circ \text{K} \quad \tau = 69 \text{ h}$	
31	Nouvelle variable $t/\tau \quad u = T/T_r$ $t_1/\tau = \frac{1}{2} [\arctan(T_1/T_r) - \arctan(T_a/T_r)] + \frac{1}{4} \ln \left(\frac{(T_r + T)(T_r - T_a)}{(T_r - T)(T_r + T_a)} \right)$ $T_r = 332 \quad T_1 = 298 \quad T_a = 290$	
32	Si T_r est proche de $T_a \quad T_r^4 - T^4 = 4 \cdot T_r^3 (T_r - T)$ $\frac{dT}{dt} = \frac{Q(20)E_s + E_a - \sigma T_a^4 - (\sigma T_a^3 + h)(T - T_a)}{\rho \ell C}$ $T_r - T_A = [Q(20)E_s + E_a - \sigma T_a^4] / (\sigma T_a^3 + h) = 25 \text{ K} \quad T_r = 315 \text{ K}$ $\rho \ell C \frac{dT}{dt} = (\sigma T_a^3 + h)(T_r - T) \quad T_0 = T_r \quad \tau_0 = \rho \ell C / [\sigma T_a^3 + h]$ $\tau_0 = 20,4 \text{ h}$	

33	$t_1 = t_1 = 6,3 \text{ h}$ $t_1 = 2,0 \text{ h}$ convection forte $T_r = 296 \text{ K}$ on arrive pas à 298 K Avec $Q_s(20) = 0,5$ et $E_a = 0$ $\tau_0 = 11,6 \text{ h}$ $T_0 = 342 \text{ K}$ $t_1 = 0,17$ $\tau_0 = 1,94 \text{ h}$ $H = 50$ $\tau = 2,33 \text{ h}$ $T_0 = 300,4 \text{ K}$ $t_1 = 3,42 \text{ h}$	
34	La surface du fond absorbe tout le rayonnement solaire donc la vitesse de réchauffement est augmentée	
35	$\frac{dT}{dt} = \frac{E_s + E_a - \sigma T^4 - h(T - T_a)}{\rho \ell C}$ $V_R(0) = 3,65 \text{ K.h}^{-1}$	
36	$T_r^4 = (E_s + E_a) / \sigma$ $T_r = 385 \text{ K}$ donc l'eau se met à bouillir et il faut tenir compte de l'évaporation	