

Formulaire : thermodynamique

Denis MERIGOUX

18 juin 2013

1 Statistique de Maxwell-Boltzmann

□ CONSTANCE DE BOLTZMANN – On a avec les unités :

$$k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1} \quad (1.1)$$

□ NOMBRE DE PARTICULES DANS UN MACRO-ÉTAT – Si N est le nombre total de particules et N_i le nombre de celles dans l'état i d'énergie associée E_i et de dégénérescence g_i , alors

$$N_i = N \frac{g_i \exp(-\beta E_i)}{\sum_j g_j \exp(-\beta E_j)} \text{ avec } \beta = \frac{1}{k_B T} \quad (1.2)$$

□ ORDRE DE GRANDEUR DES FLUCTUATIONS – Un système de N particules oscillant autour du macro-état le plus probable est considéré à l'équilibre si l'amplitude Δ de ces oscillations vérifie

$$\Delta \ll \sqrt{N} \quad (1.3)$$

□ FORMULE DE BOLTZMANN – Si un système se trouve dans un macro-état correspondant à W micro-état (on dit que W est la complexion), alors son entropie S vérifie

$$S = k_B \ln(W) \quad (1.4)$$

□ LOI DE RÉPARTITION POUR UN SYSTÈME CONTINU – Le nombre dN de particules se trouvant dans une fourchette de macros-états d'énergie comprise entre ε et $\varepsilon + d\varepsilon$ de dégénérescence $g(\varepsilon)$ est, avec la constante A qui s'obtient par $N = A \int_0^\infty \exp(-\beta \varepsilon) g(\varepsilon) d\varepsilon$,

$$dN = A \exp\left(-\frac{\varepsilon}{k_B T}\right) g(\varepsilon) d\varepsilon \quad (1.5)$$

□ CONCENTRATION PARTICULAIRE – la concentration d'une espèce dans une solution en fonction de la variable z de hauteur dans le récipient s'exprime avec la masse apparente m' d'une particule compte tenu de la poussée d'Archimède,

$$C(z) = C_0 \exp\left(-\frac{m'gz}{k_B T}\right) \quad (1.6)$$

2 Systèmes thermodynamiques

□ DENSITÉ VOLUMIQUE – Si G est une grandeur macroscopique définie au niveau microscopique par un γ_i associé à une particule, la densité volumique g de G vérifie

$$\overline{\sum_{i \in d\tau} \gamma_i} = dG = g d\tau \quad (2.1)$$

□ RELATION AVEC LA DENSITÉ MASSIQUE – Si g est la densité volumique d'une grandeur G et μ la masse volumique du système, alors la densité massique g_m de G vérifie

$$g = g_m \mu \quad (2.2)$$

□ DENSITÉ DE FLUX – La quantité $\delta^2 G$ de G passant à travers dS pendant dt sert à définir le vecteur densité de flux \vec{j}_G :

$$\delta^2 G = \vec{j}_G \cdot d\vec{S} dt \quad (2.3)$$

□ EXPRESSION MICROSCOPIQUE DE \vec{j}_G – Pour des particules i de vitesse \vec{v}_i associées à la grandeur γ_i se déplaçant dans $d\tau$,

$$\vec{j}_G = \frac{1}{d\tau} \overline{\sum_{i \in d\tau} \gamma_i \vec{v}_i} \quad (2.4)$$

□ FLUX ET RÉFÉRENTIELS – Si \mathcal{R} est en translation rectiligne uniforme par rapport à \mathcal{R}' à la vitesse $\vec{\omega}$, alors

$$\vec{j}_G = \vec{j}_{G'} + g \vec{\omega} \quad (2.5)$$

□ DENSITÉ DE FLUX DE MASSE – Si \vec{j}_m est le flux de masse, \vec{v} la vitesse macroscopique et μ la masse volumique,

$$\vec{j}_m = \mu \vec{v} \quad (2.6)$$

□ DENSITÉ DE FLUX DE CHARGE : PORTEURS IDENTIQUES – Si \vec{j}_q est le flux de charges, \vec{v} la vitesse macroscopique et ρ la densité volumique de charges,

$$\vec{j}_q = \rho \vec{v} \quad (2.7)$$

□ DENSITÉ DE FLUX DE CHARGE : PORTEURS DIFFÉRENTS – Si \vec{j}_q est le flux de charges, \vec{v}^k la vitesse macroscopique de l'espèce k et ρ^k la densité volumique de charges de l'espèce k ,

$$\vec{j}_q = \sum_k \rho^k \vec{v}^k \quad (2.8)$$

□ DENSITÉ SURFACIQUE – Si G est une grandeur répartie en galette autour d'une surface Σ , n la coordonnée normale à un élément $d\vec{S}$, alors la densité surfacique g_S est :

$$g_S = \int_{-\infty}^{+\infty} g(n) dn \quad (2.9)$$

□ DENSITÉ DE FLUX SURFACIQUE – La quantité $\delta^2 G$ de G qui traverse sur Σ un $d\vec{l}$ de vecteur normal \vec{u} pendant dt est reliée au vecteur surfacique de densité de flux $\vec{j}_{G,S}$ par

$$\delta^2 G = \vec{j}_{G,S} \cdot \vec{u} d\vec{l} dt \quad (2.10)$$

□ DENSITÉ DE FLUX CONVECTIF – Pour un flux convectif de G à la vitesse macroscopique \vec{v} , on a

$$\vec{j}_{G,\text{conv}} = g \vec{v} \quad (2.11)$$

□ BILAN LOCAL D'UNE GRANDEUR – Le bilan local d'une grandeur G de densité volumique g , affectée d'un flux \vec{j}_G et d'un terme de création σ_G s'écrit

$$\frac{\partial g}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{j}_G = \sigma_G \quad (2.12)$$

3 Principes de la thermodynamique

□ PREMIER PRINCIPE APPLIQUÉ – Pour un système macroscopique fermé :

$$\Delta U + \Delta E_{c,\text{macro}} + \Delta E_{p,\text{macro}} = W + Q \quad (3.1)$$

□ DÉFINITION MÉCANIQUE DE LA PRESSION – Si $\delta \vec{F} = \delta \vec{F}_n + \delta \vec{F}_t$ est la décomposition de la résultante des forces extérieures à courte portée s'appliquant sur l'élément de surface $\delta \vec{S}$ de la frontière du système en ses composantes tangentielles et normales, on définit la pression extérieure de système par

$$\delta \vec{F}_n = -P_{\text{ext}} \delta \vec{S} \quad (3.2)$$

□ TRAVAIL DES FORCES DE PRESSION – Si $\delta^2 v$ est la variation de volume locale de la surface pendant dt , alors

$$\delta W_p = - \oint_{\Sigma} P_{\text{ext}} \delta^2 v = -P_{\text{ext}} dV \text{ si } P_{\text{ext}} \text{ est uniforme sur tout } \Sigma \quad (3.3)$$

□ RELATION DE GIBBS – Si les grandeurs P, T et μ_i sont définies au cours de la réaction, alors on a

$$dU = TdS - PdV + \sum_i \mu_i dn_i \quad (3.4)$$

□ RELATION ENTRE ENTROPIE ET CHALEUR – Pour une transformation réversible,

$$P = P_{\text{ext}}, \delta Q = TdS \text{ et } \vec{j}_S = \frac{\vec{j}_Q}{T} \quad (3.5)$$

4 Application des principes

□ ENTHALPIE – On définit H par

$$H = U + PV \Rightarrow dH = TdS + VdP + \sum \mu_i dn_i \quad (4.1)$$

□ ÉNERGIE LIBRE – On définit F par

$$F = U - TS \Rightarrow dF = -SdT - PdV + \sum \mu_i dn_i \quad (4.2)$$

□ ENTHALPIE LIBRE – On définit G par

$$G = U + PV - TS \Rightarrow dG = -SdT + VdP + \sum \mu_i dn_i \quad (4.3)$$

□ EXPRESSION DE H EN FONCTION DE G – Si l'on suppose connaître $G(T, P, n_i)$, alors

$$-\frac{H}{T^2} = \left(\frac{\partial \left(\frac{G}{T} \right)}{\partial T} \right)_{P, n_i} \quad (4.4)$$

□ BILAN SANS TRAVAIL DE PRESSION – Pour un système \mathcal{S} fermé subissant une transformation sans travail des forces de pression mais avec un éventuel travail provenant d'une autre source W' , d'après le premier principe

$$\Delta U = Q + W' \quad (4.5)$$

□ BILAN MONOBARE – Pour un système \mathcal{S} fermé subissant une transformation monobare, c'est à dire telle que P_{ext} est uniforme et permanente, on a

$$\Delta H = Q + W' \quad (4.6)$$

□ ÉCOULEMENT PERMANENT – Pour un écoulement permanent de fluide de débit massique D_m à travers une enceinte délivrant une puissance thermique P_Q et une puissance mécanique P_W algébriques, on a pour h_m l'enthalpie massique du fluide

$$D_m \left[h_m + \frac{1}{2}v^2 + gz \right]_e^s = P_Q + P_W \quad (4.7)$$

□ INÉGALITÉ DE CLAUSIUS – Pour un système \mathcal{S} délimité par Σ et pour lequel T_{ext} est définie en tout point de Σ , le deuxième principe fournit

$$\frac{dS}{dt} \geq - \oint \frac{\vec{j}_Q}{T_{\text{ext}}} \cdot d\vec{S} \quad (4.8)$$

□ RELATIONS POUR LES MACHINES DITHERMES – Pour une machine ditherme échangeant algébriquement un travail W avec l'extérieur, et des chaleurs respectives Q_F et Q_C avec les sources froides et chaudes, les premiers et deuxièmes principes donnent

$$Q_F + Q_C + W = 0 \text{ et } \frac{Q_F}{T_F} + \frac{Q_C}{T_C} \leq 0 \quad (4.9)$$

□ **POTENTIEL ÉNERGIE LIBRE** – Pour un système \mathcal{S} échangeant de la chaleur avec seulement un thermostat à la température T_0 et du travail de forces de pression seulement avec un pressostat à la pression P_0 , on définit le potentiel énergie libre F^* par

$$F^* = U - T_0 S \quad (4.10)$$

□ F^* **DANS UNE TRANSFORMATION MONOTHERME ISOCHORE** – Dans ce type de transformation, avec W_u le travail utile du positivement compté s'il est donné pour le système, la variation de potentiel énergie libre vérifie

$$W_u \leq -\Delta F^* \quad (4.11)$$

□ **POTENTIEL ENTHALPIE LIBRE** – Pour un système \mathcal{S} échangeant de la chaleur avec seulement un thermostat à la température T_0 et du travail de forces de pression seulement avec un pressostat à la pression T_0 , on définit le potentiel enthalpie libre par

$$G^* = U + P_0 V - T_0 S \quad (4.12)$$

□ **POTENTIELS THERMODYNAMIQUES** – Les potentiels thermodynamiques F^* et G^* vérifient dans le cadre de systèmes et transformations adéquates, à l'équilibre

$$F^* = F \text{ est minimale ainsi que } Q^* = Q \quad (4.13)$$

□ **ÉQUATION DE VAN DER WAALS** – Un gaz parfait est dit de VAN DER WAALS si il possède une équation d'état du type

$$\left(P + \frac{n^2 a}{V^2}\right) (V - nb) = nRT \quad (4.14)$$

5 Conduction thermique

□ **LOI DE FOURIER** – Pour un milieu isotrope localement à l'équilibre, avec $\lambda > 0$ la conductivité thermique du milieu,

$$\vec{j}_Q = -\lambda \vec{\nabla} T \quad (5.1)$$

□ **DIMENSION DE λ** – L'unité de λ est

$$[\lambda] = \text{W m}^{-1} \text{K}^{-1} \quad (5.2)$$

□ **FLUX CONDUCTO-CONVECTIF** – À l'interface entre un solide et un fluide, si on note T_1 la température de l'interface et T_f la température du fluide, h le coefficient de transfert conducto-convectif et $j_{Q,n}$ la composante normale du flux de chaleur, alors

$$j_{Q,n} = h (T_1 - T_f) \quad (5.3)$$

□ BILAN LOCAL D'ENTHALPIE – Pour un système à l'équilibre macroscopique, l'enthalpie volumique h vérifie avec p le terme de création volumique par unité de temps,

$$\boxed{\frac{\partial h}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{j}_Q = p} \quad (5.4)$$

□ ÉQUATION DE LA CHALEUR – Pour un système sans source d'enthalpie, avec $D = \frac{\lambda}{\mu C_m}$ la diffusivité thermique, on a en injectant la loi de Fourier dans l'équation précédente :

$$\boxed{\frac{\partial T}{\partial t} = D \vec{\nabla}^2 T} \quad (5.5)$$

□ CONDITIONS DE VALIDITÉ DE L'ANALOGIE ÉLECTRODINAMIQUE – On peut assimiler les problèmes de conduction thermiques à des problèmes d'électrodynamique et appliquer loi des nœuds et loi d'OHM si les trois conditions suivantes sont réunies :

$$\boxed{\begin{cases} \text{Le régime est permanent ou quasi-permanent} \\ p = 0 \\ \lambda \text{ indépendant de } T \end{cases}} \quad (5.6)$$

□ RÉSISTANCE THERMIQUE – La résistance thermique équivalente d'un cylindre homogène de longueur ℓ , de section S et de conductivité thermique λ est

$$\boxed{R_{\text{th}} = \frac{\ell}{S\lambda}} \quad (5.7)$$

6 Théorie cinétique du gaz parfait

□ VITESSE QUADRATIQUE – La vitesse quadratique moyenne donnée par la relation $u = \left(\int_0^\infty v^2 F(v) dv \right)^{1/2}$ s'exprime dans le cas d'un gaz parfait par

$$\boxed{u = \sqrt{\frac{3k_B T}{m}}} \quad (6.1)$$

□ ORDRE DE GRANDEUR USUEL – Pour un gaz parfait de N_2 de masse molaire $M = 28 \text{ g mol}^{-1}$,

$$\boxed{u = 520 \text{ m s}^{-1}} \quad (6.2)$$

□ ÉNERGIE CINÉTIQUE – Pour un gaz parfait monoatomique, l'énergie cinétique moyenne des particules est

$$\boxed{\langle \varepsilon_c \rangle = \frac{3}{2} k_B T} \quad (6.3)$$

□ COEFFICIENT D'UN GAZ PARFAIT DIATOMIQUE – Pour un gaz parfait diatomique, le coefficient des gaz parfaits $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ est

$$\boxed{\gamma = \frac{7}{5} \approx 1,4} \quad (6.4)$$

□ **LIBRE PARCOURS MOYEN** – La distance moyenne ℓ séparant deux chocs consécutifs d'une particule d'un système avec les autres est appelée libre parcours moyen et, en notant n la densité particulaire et σ la section efficace de choc,

$$\ell = \frac{1}{\sqrt{2}n\sigma} \text{ et usuellement } \ell = 0,1 \text{ } \mu\text{m} \quad (6.5)$$

7 Pression dans les fluides

□ **ÉQUATION D'ÉTAT DE VAN DER WAALS** – Pour apporter une correction semi-empirique à l'équation d'état du gaz parfait, on pose des coefficients a et b dépendants du gaz tels que

$$\left(P + \frac{n^2 a}{V^2}\right)(V - nb) = nRT \quad (7.1)$$

□ **ÉQUIVALENCE DE LA PRESSION À UNE FORCE VOLUMIQUE** – Dans un fluide à l'équilibre, la pression, force surfacique, peut être assimilée à une force volumique s'exerçant sur tout élément de volume $d\tau$ du fluide dont la densité volumique de force est

$$\vec{\varphi}_v = -\vec{\nabla} P \quad (7.2)$$

□ **GRADIENT DE PRESSION ET AUTRES FORCES VOLUMIQUES** – L'application du PFD sur un fluide à l'équilibre soumis à une force volumique externe de densité volumique de force \vec{f}_v donne la relation

$$\vec{f}_v = \vec{\nabla} P \quad (7.3)$$

□ **ÉQUILIBRE D'UN FLUIDE DANS UN CHAMP DE PESANTEUR UNIFORME** – L'application de (7.3) dans ce cas donne, avec μ la masse volumique du fluide et g le champ de pesanteur,

$$dP = -\mu g dz \quad (7.4)$$

□ **CHAMP DE PRESSION DANS UN FLUIDE UNIFORME** – L'intégration de (7.4) donne avec μ constant

$$P - P_0 = -\mu g(z - z_0) \quad (7.5)$$

□ **FORMULE DU NIVELLEMENT BAROMÉTRIQUE** – Puisqu'ici $\mu = \frac{MP}{RT}$ et que l'on considère $T = T_0$ constante, l'intégration de (7.4) donne

$$P = P_0 \exp\left(-\frac{z}{H}\right) \text{ où } H = \frac{RT_0}{Mg} \text{ et dans l'atmosphère } H = 8,8 \text{ km} \quad (7.6)$$

□ **DÉTENTE DE JOUE-GAY LUSSAC** – Lors de la détente adiabatique d'un gaz dans un compartiment auparavant vide, on a quelque soit le gaz considéré

$$\Delta U = 0 \quad (7.7)$$

□ DÉTENTE DE JOULE-KELVIN – Lors du passage d'un fluide en régime permanent au travers d'un étranglement dans une canalisation adiabatique, on a quelque soit le type de gaz considéré

$$\boxed{\Delta H + \Delta E_c = 0 \text{ et on approximera } \Delta H = 0} \quad (7.8)$$

□ ENTROPIE D'UN GAZ PARFAIT : 1 – En variables T et V , l'entropie d'un gaz parfait est donnée par

$$\boxed{S(T, V) = S_0(T_0, V_0) + C_V \ln \frac{T}{T_0} + nR \ln \frac{V}{V_0}} \quad (7.9)$$

□ ENTROPIE D'UN GAZ PARFAIT : 2 – En variables T et P , l'entropie d'un gaz parfait est donnée par

$$\boxed{S(T, P) = S_0(T_0, P_0) + C_P \ln \frac{T}{T_0} - nR \ln \frac{P}{P_0}} \quad (7.10)$$

□ INVARIANTS DE LAPLACE – Pour un gaz parfait de coefficient γ constant subissant une transformation adiabatique réversible ou isentropique, on a

$$\boxed{PV^\gamma = \text{cte} \Leftrightarrow P^{1-\gamma} T^\gamma = \text{cte} \Leftrightarrow P \mu^{-\gamma} = \text{cte}} \quad (7.11)$$

□ THÉORÈME DE GIBBS – Pour un mélange idéal de gaz parfaits A et B , si S_{A+B} est l'entropie du mélange et S_A et S_B les entropies des gaz pris séparément dans un récipient de même volume, alors

$$\boxed{S_{A+B} = S_A + S_B} \quad (7.12)$$

8 Transferts d'énergie par rayonnement

□ FORMULE DE PROPAGATION D'UNE OPPS DANS LE VIDE – Dans le vide, toute onde plane progressive sinusoïdale de longueur d'onde λ et de fréquence ν se propage à la vitesse c de la lumière et on a

$$\boxed{\lambda = \frac{c}{\nu}} \quad (8.1)$$

□ LOI DE BOUGUER-BEER-LAMBERT – Pour un flux d'énergie électromagnétique se déplaçant le long d'un axe (Ox) dans un milieu qui l'absorbe partiellement, $\varphi = \overrightarrow{j_{u_{em}}}$ vérifie la loi expérimentale suivante avec κ le coefficient d'absorption

$$\boxed{\varphi(x) = \varphi(0) \exp(-\kappa x)} \quad (8.2)$$

□ LOI DE BEER SUR L'ABSORBANCE – Dans une cuve d'épaisseur ℓ contenant plusieurs composés i de concentration c_i et de coefficient d'extinction molaire

$$\boxed{A = \ell \sum_i \varepsilon_i c_i} \quad (8.3)$$

□ EXPRESSION DU FLUX DIRECTIONNEL MONOCHROMATIQUE – La puissance élémentaire $\delta^3 \Phi^e$ du flux de photons de longueurs d'onde comprises entre λ et $\lambda + d\lambda$ traversant une surface élémentaire $d\vec{S}$

et en ressortant suivant une direction \vec{u} à l'angle solide $d\Omega$ près formant un angle θ avec \vec{dS} s'exprime en fonction de la luminance monochromatique $L_\lambda(\lambda, T)$ de la façon suivante :

$$\delta^3\Phi^e = L_\lambda(\lambda, T) \cos\theta dS d\lambda d\Omega \text{ et } [L_\lambda] = \text{W m}^{-2} \mu\text{m sr}^{-1} \quad (8.4)$$

□ EXPRESSION D'UN FLUX HÉMISPHERIQUE – La puissance élémentaire $\delta^2\Phi^e$ du flux de photons de longueurs d'onde comprises entre λ et $\lambda + d\lambda$ traversant une surface élémentaire \vec{dS} et en ressortant dans une direction quelconque s'exprime en fonction de l'exittance monochromatique M_λ comme il suit

$$\delta^2\Phi^e = M_\lambda dS d\lambda \quad (8.5)$$

□ RELATION ENTRE LA LUMINANCE ET L'EXITANCE MONOCHROMATIQUE – Par intégration du $\delta^3\Phi^e$ de la relation (8.4) sur toutes les directions (c'est à dire pour θ variant de 0 à π), il vient

$$M_\lambda(\lambda, T) = \pi L_\lambda(\lambda, T) \quad (8.6)$$

□ CONTINUITÉ DU FLUX TOTAL À UNE INTERFACE OPAQUE-TRANSPARENT – La continuité du flux de chaleur normal à l'interface entre un solide opaque et un autre milieu transparent s'exprime avec la discontinuité du flux par rayonnement que l'on suppose nul dans le milieu opaque :

$$-\lambda_1 \frac{\partial T}{\partial n}(0^-) = \begin{cases} -\lambda_2 \frac{\partial T}{\partial n}(0^+) + \varphi^R & \text{si le milieu transparent est solide} \\ h(T - T_f) + \varphi^R & \text{si le milieu transparent est fluide} \\ \varphi^R & \text{si le milieu transparent est du vide} \end{cases} \quad (8.7)$$

□ RELATION ENTRE u_λ ET u_ν – Pour u_λ l'énergie volumique des photons de longueur d'onde comprise entre λ et $\lambda + d\lambda$ et u_ν l'énergie des photons de fréquence comprise en ν et $\nu + d\nu$, on a

$$u_\lambda = \frac{c}{\lambda^2} u_\nu \quad (8.8)$$

□ LOI DE PLANCK – En 1900, grâce à une hypothèse de quantification des niveaux d'énergie d'oscillateurs harmoniques, Max PLANCK a découvert ce que nous considérerons comme un postulat de la physique : si on considère une enceinte fermée isolant un volume vide de matière parcouru par un rayonnement que l'on modélise comme un gaz de photons qui forme un système thermodynamique à l'équilibre avec l'enceinte à la température T ,

$$u_\nu = \frac{8\pi h}{c^3} \frac{\nu^3}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1} \quad (8.9)$$

□ LOI DE STEFAN-BOLTZMANN – Sous les mêmes hypothèses que (8.9), la densité totale d'énergie u s'exprime comme fonction de la température T grâce à la constante de STEFAN-BOLTZMANN σ_B comme il suit :

$$u = \sigma_B T^4 \text{ avec } \sigma_B = \frac{8\pi^5}{15c^3 h^3} k_B^4 \quad (8.10)$$

□ EXITANCE À L'ÉQUILIBRE – Toujours sous les hypothèses du (8.9), l'exittance monochromatique ou puissance surfacique M_λ^0 du flux d'énergie électromagnétique émise par l'enceinte vérifie

$$M_\lambda^0 = \frac{c}{4} u_\lambda \text{ et en intégrant sur } \lambda, M^0(T) = \frac{c}{4} u(T) \quad (8.11)$$

□ LOI DE STEFAN – L'application de (8.10) à (8.11) donne avec σ la constante de STEFAN

$$M^0(T) = \sigma T^4 \text{ où } \sigma = \frac{\sigma_{\text{BC}}}{4} = 5,670 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4} \quad (8.12)$$

□ LOI DE WIEN – Sous les hypothèses de (8.9), on isole un invariant physique qui relie la longueur d'onde λ_m correspondant au maximum de u_λ à la température d'équilibre

$$\lambda_m T = 2898 \text{ } \mu\text{m K} \quad (8.13)$$

□ EXITANCE D'UN CORPS NOIR – Un corps noir vérifie la loi de STEFAN du (8.12), car son exitance correspond exactement au flux d'énergie électromagnétique à l'équilibre dans une enceinte :

$$M^{\text{CN}} = \sigma T^4 \quad (8.14)$$

□ ÉMISSIVITÉ MONOCHROMATIQUE – On définit l'émissivité monochromatique ε_λ d'un corps non-noir par la relation

$$M_\lambda = M_\lambda^0 \varepsilon \quad (8.15)$$

□ LOI DE STEFAN GÉNÉRALISÉE – Pour un corps non-noir d'exitance M et d'émissivité ε définie par $M = \varepsilon M^0$, l'application de (8.12) donne

$$M = \varepsilon \sigma T^4 \quad (8.16)$$

□ LOI DE KIRCHHOFF – Les coefficients $\alpha_\lambda(\lambda, T)$ et $\varepsilon_\lambda(\lambda, T)$ caractérisent un corps non-noir respectivement en absorption et émission. En se plaçant dans les conditions de (8.9), on montre que

$$\alpha_\lambda(\lambda, T) = \varepsilon_\lambda(\lambda, T) \quad (8.17)$$

□ EXITANCE MONOCHROMATIQUE D'UN CORPS QUELCONQUE – Elle s'exprime en fonction de celle du corps noir par

$$M_\lambda = \alpha_\lambda M_\lambda^0 \quad (8.18)$$

□ PRESSION CINÉTIQUE D'UN GAZ DE PHOTONS – À l'équilibre, la pression d'un gaz de photons dépend directement de son énergie par unité de volume u :

$$P = \frac{u}{3} \quad (8.19)$$

□ POTENTIEL CHIMIQUE D'UN GAZ DE PHOTONS – À cause du fait que le nombre de photons dans une enceinte fermée à l'équilibre n'est pas constant mais subit des fluctuations incessantes, le potentiel chimique μ des photons est nul :

$$\mu = 0 \quad (8.20)$$