



# Bilan énergétique – courant et source d'entropie



- bilan énergétique local
- équation thermostatique locale (Euler)
- équation pour la densité de courant d'entropie
- équation pour la densité de source d'entropie

Thermodynamique

Bonjour et bienvenue aux cours de thermodynamique. Dans la précipitation précédente, nous avons obtenu les équations de continuité pour les variables d'état de milieu continu ainsi que pour d'autres observables extensives détaillées particulières. Dans cette partie des cours. Nous utiliserons certaines de ces équations que nous avons dérivées pour réaliser le bilan énergétique local de milieux continus. À l'aide du bilan énergétique local du milieu continu, nous pourrions obtenir l'équation thermostatique locale, autrement dit l'équation d'état locale, ainsi qu'une équation pour la densité de courant d'entropie du milieu continu et une équation pour la densité des sources d'entropie d'un milieu continu.

Notes

Summary



0m 04s

- Hypothèse d'équilibre local : la relation de Gibbs est valable au niveau local.

$$T ds = du - \sum_{A=1}^r \mu_A dn_A - \varphi dq. \quad (29)$$

- $T$  : température,  $T \equiv \frac{\partial u}{\partial s}$ ,
- $\mu_A$  : potentiel chimique de la substance  $A$ ,  $\mu_A \equiv \frac{\partial u}{\partial n_A}$ ,
- $\varphi$  : potentiel électrostatique externe,  $\varphi \equiv \frac{\partial u}{\partial q}$ .
- Si nous divisons la relation de Gibbs par  $dt$ , nous arrivons à

$$T \dot{s} = \dot{u} - \sum_{A=1}^r \mu_A \dot{n}_A - \varphi \dot{q}. \quad (30)$$

Thermodynamique

Le bilan énergétique local de milieux continue est basé sur l'hypothèse d'équilibre local. Selon cette hypothèse, un système thermodynamique local, c'est à dire un point matériel qui appartient au milieu continu, se trouve dans un état d'équilibre. Alors la réversion des guides applicables pour le système local, ce qui signifie que la version des guides est valable au niveau local, est peut être écrite en termes de différentielle des champs de thermodynamique. Voilà la relation des guides locales. Cette exonération nous permet d'exprimer la différentielle totale de la densité d'entropie d'un milieu continu en termes de différentielle totale d'autres champs d'états thermodynamique selon la structure de cette relation. Le champ de température temps est défini comme la dérivée partielle de la densité d'énergie interne par rapport à la densité d'entropie et de plus. Miwa. Le potentiel chimique de la substance chimique A est défini comme la dérivée partielle de la densité d'énergie interne du milieu par rapport à la densité de substance chimique A. Finalement, le potentiel prostaticque externe est défini comme la dérivée partielle de la densité d'énergie interne par rapport à la densité de charge électrique. Si nous divisons la relation de Guise par DT, nous arrivons à cette relation. C'est une relation pour la dérivée matérielle de la densité d'entropie.

Notes

Summary



0m 46s

# Bilan énergétique – courant et source d'entropie

- Objectif : exprimer les densités de courant et de source d'entropie en fonction des densités des courants et des sources des autres champs d'état.
- A cette fin, nous introduisons les équations de continuité pour
  - i. l'énergie interne,

$$\dot{u} + u \nabla \cdot \mathbf{v} = -\nabla \cdot \mathbf{j}_u + \boldsymbol{\tau} : \tilde{\nabla} \mathbf{v} \quad (23)$$

- ii. les substances chimiques,

$$\dot{n}_A + n_A \nabla \cdot \mathbf{v} = -\nabla \cdot \mathbf{j}_A + \sum_{a=1}^n \omega_a \nu_{aA}. \quad (11)$$

- iii. la charge électrique,

$$\dot{q} + q \nabla \cdot \mathbf{v} = -\nabla \cdot \mathbf{j}_q. \quad (24)$$

à l'équation précédente. Ceci donne :

Thermodynamique

Est ce d'autre l'objectif du bilan énergétique local et d'exprimer les densités de courant des sources d'entropie en fonction des densités de courant et de sources d'État. À cette fin, nous y produirons. Dans la relation précédente, certaines des équations des continue doutaient que nous avons des guillemets dans la partie de cours précédente. C'est à dire à cette fin. Nous y traduisons les équations de continuité pour l'énergie interne. Pour les substances chimiques et pour la charge électrique à l'équation précédente.

Notes

Summary



2m 15s

$$\begin{aligned} \dot{s} = & -\frac{1}{T} \left( u - \sum_{A=1}^r \mu_A n_A - q \varphi \right) \nabla \cdot \mathbf{v} - \\ & \nabla \cdot \left( \frac{1}{T} \left( \mathbf{j}_u - \sum_{A=1}^r \mu_A \mathbf{j}_A - \varphi \mathbf{j}_q \right) \right) - \frac{1}{T} \sum_{A=1}^r \mu_A \left( \sum_{a=1}^n \omega_a \nu_{aA} \right) + \\ & \frac{1}{T} \left\{ \frac{1}{T} \left( \mathbf{j}_u - \sum_{A=1}^r \mu_A \mathbf{j}_A - \varphi \mathbf{j}_q \right) \cdot \nabla T - \sum_{A=1}^r \mathbf{j}_A \cdot \nabla \mu_A - \mathbf{j}_q \cdot \nabla \varphi + \tau : \tilde{\nabla} \mathbf{v} \right\}. \end{aligned} \quad (31)$$

Rappel :  $\mathbf{j}_q = \sum_{A=1}^r q_A \mathbf{j}_A$

Thermodynamique

Après une série de manipulations, débute Cécile ou dans cette expression pour la dérivée matérielle de la densité d'entropie est sans. Effectivement, elle est une relation assez longue, mais il y a encore quelques termes et quelques quantités que nous pouvons manipuler. Par exemple, la densité de courant électrique inductive  $\mathbf{j}_q$  est donnée par cette relation que nous avons dérivée dans la partie du cours précédente. De plus, nous pouvons manipuler cet air par la boîte verte qui représente le double produit scalaire entre les temps de formation et des contraintes, ainsi que cet air qui implique le taux de réactions chimiques. Nous commençons avec les termes encadrés par la boîte verte.

Notes

Summary



2m 55s

# Bilan énergétique – courant et source d'entropie

- Le tenseur des contraintes  $\tau$  est constitué d'une partie *réversible* et d'une partie *irréversible* (frottements):  $\tau = \tau^{\text{rev}} + \tau^{\text{fr}}$ .
- $\tau^{\text{rev}}$ : pour les fluides, il est défini par la pression hydrostatique :  $\tau^{\text{rev}} = -p \mathbb{I}$ .
- $\tau^{\text{fr}}$  : il peut être décomposé en un tenseur diagonal et un tenseur déviatorique :
$$\tau^{\text{fr}} = \tau^{\text{fr}} \mathbb{I} + \tau_{\text{d}}^{\text{fr}},$$

Thermodynamique

Nous remarquons que le tenseur des contraintes est constitué d'une partie réversible et d'une partie irréversible. La partie réversible est associée aux forces de contact qui fournissent du travail à la cible, tandis que la partie irréversible est associée aux forces de contact dont le travail est dissipé. Nous avons alors la décomposition suivante. Ici, ton rêve représente, la partie réversible étant celle de contrainte, tandis que cette en serre fr représente la partie irréversible, il s'appelle celle de frottement. Concernant le transfert on, la partie réversible pour les fluides est définie par la pression hydrostatique. Ceci signifie que pour les fluides, la seule force de contact qui fournit du travail irréversible est la pression hydrostatique. Alors ton rêve est donné comme l'opposé du produit entre la pression hydrostatique P et la matrice identité. En ce qui concerne les tendances de frottement, il peut être décomposé en sept diagonales et un ensemble diatonique. Cette composition est tout à fait générale et peut être appliquée à un tenseur arbitraire. Nous avons alors la décomposition suivante. Le premier terme du côté droite de cette équation représente un tenseur diagonal.

Notes

Summary



3m 37s



# Bilan énergétique – courant et source d'entropie

- Le tenseur des contraintes  $\tau$  est constitué d'une partie *réversible* et d'une partie *irréversible* (frottements):  $\tau = \tau^{\text{rev}} + \tau^{\text{fr}}$ .
- $\tau^{\text{rev}}$ : pour les fluides, il est défini par la pression hydrostatique :  $\tau^{\text{rev}} = -p \mathbb{I}$ .
- $\tau^{\text{fr}}$  : il peut être décomposé en un tenseur diagonal et un tenseur déviatorique :  

$$\tau^{\text{fr}} = \tau^{\text{fr}} \mathbb{I} + \tau_{\text{d}}^{\text{fr}}, \quad \tau^{\text{fr}} = \frac{1}{3} \text{tr}(\tau^{\text{fr}}).$$
- Alors :  $\tau = (\tau^{\text{fr}} - p) \mathbb{I} + \tau_{\text{d}}^{\text{fr}}$ .
- Egalement,  $\tilde{\nabla} v = \frac{1}{3} \text{tr}(\tilde{\nabla} v) \mathbb{I} + \hat{\tilde{\nabla}} v, \quad \text{tr}(\tilde{\nabla} v) = \nabla \cdot v.$

Thermodynamique

Cet ensemble est donné comme. Le produit d'une quantité scalaire est. Faire est la matrice identité. La quantité scalaire temps fr est donnée comme l'intérieur de la trace dite en chef des frottements. Elle s'appelle pression visqueuse. Cette quantité représente le temps. Elle devient théorique et il est défini comme la différence entre le tenseur de frottement et cette tenseur diagonal. Alors à l'aide d'essais de composition. Le tenseur des contraintes s'écrit sous la forme suivante. Maintenant, nous pouvons appliquer la décomposition en un tenseur diagonal intense, dire la théorie autant celle de déformation. Nous avons alors la décomposition suivante. Ici, ces termes représentent un tenseur diagonal qui est donné comme le produit entre l'intérêt de la trace du tenseur de déformation et la matrice identité. La trace du tenseur de déformation est égale à la divergence de vitesse. Cette étincelle ici représente la partie de vie atomique du temps, celle des déformations, et il est défini comme la différence entre le tenseur des déformations et cet ancêtre diagonal. À l'aide de cette représentation, le tenseur de contraintes du tenseur des déformations.

Notes

Summary



5m 00s

# Bilan énergétique – courant et source d'entropie

- Le tenseur des contraintes  $\tau$  est constitué d'une partie *réversible* et d'une partie *irréversible* (frottements):  $\tau = \tau^{\text{rev}} + \tau^{\text{fr}}$ .
- $\tau^{\text{rev}}$ : pour les fluides, il est défini par la pression hydrostatique :  $\tau^{\text{rev}} = -p \mathbb{I}$ .
- $\tau^{\text{fr}}$ : il peut être décomposé en un tenseur diagonal et un tenseur déviatorique :

$$\tau^{\text{fr}} = \tau^{\text{fr}} \mathbb{I} + \tau_{\text{d}}^{\text{fr}}, \quad \tau^{\text{fr}} = \frac{1}{3} \text{tr}(\tau^{\text{fr}}).$$

- Alors :  $\tau = (\tau^{\text{fr}} - p) \mathbb{I} + \tau_{\text{d}}^{\text{fr}}$ .

- Egalement,  $\tilde{\nabla} \mathbf{v} = \frac{1}{3} \text{tr}(\tilde{\nabla} \mathbf{v}) \mathbb{I} + \hat{\tilde{\nabla}} \mathbf{v}$ ,  $\text{tr}(\tilde{\nabla} \mathbf{v}) = \nabla \cdot \mathbf{v}$ .

$$\tau : \tilde{\nabla} \mathbf{v} = (\tau^{\text{fr}} - p) \nabla \cdot \mathbf{v} + \tau_{\text{d}}^{\text{fr}} : \hat{\tilde{\nabla}} \mathbf{v}.$$

(32)

Thermodynamique

Le double produit scalaire entre des pensées est donnée par cette expression. Cette expression perçue est introduit à la relation pour la dérivée matérielle de la densité d'entropie. Nous continuons avec les termes entrés par la boîte bleue.

Notes

Summary



6m 25s



- Nous introduisons la définition d'affinité  $\mathcal{A}_a$  d'une réaction chimique  $a$ :

$$\mathcal{A}_a = - \sum_{A=1}^r \mu_A \nu_{aA} \quad \Rightarrow \quad \sum_{A=1}^r \mu_A \left( \sum_{a=1}^n \omega_a \nu_{aA} \right) = - \sum_{a=1}^n \omega_a \mathcal{A}_a . \quad (33)$$

- A l'aide des deux derniers résultats, l'équation pour  $\dot{s}$  s'écrit sous la forme :

$$\begin{aligned} \dot{s} = & -\frac{1}{T} \left( u + p - \sum_{A=1}^r (\mu_A + q_A \varphi) n_A \right) \nabla \cdot \mathbf{v} - \\ & \nabla \cdot \left( \frac{1}{T} \left( \mathbf{j}_u - \sum_{A=1}^r (\mu_A + q_A \varphi) \mathbf{j}_A \right) \right) + \\ & \frac{1}{T} \left\{ \sum_{a=1}^n \omega_a \mathcal{A}_a + \tau^{\text{fr}} \nabla \cdot \mathbf{v} - \frac{1}{T} \left( \mathbf{j}_u - \sum_{A=1}^r (\mu_A + q_A \varphi) \mathbf{j}_A \right) \cdot \nabla T - \sum_{A=1}^r \mathbf{j}_A \cdot (\nabla \mu_A + q_A \nabla \varphi) + \tau_d^{\text{fr}} : \hat{\nabla} \mathbf{v} \right\} \quad (34) \end{aligned}$$

Thermodynamique

D'abord, nous définissons l'affinité, c'est à dire une réaction chimique à la définition de l'affinité des réactions chimiques. L'affinité des réactions chimiques est donnée comme l'opposé de la chambre de qu'officier des comètes, liée à cette réaction pondérée par les masses molaires des substances chimiques qui participent dans cette réaction. À l'aide de cette définition, les termes rencontré par la boîte verte peut être écrite sous cette forme. Maintenant à l'aide de derniers résultats. L'équation pourrait dans la dérivée matérielle de la densité d'entropie s'écrit sous cette forme. Nous remarquons que s d'autres est la somme des trois contributions. La première contribution s'exprime par cette r qui est le produit entre la divergence de vitesse et cette quantité qui est des combinaisons de champs d'états thermodynamiques. La deuxième contribution s'exprime par ces termes qui attestent des divergences. Et finalement, la troisième contribution s'exprime par cette R qui est une somme de produits.

Notes

Summary



- Rappelons l'équation de continuité pour l'entropie :

$$\dot{s} = -s \nabla \cdot \mathbf{v} - \nabla \cdot \mathbf{j}_s + \pi_s. \quad (28)$$

- Par identification de deux dernières relations, nous arrivons à

$$u = T s - p + \sum_{A=1}^r (\mu_A + q_A \varphi) n_A, \quad \longrightarrow \text{(équation thermostatique locale)!} \quad (35)$$

$$\mathbf{j}_s = \frac{1}{T} \left( \mathbf{j}_u - \sum_{A=1}^r (\mu_A + q_A \varphi) \mathbf{j}_A \right), \quad (36)$$

$$\pi_s = \frac{1}{T} \left\{ \sum_{a=1}^n \omega_a \mathcal{A}_a + \tau^{\text{fr}} \nabla \cdot \mathbf{v} + \mathbf{j}_s \cdot (-\nabla T) - \sum_{A=1}^r \mathbf{j}_A \cdot (\nabla \mu_A + q_A \nabla \varphi) + \boldsymbol{\tau}_d^{\text{fr}} : \hat{\nabla} \mathbf{v} \right\}. \quad (37)$$

Thermodynamique

Maintenant, nous rappelons l'équation de continuité pour l'entropie que nous avons décrite dans la présentation précédente. Voilà l'équation de continuité pour l'entropie. Nous observons que cette équation est exactement la même structure que l'équation précédente. Alors, par l'identification des deux dernières des relations, nous arrivons à cette expression qui est l'équation statique locale. Autrement dit, l'équation on élève locale. Cette équation nous permet d'exprimer la densité d'entropie en fonction de notre centre d'état thermodynamique. De plus, nous arrivons à cette expression pour la densité de courant d'entropie. Ainsi, qui a cette expression pour la densité de sources d'entropie ? Nous observons que la densité des sources d'entropie s'exprime comme une somme de produits.

Notes

Summary



## Note

- Nous considérons la différentielle de l'équation thermostatique locale,

$$du = d(Ts) - dp + d\left(\sum_{A=1}^r (\mu_A + q_A \varphi) n_A\right).$$

- La combinaison de cette équation avec la relation de Gibbs locale résulte en la forme locale de l'équation de *Gibbs-Duhem* :

$$s dT + dp + \sum_{A=1}^r (n_A d\mu_A + n_A q_A d\varphi) = 0. \quad (38)$$

Thermodynamique

Nous concluons cette présentation avec limon. Nous considérons la différentielle de l'équation thermostatique locale. Voilà cette différentielle. La combinaison de cette équation avec la relation des guides locales résulte en la forme locale de l'équation de M. Voilà la relation de groupe Duhem qui est une relation utile pour l'étude du processus de l'équilibre.

Notes

Summary



8m 47s

# Bilan énergétique – courant et source d'entropie



Thermodynamique

Nous sommes aussi arrivés à la fin de cette partie du cours de thermodynamique. Dans la prochaine présentation, nous élaborons plus sur l'expression de la densité de source d'entropie et de plus, à l'aide de cette expression, nous établirons un formalisme thermodynamique pour l'étude de processus hors équilibre.

Notes

Summary



9m 12s