

Second principe de la thermodynamique : bilans d'entropie

None available

1. Entropie en calorimétrie None available

2. Entropie en calorimétrie (bis)

$$1. \quad T_f = \frac{(C + m_1 c_e) T_1 + m_2 c_f T_2}{C + m_1 c_e + m_2 c_f} = 22,6^\circ \text{C}$$

$$2. \quad S_c = \Delta S = (C + m_1 c_e) \ln\left(\frac{T_f}{T_1}\right) + m_2 c_f \ln\left(\frac{T_f}{T_2}\right) = 0,793 \text{ J.K}^{-1}$$

3. Air dans une turbine adiabatique On a

$$\Delta S = \frac{\gamma n R}{\gamma - 1} \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) - n R \ln\left(\frac{P_2}{P_1}\right)$$

En divisant par la masse $m = nM$, il vient

$$\Delta s = \frac{\gamma R}{M(\gamma - 1)} \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) - \frac{R}{M} \ln\left(\frac{P_2}{P_1}\right) = 40 \text{ J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$$

L'évolution étant adiabatique, on a $\Delta s = s_{\text{créée}} > 0$ donc l'évolution est irréversible.

4. Richtig oder Falsch?*

1. Falsch
2. Falsch
3. Falsch
4. Richtig
5. Richtig
6. Impossible

5. Condensation de vapeur d'eau* <https://youtu.be/qFPVpF-op6E>

$$m = \frac{V}{v_l} = 0,01004 \text{ kg}$$

$$x = 5,826\%$$

$$Q = \Delta U = m \Delta u = -20,69 \text{ kJ}$$

$$s_F = x s_{g,F} + (1 - x) s_{l,F} = 1,656 \text{ kJ.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$$

$$\Delta S = m \Delta s = m (s_F - s_l) = -0,04702 \text{ kJ.K}^{-1}$$

$$S_{\text{créée}} = \Delta S - S_{\text{éch}} = \Delta S - \frac{Q}{T} = 8,444.10^{-3} \text{ kJ.K}^{-1}$$

6. Équilibre liquide-vapeur du propane* None available

7. Refroidissement d'une météorite* None available**8. Fabrication de glace***

1. Pour effectuer la détente isotherme du gaz, il doit recevoir un transfert thermique

$$Q_{\text{gaz}} = n_{\text{gaz}} R T_0 \ln\left(\frac{P_1}{P_2}\right) = 1,9 \text{ kJ}$$

Ce transfert thermique est fourni via la solidification d'une masse m_g d'eau liquide telle que

$$m_g = \frac{Q_{\text{gaz}}}{\ell_f} = 5,8 \text{ g}$$

2. La variation d'entropie du gaz vaut sur une isotherme

$$\Delta S_{\text{gaz}} = -nR \ln\left(\frac{P_2}{P_1}\right)$$

Lors du changement d'état, la variation d'entropie est telle que $T_0 \Delta S = \Delta H = -m_g \ell_f$ (car on solidifie plutôt qu'on ne liquéfie), d'où

$$\Delta S_{\text{diphasé}} = -\frac{m_g \ell_f}{T_0} = \frac{Q_{\text{gaz}}}{T_0} = nR \ln\left(\frac{P_2}{P_1}\right) = -\Delta S_{\text{gaz}}$$

d'où

$$\Delta S_{\text{tot}} = \Delta S_{\text{gaz}} + \Delta S_{\text{diphasé}} = 0$$

9. Entropie d'une phase condensée* On a $\Delta s = \frac{\Delta S}{m} = \frac{C_{P,m}}{M} \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) = c_p \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right)$

T_2 (K)	300	320	340	350
Δs_{exp} (kJ.K ⁻¹ .kg ⁻¹)	0	0,269	0,523	0,644
Δs_{th} (kJ.K ⁻¹ .kg ⁻¹)	0	0,270	0,523	0,644

10. Entropie de l'hélium* None available**11. Entropie d'un gaz réel*** None available**12. Énoncé de Clausius du second principe**** <https://youtu.be/2WcT4lLvOCw>**13. Bilans d'énergie et d'entropie**** <https://youtu.be/zGljePI3e2I>**14. Entropie d'un gaz de Van der Waals**** None available**15. Évolution isentropique d'un mélange de gaz parfaits**** <https://youtu.be/f7GmRgfzuUI>**16. Chauffage par contact avec n sources**** None available

17. Mélange d'eau liquide et de vapeur dans un calorimètre** <https://youtu.be/3nRBuJCDmAY>

1. L'évolution étant isobare et adiabatique, on a

$$\Delta H \stackrel{\text{isob.}}{=} Q \stackrel{\text{adiab.}}{=} 0$$

Vu la plus grande différence de température et la plus grande capacité thermique de l'eau liquide, on peut raisonnablement supposer que le mélange final sera entièrement composé d'eau liquide dont il reste à calculer la température T_f et vérifier que celle-ci est bien inférieure à $T_{\text{vap}} = 100^\circ\text{C}$. Les variations d'enthalpie se décomposent en celle de la partie déjà liquide qui passe de $T_2 = 10,0^\circ\text{C}$ à T_f , soit

$$\Delta H_{\text{liq}} = m_2 c (T_f - T_2)$$

La partie vapeur doit d'abord se refroidir jusqu'à T_{vap} , puis se liquéfier et enfin refroidir sous forme liquide jusqu'à T_f . Ainsi,

$$\Delta H_{\text{vap}} = m_1 c_p (T_{\text{vap}} - T_1) - m_1 \ell_V + m_1 c (T_f - T_{\text{vap}})$$

En écrivant que $\Delta H = \Delta H_{\text{liq}} + \Delta H_{\text{vap}} = 0$, on peut en tirer

$$T_f = \frac{m_1 T_{\text{vap}} + m_2 T_2}{m_1 + m_2} + \frac{m_1 \ell_V + m_1 c_p (T_1 - T_{\text{vap}})}{(m_1 + m_2) c} = 610 \text{ K} = 337^\circ\text{C}$$

On constate sans peine qu'il y a un problème : la liquéfaction de toute la vapeur dégage bien trop d'énergie pour que l'eau puisse rester à une température inférieure à 100°C .

On prend donc une autre hypothèse qui est que l'on arrive à un mélange liquide-vapeur après avoir liquéfié une petite fraction de la vapeur disponible. Ainsi, la température finale est fixée à $T_{\text{vap}} = 100^\circ\text{C}$. La variation d'enthalpie de l'eau liquide s'écrit toujours

$$\Delta H_{\text{liq}} = m_2 c (T_{\text{vap}} - T_2)$$

Mais celle de la vapeur vaut à présent, en supposant qu'une masse $m_{\text{liquéfiée}}$ se soit liquéfiée,

$$\Delta H_{\text{vap}} = m_1 c_p (T_{\text{vap}} - T_1) - m_{\text{liquéfiée}} \ell_V$$

La nullité de la variation totale d'enthalpie permet de trouver

$$m_{\text{liquéfiée}} = \frac{m_2 c (T_f - T_2) + m_1 c_p (T_{\text{vap}} - T_1)}{\ell_V} = 0,122 \text{ kg}$$

ce qui est une valeur on ne peut plus acceptable : on a trouvé le bon état final.

18. Vaporisation dans le vide** <https://youtu.be/ooiciiA-INA>

19. Détente de Joule-Kelvin d'un liquide saturant**

1.
$$h_{\text{sortie}} = h_{\text{entrée}} = 74,5 \text{ kJ.kg}^{-1} \in [17,8; 178,6] \quad \text{soit} \quad T = -20^\circ\text{C}$$

2.
$$x = \frac{h_{\text{sortie}} - h_{\text{L2}}}{h_{\text{G2}} - h_{\text{L2}}} = 0,353$$

3.
$$s_2 = (1 - x) s_{\text{L2}} + x s_{\text{G2}} = 0,297 \text{ kJ.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$$

4.
$$s_{\text{créée}} = \Delta s = s_2 - s_1 = 24,9 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$$

20. Surfusion** <https://youtu.be/AFapVMlGQ1g>

1. La transformation est isobare. Le transfert thermique est donc égal à la variation d'enthalpie ΔH du phosphore. Comme le récipient est calorifugé, on peut affirmer que $\Delta H = 0$. Pour faire le lien avec la masse de solide formé, on invoque le fait que, H étant une fonction d'état, sa variation ne dépend pas du chemin suivi. On peut donc la calculer¹ sur le chemin où l'on chauffe le liquide T à T_f puis on opère la solidification d'une fraction du liquide à la température T_f . Ainsi,

$$\Delta H = m c_{P(\ell)} (T_f - T) - m_{\text{sol}} \ell_f = 0$$

d'où

$$m_{\text{sol}} = \frac{m c_{P(\ell)} (T_f - T)}{\ell_f} = 3,75 \text{ g}$$

2. L'entropie est elle aussi une fonction d'état. Sur le chemin précédemment choisi, la première variation d'entropie correspond à celle d'une phase condensée passant de T à T_f et la seconde à celle observée lors du changement d'état (réversible puisque se faisant à la température correspondant à la pression appliquée)

$$\Delta S = m c_{P(\ell)} \ln\left(\frac{T_f}{T}\right) - \frac{m_{\text{sol}} \ell_f}{T_f} = 3,92 \cdot 10^{-3} \text{ J.K}^{-1}$$

On trouve $\Delta S > 0$ et comme la transformation est adiabatique, $S_e = 0$: on a bien créé de l'entropie : la transformation est irréversible.

3. Si on fait les mêmes hypothèses qu'à la première question, on trouve une masse de solide $m'_{\text{sol}} = 10,02 \text{ g}$ légèrement supérieure à la masse totale de phosphore accessible. Cela signifie que le phosphore finit entièrement solidifié et que ce solide doit encore subir une variation de température jusqu'à T'' . En rajoutant cette étape dans le calcul de ΔH , on obtient

$$\Delta H = m c_{P(\ell)} (T_f - T) - m \ell_f + m c_{P(s)} (T'' - T_f) = 0$$

d'où

$$T'' = T_f - \frac{c_{P(\ell)} (T_f - T) - \ell_f}{c_{P(s)}} = 316,9 \text{ K}$$

On obtient bien une très légère baisse de température (de surcroît indépendante de m).

21. Bilans entropiques** None available**22. Transformation d'un gaz parfait en contact avec un thermostat**** None available**23. Transformation adiabatique d'un gaz parfait**** None available**24. Fonction caractéristique***** <https://youtu.be/Xdn7expggoE>**25. Chauffage par résistance*****

1. La loi des gaz parfaits appliquée à l'un ou l'autre gaz donne directement

$$n_0 = \frac{P_0 V_0}{RT_0} = 0,40 \text{ mol}$$

1. Voir les petites boîtes en chimie, ça marche aussi.

2. La loi de Laplace s'applique lorsqu'un gaz parfait est soumis à une évolution adiabatique réversible. Elle s'exprime

$$PV^\gamma = C^{te} \quad TV^{\gamma-1} = C^{te'} \quad \text{ou encore} \quad P^{1-\gamma} T^\gamma = C^{te''}$$

3. La première identité thermo donne $dU = TdS - PdV$

Or, du fait des hypothèses, $dS \stackrel{\text{rév.}}{=} \frac{\delta Q}{T} \stackrel{\text{adiab.}}{=} 0$

De plus, pour un gaz parfait, on a $dU = C_V dT$, $P = nRT/V$ et $C_p - C_V = nR$ (Mayer). En combinant tout cela, on obtient

$$C_V dT = -\frac{(C_p - C_V) T}{V} dV \quad \text{soit} \quad \frac{dT}{T} + (\gamma - 1) \frac{dV}{V} = 0$$

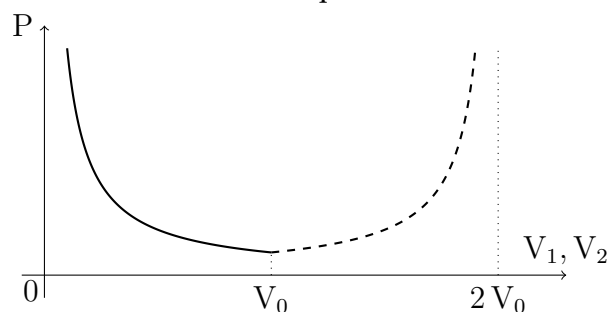
En supposant γ constant, il vient bien $TV^{\gamma-1} = C^{te}$

4. Le coefficient $\gamma = 5/3$ correspond à un gaz parfait monoatomique. En effet, pour ces gaz, on connaît la valeur de $C_V = 3nR/2$. Avec Mayer, on en déduit $C_p = 5nR/2$. Au final, on obtient bien

$$\gamma = \frac{C_p}{C_V} = \frac{5nR/2}{3nR/2} = \frac{5}{3}$$

5. Le gaz du compartiment 1 subit une transformation **isotherme** à la température T_0 .
6. Pour le compartiment 2, on ne peut rien dire de particulier car sa pression, sa température et son volume changent alors qu'il reçoit un transfert thermique de la part de la résistance (il n'évolue donc pas de manière adiabatique, même s'il ne peut pas recevoir de transfert thermique de l'extérieur du compartiment du fait des parois calorifugées).

7. La transformation isotherme permet de donner $P_1 = n_0RT_0/V_1$: on suit une hyperbole dans le diagramme de Clapeyron. La transformation étant lente, on a à tout instant $P_1 = P_2$ et comme le volume total est constant : $V_1 + V_2 = 2V_0$. Tout ceci permet de tracer les courbes $P_1(V_1)$ (trait plein) et $P_2(V_2)$ (tirets) comme représenté ci-contre.



8. L'évolution étant isotherme, la température reste constante égale à T_0 . De plus, comme on connaît le volume d'arrivée, la relation des gaz parfaits permet de conclure

$$T_1 = T_0 = 300 \text{ K} \quad \text{et} \quad P_1 = \frac{n_0RT_1}{V_1} = 10 \frac{n_0RT_0}{V_0} = 10P_0 = 10 \text{ bar}$$

9. Le volume se calcule par complément de V_1 , la pression doit être égale à celle du compartiment 1 (équilibre) et la température se déduit de tout cela par la loi des gaz parfaits. Au final,

$$V_2 = 2V_0 - V_1 = 19 \text{ L} \quad P_2 = P_1 = 10 \text{ bar} \quad \text{et} \quad T_2 = \frac{P_2 V_2}{n_0 R} = 5,7 \cdot 10^3 \text{ K}$$

10. En repartant de $dS = \frac{dU}{T} + \frac{P}{T} dV = C_V \frac{dT}{T} + n_0 R \frac{dV}{V}$

On en déduit, en utilisant le fait que $C_V = \frac{n_0 R}{\gamma - 1}$,

$$\Delta S_1 = \frac{n_0 R}{\gamma - 1} \ln\left(\frac{T_0}{T_0}\right) + n_0 R \ln\left(\frac{V_1}{V_0}\right) = n_0 R \ln\left(\frac{V_1}{V_0}\right) = -7,7 \text{ J.K}^{-1}$$

et

$$\Delta S_2 = \frac{n_0 R}{\gamma - 1} \ln\left(\frac{T_2}{T_0}\right) + n_0 R \ln\left(\frac{V_2}{V_0}\right) = 17 \text{ J.K}^{-1}$$

Le premier gaz reste à même température et voit son volume diminuer drastiquement. Les molécules étant plus localisées, il est normal que l'on observe une diminution d'entropie. Au contraire, le deuxième gaz voit à la fois son volume et sa température augmenter. Les molécules ont plus de place et se déplacent plus vite, on a moins d'information sur le système, l'entropie doit être plus importante.

Le premier gaz est en contact avec un thermostat de température T_0 . Comme il est lui-même à cette température et est comprimé lentement, il suit une évolution isotherme réversible. Par conséquent, la quantité $T_0 \Delta S_1$ représente le transfert thermique reçu par le gaz lors de cette évolution. Comme le gaz est comprimé, il est normal que cette quantité soit négative pour pouvoir se débarrasser de l'énergie amenée par le travail de compression. On retrouve bien le transfert thermique reçu lors d'une compression isotherme

$$Q_1 = n_0 R T_0 \ln\left(\frac{V_1}{V_0}\right) = -2,3 \text{ kJ}$$

11. L'énergie fournie par la résistance a été reçue par le gaz sous forme de transfert thermique. L'application du premier principe donne alors

$$Q_2 = \Delta U_2 - W_2$$

Le travail étant échangé avec l'autre compartiment, on a $W_2 = -W_1$ et le premier principe appliqué au gaz 1 (dont $\Delta U_1 = 0$ car sa température ne change pas) permet d'obtenir $W_1 = -Q_1$, d'où

$$Q_2 = \Delta U_2 - Q_1 = \frac{n_0 R}{\gamma - 1} (T_2 - T_0) - n_0 R T_0 \ln\left(\frac{V_1}{V_0}\right) = 29 \text{ kJ}$$

12. La puissance dissipée par la résistance est donnée par $\mathcal{P} = u \times I$. On en déduit donc le temps τ d'utilisation du système :

$$\tau = \frac{Q_2}{\mathcal{P}} = 1,5 \cdot 10^3 \text{ s}$$

26. Transformation irréversible d'un gaz parfait*** <https://youtu.be/R7u4EIRWTdQ>

27. Étude de différentes transformations subies par un gaz parfait***

1. Cas où le piston π_0 est bloqué

(a) La loi des gaz parfaits permet d'obtenir sans aucun problème :

$$m_0 = \frac{P_A^0 S d_A^0}{r_0 T_A^0} = 2,6 \text{ g} \quad \text{et} \quad m_1 = \frac{P_A^1 S d_A^1}{r_1 T_A^1} = 1,7 \text{ g}$$

(b) Le piston π_0 est bloqué, la transformation est **isochore**. On en déduit

$$d_B^0 = 0,2 \text{ m}$$

La température extérieure est constante, la transformation est aussi **monotherme**. Les parois étant perméable à la chaleur, alors (principe « 0 »)

$$T_B^0 = 600 \text{ K}$$

Appliquons de nouveau la loi des gaz parfaits :

$$P_B^0 = m_0 r_0 \frac{T_B^0}{S d_B^0} = \frac{T_B^0}{T_A^0} \frac{d_A^0}{d_B^0} P_A^0 = 2.10^5 \text{ Pa}$$

- (c) La transformation est **monotherme, monobare**. En l'absence de frottement la pression du système est égale à la pression atmosphérique extérieure. Ceci et la perméabilité des parois à la chaleur allié au principe « 0 » permettent d'écrire respectivement

$$P_B^1 = p_{\text{atm}} = 1.10^5 \text{ Pa} \quad \text{et} \quad T_B^1 = 600 \text{ K}$$

La loi des gaz parfaits et l'expression de m_1 nous donne facilement :

$$d_B^1 = \frac{P_A^1}{P_B^1} \frac{T_B^1}{T_A^1} d_A^1 = 0,3 \text{ m}$$

- (d) Le dioxygène évoluant de manière isochore

$$W_{AB}^0 = 0$$

Le diazote évoluant de manière monobare² :

$$W_{AB}^1 = -p_{\text{atm}} (V_B^1 - V_A^1) = -p_{\text{atm}} S (d_B^1 - d_A^1) = -150 \text{ J}$$

En se détendant le gaz cède du travail à l'extérieur.

- (e) D'après la question précédente, le premier principe appliqué à l'oxygène s'écrit :

$$C_V^0 \Delta T^0 = \Delta U^0 = Q_{AB}^0 + W_{AB}^0 = Q_{AB}^0$$

Comme, de manière générale, $C_V = \frac{nR}{\gamma - 1} = \frac{mr}{\gamma - 1}$

$$Q_{AB}^0 = m_0 \frac{r_0}{\gamma - 1} (T_B^0 - T_A^0) = \frac{P_A^0 S d_A^0}{\gamma - 1} \left(\frac{T_B^0}{T_A^0} - 1 \right) = 500 \text{ J}$$

En raisonnant de même pour le diazote et en utilisant l'expression du travail :

$$Q_{AB}^1 = \frac{P_A^1 S d_A^1}{\gamma - 1} \left(\frac{T_B^0}{T_A^0} - 1 \right) + p_{\text{atm}} S (d_B^1 - d_A^1) = 525 \text{ J}$$

- (f) Par la 1^{re} identité thermodynamique et sachant que le chemin suivi par l'oxygène est isochore :

$$dS = \frac{dU}{T} + \frac{P}{T} dV = \frac{dU}{T} = \frac{m_0 r_0}{\gamma - 1} \frac{dT}{T}$$

$$\Delta S_{AB}^0 = \frac{P_A^0 S d_A^0}{T_A^0 (\gamma - 1)} \ln \left(\frac{T_B^0}{T_A^0} \right) = 1,2 \text{ J.K}^{-1}$$

La montée en température augmente le « désordre » du système, on s'attendait donc à cette augmentation d'entropie.

2. On peut même dire que l'évolution est quasistatique (donc isobare) puisque l'équilibrage de température est lent devant celui des pressions et donc le piston va de position d'équilibre en position d'équilibre à mesure que la température de l'azote augmente (doucelement).

(g) Appliquons la deuxième identité thermodynamique au diazote :

$$dS = \frac{dH}{T} - \frac{V}{T}dP = C_P \frac{dT}{T} - nR \frac{dP}{P}$$

c'est-à-dire

$$\Delta S = C_P \ln\left(\frac{T_B}{T_A}\right) - nR \ln\left(\frac{P_B}{P_A}\right)$$

$$\text{avec } C_P = \frac{\gamma nR}{\gamma - 1} = \frac{\gamma mr}{\gamma - 1}$$

La pression finale est égale à la pression initiale 1 bar, on a donc

$$\Delta S_{AB}^1 = \gamma \frac{P_A^1 S d_A^1}{T_A^1 (\gamma - 1)} \ln\left(\frac{T_B^1}{T_A^1}\right) = 1,2 \text{ J.K}^{-1}$$

(h) Pour trouver l'entropie créée lors de la transformation, il faut tout d'abord estimer l'entropie échangée avec le thermostat pour chacun des gaz. La température du thermostat est constante donc : $S_{e,\text{corps}} = -S_{e,\text{th}} = -Q_{\text{th}}/T_S = Q/T_S$, de plus $S^p = \Delta S - S_e$. D'où :

$$S^{p0} = \frac{P_A^0 S d_A^0}{T_A^0 (\gamma - 1)} \left[\ln\left(\frac{T_B^0}{T_A^0}\right) - (T_B^0 - T_A^0) \right]$$

pour le dioxygène

$$S^{p1} = \frac{P_A^1 S d_A^1}{T_A^1 (\gamma - 1)} \left[\gamma \ln\left(\frac{T_B^1}{T_A^1}\right) - (T_B^1 - T_A^1) - T_A^1 \left(\frac{d_B^1}{d_A^1} - 1 \right) \right]$$

pour le diazote

Finalement,

$$S^p = S^{p0} + S^{p1} = 0,7 \text{ J.K}^{-1}$$

2. Cas où le piston π_1 est bloqué

(a) Le cylindre est toujours en contact avec la source à $T_S = 600 \text{ K}$, sa température ne varie pas

$$T_C^0 = T_C^1 = 600 \text{ K}$$

Le piston sans masse est à l'équilibre et il n'y a pas de frottement

$$P_C^0 = P_C^1$$

(b) D'après la loi des gaz parfaits : $P_C^0 S d_C^0 = m_0 r_0 T_C^0$ et $P_C^1 S d_C^1 = m_1 r_1 T_C^1$. D'où

$$\frac{d_C^1}{d_C^0} = \frac{m_1 r_1}{m_0 r_0} = \frac{d_A^1}{d_A^0}$$

en outre $d_C^1 + d_C^0 = d_B^1 + d_B^0$, d'où

$$d_C^0 = \frac{d_A^0}{d_A^0 + d_A^1} (d_B^0 + d_B^1) = 0,29 \text{ m} \quad \text{et} \quad d_C^1 = \frac{d_A^1}{d_A^0 + d_A^1} (d_B^0 + d_B^1) = 0,21 \text{ m}$$

La pression s'obtient alors facilement

$$P_C^0 = P_C^1 = P_B^1 \frac{d_B^1}{d_C^1} = 1,4 \text{ bar}$$

(c) La température ne varie pas : l'énergie interne de l'ensemble des deux gaz est conservée.

$$\Delta U_{BC} = 0$$

Dans ce cas on peut considérer que le système suit un chemin isotherme pour calculer la variation d'entropie, pour chacun des gaz³

3. On ne peut pas utiliser la formule pour l'ensemble des deux gaz car la pression n'est pas unique initialement.

$$dS = \frac{P}{T} dV = mr \frac{dV}{V}$$

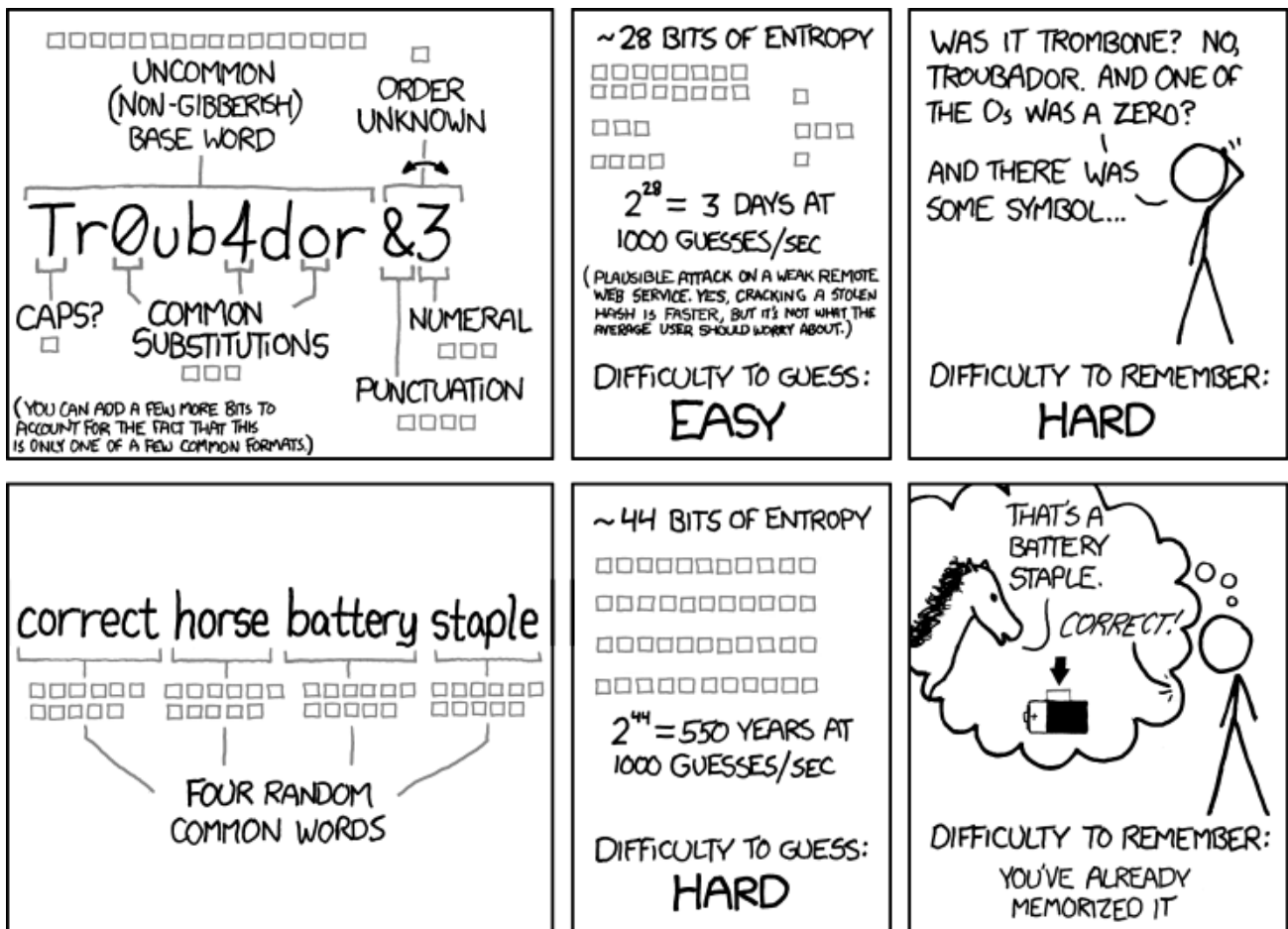
$$\Delta S_{BC} = \frac{P_A S}{T_A} \left[d_A^0 \ln \left(\frac{d_C^0}{d_B^0} \right) + d_A^1 \ln \left(\frac{d_C^1}{d_B^1} \right) \right] = 0,069 \text{ J.K}^{-1}$$

Calculons alors l'entropie créée. L'entropie échangée est :

$$S_e = \frac{Q_{BC}^0}{T_s} + \frac{Q_{BC}^1}{T_s} = -\frac{W_{BC}^0}{T_s} - \frac{W_{BC}^1}{T_s}$$

car la variation d'énergie interne est nulle pour chacun des gaz. Or les deux gaz ne peuvent échanger du travail qu'entre eux (piston π_1 bloqué) donc les deux travaux se compensent et $S_e = 0$. Ainsi,

$$S_{BC}^p = \Delta S_{BC} = \frac{P_A S}{T_A} \left[d_A^0 \ln \left(\frac{d_C^0}{d_B^0} \right) + d_A^1 \ln \left(\frac{d_C^1}{d_B^1} \right) \right] = 0,069 \text{ J.K}^{-1}$$



THROUGH 20 YEARS OF EFFORT, WE'VE SUCCESSFULLY TRAINED EVERYONE TO USE PASSWORDS THAT ARE HARD FOR HUMANS TO REMEMBER, BUT EASY FOR COMPUTERS TO GUESS.

xkcd.com

To anyone who understands information theory and security and is in an infuriating argument with someone who does not (possibly involving mixed case), I sincerely apologize.

