

Carl Eckart



EPFL



- Hypothèses fondamentales
- Etat thermodynamique local
- Fonctions d'état extensives réduites - densités
- Equation de continuité pour une observable extensive

Thermodynamique

Bonjour et bienvenue aux cours de thermodynamique. Je m'appelle Michael et Pape d'Alexandrie et je suis professeur à l'Université catholique de Louvain. Mes domaines d'activité sont la mécanique des fluides et plus précisément les écoulements dysphasiques ainsi que les écoulements réactionnels. Dans cette partie du cours, nous présenterons l'introduction à la thermodynamique de milieu continu, la structure de notre présentation et la suivante. D'abord, nous présenterons les hypothèses fondamentales de la thermodynamique du milieu continu. Ensuite, nous étudierons la notion de temps thermodynamique local ainsi que la notion de fonction d'état extensive réduite. Autrement dit des densités. Finalement, nous délivrons la forme générale d'équation de continuité pour une observable extensive.

Notes

Summary



0m 05s



Thermodynamique

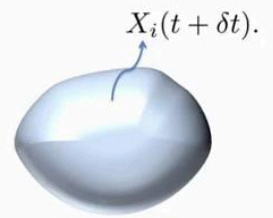
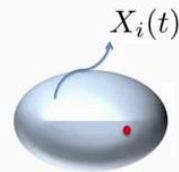
Donner l'avance. Nous sommes intéressés au processus de système thermodynamique, plus précisément au processus. Or l'équilibre est une autre expression pour que ce type de processus est processus irréversible. Lors d'un processus à l'équilibre, le comportement des systèmes thermodynamique n'est plus homogène. Ceci signifie que le propriétaire du système sont susceptibles de s'allonger dans l'espace et dans le temps. Pour cette raison, il est convenable de traiter un système thermodynamique comme un milieu continu. Nous voyons dans cette figure la représentation d'un milieu continu. Ceci est un milieu macroscopique classique qui est constitué d'un très grand nombre de particules microscopiques élémentaires. En temps de paix, il occupait le volume noté parfaite, était la surface de l'enceinte et notait par partie, élevait des têtes. Lors d'un processus à l'équilibre, le milieu continue peut être déplacé et peut être déformé. Après un instant, Delph Delta t il occupé un autre volume noté par Bethe. De plus, Delta, dès qu'il y aura une autre surface de l'enceinte notée par parce qu'elle va être, n'était plus delta.

Notes

Summary



0m 52s



Thermodynamique

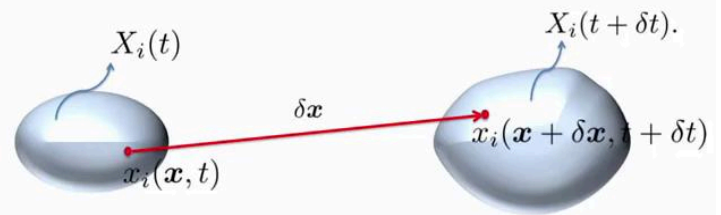
Pour un milieu continu, nous définissons la variable d'état comme nous avons déjà fait pour la variable état de système thermodynamique dans un état d'équilibre. Alors pour cette système, nous définissons par exemple la variable d'état  $x$  majuscule  $Y$  qui est fonction du temps. Nous écrivons alors  $x$  majuscule  $i$  de tait. Après un instant  $\delta t$  d'alphabet. La valeur de cette variable. Cela faisait. Elle est notée par  $X$  majuscule. Était plus  $\delta t$  pay. Mais pas donné que lors d'un processus en équilibre, le comportement d'un milieu continu le plus homogène. L'étude de ce type de processus ne peut pas être basée essentiellement aux variables d'état. Alors le paramètre caractéristique d'un milieu continu sont nécessairement de 100, c'est à dire fonction de la position  $X$  et du temps. Pour cette raison, il est convenable d'introduire la notion d système thermodynamique local. Nous considérons un point l'espace occupé par le milieu continu a tenté cette point, ainsi que son voisinage immédiat constitue un système thermodynamique local. C'est système local et assez grand pour contenir un grand nombre de particules élémentaires afin d'être insensible aux fluctuations statistiques.

Notes

Summary



2m 02s



$$X_i(t) = \int_{V(t)} x_i(\mathbf{x}, t) dV$$

Thermodynamique

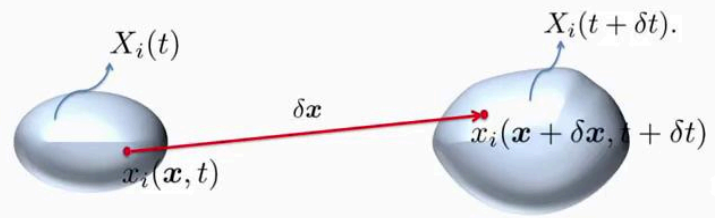
Mais il est suffisamment petit pour pouvoir être considéré comme infinitésimal. Alors un système thermodynamique local peut être décrit comme un point matériel. Selon ce point de vue, un milieu continu peut être considéré comme l'ensemble du poids en matériau qu'il occupe. Pour un système thermodynamique local, nous définissons des variables d'état par analogie des variables d'état de milieu continu. Mais maintenant cette nouvelle variable d'état, c'est à dire les variables d'état d'un système local, sont nécessairement de 100. Par exemple, nous définissons l'analogue de la variable d'état  $x$  majuscule  $Y$  et c'est un alors. Et le champ  $x$  minuscule  $y$   $dx dt$ . Après une Est a en delta paie sept points matériels. Sept Système thermodynamique local sert à déplacer et son déplacement et n'était pas le delta  $X$ . De plus, après un instant, delta tait la valeur du champ  $X$  minuscule  $y$  sera sans effet. Elle est notée par  $x$  minuscule  $y$  de  $x$  plus delta  $x$  et des  $t + delta T$ . Étant donné que le milieu continu peut être considéré comme l'ensemble de poids en matériau qu'il occupe alors la valeur de la variable taille  $X$  majuscule  $y$  est donnée comme l'intégrale sur les volumes occupés par le milieu dit sans  $x$  minuscule  $y$ .

Notes

Summary



3m 29s



$$X_i(t) = \int_{V(t)} x_i(\mathbf{x}, t) dV$$

$$\mathbf{v}(\mathbf{x}, t) \equiv \lim_{\delta t \rightarrow 0} \frac{\delta \mathbf{x}}{\delta t} = \frac{d\mathbf{x}}{dt}$$

Thermodynamique

Nous disons alors que le  $\rho(\mathbf{x}, t)$  constitue la densité de la variable état  $x$  majuscule. De plus, pour un système thermodynamique local, nous pouvons définir de variables d'état cinématiques. Par exemple, la vitesse d'un poids matériel est définie comme la limite  $\delta t \rightarrow 0$  du déplacement  $\delta \mathbf{x}$  du point matériel utilisé par  $\delta t$ .

Notes

Summary



5m 01s



- Le premier principe de thermodynamique requiert l'existence d'une fonction d'état *quantité de mouvement*  $P(t)$ .
- Le second principe de thermodynamique requiert l'existence d'une fonction d'état *entropie*  $S(t)$ .
- L'état thermodynamique d'un système est complètement déterminé par :
  - i. la connaissance de  $P(t)$ ,  $S(t)$  et...
  - ii. par un ensemble de  $N$  variables d'état *extensives*:  $X_1(t), \dots, X_N(t)$ .
- Ces variables sont globales, i.e. indépendantes des coordonnées spatiales. Néanmoins, elles sont dépendantes du temps.

Thermodynamique

Maintenant nous donnerons la définition des états thermodynamiques au niveau global. Le premier principe de thermodynamique requiert l'existence d'une fonction d'état que nous appelons quantité de mouvement et qui est notée par  $P(t)$  d'ailleurs. Le second principe de thermodynamique requiert l'existence des fonctions d'état, que nous appellerons l'entropie et qui est notée par  $S(t)$ . Les états thermodynamiques d'un système est complètement déterminé par la connaissance de la quantité de mouvement d'entropie et par une connaissance de l'ensemble des  $n$  variables d'état extensive.  $X$  majuscule en  $X$  majuscule de  $X$  majuscule un. Il est important de mentionner que ces variables sont globales, c'est à dire indépendantes de coordonnées spatiales. Néanmoins, elles sont dépendantes du temps. La définition du temps thermodynamique d'un système local est réalisée en manière tout à fait analogue.

Notes

Summary



5m 30s

- L'état thermodynamique *local* d'un système est caractérisé par  $N + 2$  champs :
  - les densités d'entropie et de quantité de mouvement,  $s(\mathbf{x}, t)$ ,  $p(\mathbf{x}, t)$  et...
  - les densités des  $n$  autres variables d'état :  $x_1(\mathbf{x}, t), \dots, x_N(\mathbf{x}, t)$ .

$$S(t) = \int_{V(t)} s(\mathbf{x}, t) dV, \quad P(t) = \int_{V(t)} p(\mathbf{x}, t) dV, \quad (1)$$

$$X_i(t) = \int_{V(t)} x_i(\mathbf{x}, t) dV, \quad i = 1, 2 \dots N. \quad (2)$$

- Les densités sont des variables *extensives réduites*: elles sont dépendantes des coordonnées spatiales et du temps.

Thermodynamique

L'état thermodynamique local d'un système est caractérisé par un plus de 100. Ses 100 sont les densités d'entropie et de quantité de mouvement et les densités des  $n$  autres variables d'état. Voilà la relation entre l'entropie et sa densité. L'entropie d'un milieu continu est donnée comme l'intégrale sur les volumes occupés par les milieux de la densité d'entropie. De plus, la quantité de mouvement de milieu continu est donnée comme l'intégrale sur les volumes occupés par le milieu de la densité de quantité de mouvement, et nous avons des relations similaires entre les autres variables de taille du milieu continu. Elle est la densité. Il est important de mentionner que les densités sont de variables extensives réduites, c'est à dire elles sont dépendantes de coordonnées spatiales et du temps. Cette densité sont appelées également 100 de taille thermodynamique.

Notes

Summary





- Observable physique extensive :  $F(t) \equiv F(S(t), P(t), X_1(t), X_2(t), \dots, X_N(t))$ .
- Observable extensive réduite :  $f(\mathbf{x}, t) \equiv f(s(\mathbf{x}, t), p(\mathbf{x}, t), x_1(\mathbf{x}, t), \dots, x_N(\mathbf{x}, t))$ .
- Relation entre l'observable extensive et l'observable extensive réduite :

$$F(t) = \int_{V(t)} f(\mathbf{x}, t) dV. \quad (3)$$

- Objectif : dériver l'équation de continuité pour  $F(t)$ .
  - Considérons un milieu continu qui occupe un volume  $V(t)$ .
  - $\partial V(t)$  : surface de l'enceinte du système.
  - $\mathbf{v}(\mathbf{x}, t)$  : champs de vitesse de la matière en  $V(t)$ .
  - $dS$  : élément infinitésimal de la surface de l'enceinte.

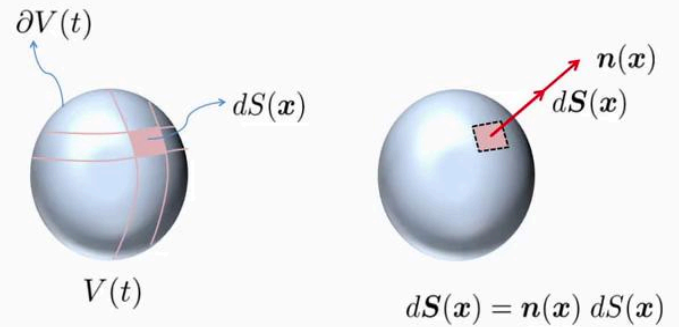
Thermodynamique

Nous considérons maintenant une observable physique extensive  $F$  majuscule. Cette observable extensive est fonction de John plus deux variables de taille du milieu continu au niveau local. Nous avons une situation similaire. Nous considérons une observable extensive réduite  $f$  minuscule et cette observable est fonction de plus de densité de variables états, c'est à dire la fonction de plus de 100 de thermodynamique. Et voilà la relation entre les observables extensives observables extensives réduites. Le verbe expansif est donné comme l'intégrale sous le volume occupé par le milieu de l'objet, verbe extensive réduite. Ceci signifie que l'objet aimable, extensif, réduit  $f$  minuscule et la densité devient barb extensive  $f$  majuscule. Notre objectif est de dériver l'équation des continue  $t$  pour le bien barb extensive  $f$  de taille. À cette fin, nous considérons un milieu continue occupé par n volume vers de terre. Pas que si LB était la surface de l'enceinte du système Bdx et était le centre de vitesse de la matière. Le volume occupé par le milieu est. DS représente le vecteur d'un élément infinitésimal de la surface de l'enceinte.

Notes

Summary





Thermodynamique

D'abord, nous élaborons sur les vecteurs de l'élément infinitésimal de  $S$ . Nous considérons un milieu continu. C'est le milieu à un volume notait par  $V(t)$  était la surface de l'enceinte et notée par  $\partial V(t)$ . Sur cette surface, nous considérons un élément infinitésimal. L'aire de cet élément infinitésimal est  $ds$ . De plus, nous considérons un vecteur unitaire normal à cet élément infinitésimal. Cette bactérie est notée par  $\mathbf{n}$ . Le vecteur  $d\mathbf{S}$  est un vecteur qui est parallèle au vecteur unitaire. Alors c'est un vecteur normal à l'élément infinitésimal et son amplitude est égale à l'aire doublement infinitésimale. Alors cette relation s'achève comme la définition du vecteur d'un élément infinitésimal.

Notes

Summary



8m 41s

- La variation d'une observable  $F(t)$  est donnée par

$$\delta F(t) = \int_{V(t)} \underset{\downarrow}{\delta f(\mathbf{x}, t)} dV + \int_{\partial V(t)} f(\mathbf{x}, t) \underset{\downarrow}{\delta(dV)}.$$

variation temporelle de la densité au sein du volume

variation temporelle du volume infinitésimal local

- Mais  $\delta(dV) = d\mathbf{S} \cdot \delta\mathbf{x}$ ,  $\delta\mathbf{x}$  : déplacement du volume infinitésimal.

$$\dot{F}(t) \equiv \frac{dF(t)}{dt} = \lim_{\delta t \rightarrow 0} \frac{\delta F(t)}{\delta t},$$

Thermodynamique

Notes

Nous considérons la relation entre une observable extensif et sa densité. But de cette relation. La variation d'innombrables extensifs majuscules est donnée par cette relation. Selon cette relation, la variation Delta F Dean observable f majuscule est la somme de deux contributions. La première contribution est due la variation temporelle de la densité à celle du volume. Elle s'exprime par l'intégrale sur les volumes occupés par le milieu de la variation delta f de la densité. La deuxième contribution est due la variation temporelle du volume infinitésimal local. Elle s'exprime par l'une des surfaces de l'ensemble de la densité f multipliée par la variation temporelle delta deux, mais. D'ailleurs, concernant la variation temporelle delta devait. Elle est donné comme le produit entre deux vecteurs. Le premier vecteur est de s et le deuxième vecteur est delta x. Delta x représente le déplacement du volume infinitésimal local. Maintenant, nous pouvons obtenir une expression pour les taux de variation observables. F majuscule si nous divisons chaque terme de cette équation par Delta T et si nous prenons la limite Delta tête un zéro, nous remarquons que le taux de variation d'une observable extensive est donné comme la limite delta zéro de la variation en delta F divisé par Delta T.

Summary



9m 36s

- La variation d'une observable  $F(t)$  est donnée par

$$\delta F(t) = \int_{V(t)} \underset{\downarrow}{\delta f(\mathbf{x}, t)} dV + \int_{\partial V(t)} f(\mathbf{x}, t) \underset{\downarrow}{\delta(dV)}.$$

variation temporelle de la densité au sein du volume

variation temporelle du volume infinitésimal local

- Mais  $\delta(dV) = d\mathbf{S} \cdot \delta\mathbf{x}$ ,  $\delta\mathbf{x}$  : déplacement du volume infinitésimal.

$$\dot{F}(t) \equiv \frac{dF(t)}{dt} = \lim_{\delta t \rightarrow 0} \frac{\delta F(t)}{\delta t}, \quad \frac{\partial f(\mathbf{x}, t)}{\partial t} \equiv \lim_{\delta t \rightarrow 0} \frac{\delta f(\mathbf{x}, t)}{\delta t}, \quad \mathbf{v}(\mathbf{x}, t) \equiv \lim_{\delta t \rightarrow 0} \frac{\delta \mathbf{x}}{\delta t}.$$

- A l'aide des dernières définitions, nous arrivons à

$$\dot{F}(t) \equiv \frac{d}{dt} F(t) = \int_{V(t)} \frac{\partial f(\mathbf{x}, t)}{\partial t} dV + \int_{\partial V(t)} f(\mathbf{x}, t) \mathbf{v}(\mathbf{x}, t) \cdot d\mathbf{S}. \quad (4)$$

Thermodynamique

Le taux de variation d'une observable extensif est noté par  $f$  d'autres. De plus, la dérivée temporelle de la densité par rapport au temps est donnée comme la limite delta zéro de la variation de la densité de Delta F divisé par Delta T. Finalement, la vitesse d'un volume infinitésimal local est donnée comme la limite de la tête et non zéro du déplacement du volume infinitésimal divisé par Delta T. Maintenant, nous divisons chaque terme de cette équation par Delta Pay et nous prenons la limite de tablettes 1 à 0. A l'aide des dernières définitions, nous arrivons à cette expression pour les taux de variation d'une observable extensive. Cette résultat est connu sous le nom du théorème des transports de renom. Selon ces résultats, le taux de variation d'une observable extensive  $f$  d'oc est la somme de deux contributions. La première contribution s'exprime par l'intégrale sur les volumes occupés par les milliers de la dérivée partielle de la densité par rapport au temps. La deuxième contribution s'exprime par l'intégrale sous la surface de l'ensemble du produit, entre la densité  $f$  minuscule et le centre de vitesse. Ces termes constituent un courant convectif ou observable.

Notes

Summary



## Causes physiques du taux de variation d'une observable $F(t)$

1. Interaction du milieu continu avec son extérieur; elle est décrite par le champs *densité du courant*,  $\mathbf{j}_f(\mathbf{x}, t)$ .
2. Production ou destruction de  $F(t)$  au sein du milieu; elle est décrite par le champs *densité de source*,  $\pi_f(\mathbf{x}, t)$ .

$$\dot{F}(t) = - \int_{\partial V(t)} \mathbf{j}_f(\mathbf{x}, t) \cdot d\mathbf{S} + \int_{V(t)} \pi_f(\mathbf{x}, t) dV. \quad (5)$$

Thermodynamique

Maintenant, nous considérons les causes physiques du taux de variation d'une observable extensive  $F$  majuscule. Il y a des causes physiques. La première cause est l'interaction du milieu continu avec son extérieur. Elle est décrite par les sens densité du courant noté par dire. La deuxième cause est la production ou destruction observable extensive  $F$  majuscule au sein du milieu. Elle est décrite par les sans densité de choc. Pire alors, le taux de variation d'objets variables extensives  $f$  est la somme de deux contributions. La première contribution est l'objet d'une dégradation de la surface d'élan, celle de la densité du courant, et la deuxième contribution est l'intégrale sur le volume occupé par le milieu de la densité de source. Nous remarquons que les signes négatifs devant cette ère introduite pour respecter la convention des signes que nous avons adoptée. Maintenant, nous avons des expressions équivalentes pour les taux des variations d'innombrables extensifs. Cette expression inclut des intégrales sur la surface de l'enceinte. Ces intégrales peuvent être transformées en intégrales sous le volume occupé par les milieux à l'aide du théorème de la divergence.

Notes

Summary



12m 28s

- Théorème de la divergence pour une fonction vectorielle  $\mathbf{g}(\mathbf{x}, t)$ :

$$\int_{\partial V(t)} \mathbf{g}(\mathbf{x}, t) \cdot d\mathbf{S} = \int_{V(t)} \nabla \cdot (\mathbf{g}(\mathbf{x}, t)) dV,$$

- En utilisant ce théorème, les deux relations pour  $\dot{F}(t)$  sont mises sous la forme :

$$\dot{F}(t) = \int_{V(t)} \frac{\partial f(\mathbf{x}, t)}{\partial t} dV + \int_{V(t)} \nabla \cdot (f(\mathbf{x}, t) \mathbf{v}(\mathbf{x}, t)) dV, \quad (6)$$

et

$$\dot{F}(t) = - \int_{V(t)} \nabla \cdot (\mathbf{j}_f(\mathbf{x}, t)) dV + \int_{V(t)} \pi_f(\mathbf{x}, t) dV. \quad (7)$$

Thermodynamique

Et voilà le théorème de la divergence pour une fonction vectorielle. Selon ce théorème, l'intégrale sur la surface de lancement de la fonction vectorielle  $\mathbf{f}$  est égale à l'intégrale sur les volumes occupés par le milieu de la divergence de la fonction  $\mathbf{G}$ . À l'aide des sept théorèmes des, divisant alors en utilisant ce théorème, les deux relations pour les taux de variation  $f$  sont mises sous cette forme ainsi que sous cette forme. Maintenant, nous pouvons considérer l'égalité d'échelle des expressions.

Notes

Summary



13m 43s



Par identification des deux dernières relations, nous arrivons à

$$\int_{V(t)} \left( \frac{\partial f(\mathbf{x}, t)}{\partial t} + \nabla \cdot (f(\mathbf{x}, t) \mathbf{v}(\mathbf{x}, t)) \right) dV = \int_{V(t)} (-\nabla \cdot (\mathbf{j}_f(\mathbf{x}, t)) + \pi_f(\mathbf{x}, t)) dV.$$

Etant donné que  $V(t)$  est arbitraire, la dernière équation est valable seulement si les fonctions qui sont intégrées sont égales, i.e.

$$\frac{\partial f(\mathbf{x}, t)}{\partial t} + \nabla \cdot (f(\mathbf{x}, t) \mathbf{v}(\mathbf{x}, t)) = -\nabla \cdot (\mathbf{j}_f(\mathbf{x}, t)) + \pi_f(\mathbf{x}, t). \quad (8)$$

Thermodynamique

Par les notifications des deux dernières relations. Nous arrivons à cette équation, mais jusqu'à maintenant, nous n'avons introduit aucune contrainte sur les volumes occupés par les milieux. Ceci signifie que jusqu'à maintenant, le volume occupé par les milieux est tout à fait arbitraire. Mais étant donné que le volume occupé par les milieux était arbitraire l'an dernier, l'équation est valable seulement si les fonctions qui sont intégrées sont égales. Nous arrivons alors à cette équation. Nous observons que le thème du côté gauche de cette équation sont la dérivée partielle de la densité  $f$  minuscule par rapport au temps, un thème de divergence. Nous pouvons manipuler un peu cette heures.

Notes

Summary



14m 18s

- Soit un point  $\mathbf{x} = (x, y, z)$  occupé par le système et  $f(\mathbf{x}, t)$  une densité.

$$df = \frac{\partial f}{\partial t} dt + \frac{\partial f}{\partial x} dx + \frac{\partial f}{\partial y} dy + \frac{\partial f}{\partial z} dz$$

$$\xRightarrow{\frac{d}{dt}} \quad \frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial f}{\partial y} \frac{dy}{dt} + \frac{\partial f}{\partial z} \frac{dz}{dt}$$

$$\Rightarrow \quad \frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \left( \frac{dx}{dt}, \frac{dy}{dt}, \frac{dz}{dt} \right) \cdot \left( \frac{\partial f}{\partial x}, \frac{\partial f}{\partial y}, \frac{\partial f}{\partial z} \right)$$

$$\Rightarrow \quad \dot{f}(\mathbf{x}, t) \equiv \frac{df(\mathbf{x}, t)}{dt} = \frac{\partial f(\mathbf{x}, t)}{\partial t} + \mathbf{v}(\mathbf{x}, t) \cdot \nabla f(\mathbf{x}, t).$$

↓  
dérivée matérielle (ou Lagrangienne) d'une densité

Thermodynamique

Nous considérons un point matériel  $X$  des coordonnées spatiales  $x, y$  et  $z$  occupé par les systèmes et  $f$  minuscule une densité. Étant donné que la densité est fonction de trois coordonnées spatiales et du temps, la différentielle totale de la densité est donnée par cette expression. Maintenant, si nous divisons cette expression par  $DT$ , nous arrivons à cette équation et nous remarquons que ces trois termes du côté de droite de cette équation peuvent être mis sous la forme d'un produit intérieur entre deux vecteurs. Alors nous pouvons réécrire cette équation sous cette forme. Nous remarquons que cette bactérie est identifiée comme la vitesse du point matériel. De plus, cette terre est identifiée comme les grognons de la densité  $f$ . Nous arrivons alors à cette expression qui s'élève comme la définition de la dérivée matérielle ou dérivée, l'ingrédient d'une densité. La dérivée matérielle dite densité  $f$  est représentée par  $f$  d'autre et elle représente le taux de variation de la densité mesurée par un observateur dans le référentiel du point matériel.

Notes

Summary



15m 00s

- En introduisant la définition de la dérivée matérielle d'une densité  $f(\mathbf{x}, t)$  et l'identité mathématique :

$$\nabla \cdot (f(\mathbf{x}, t) \mathbf{v}(\mathbf{x}, t)) = f(\mathbf{x}, t) \nabla \cdot (\mathbf{v}(\mathbf{x}, t)) + \mathbf{v}(\mathbf{x}, t) \cdot \nabla f(\mathbf{x}, t),$$

à la dernière équation, nous arrivons à l'équation de continuité pour  $F(t)$  :

$$\dot{f}(\mathbf{x}, t) + f(\mathbf{x}, t) \nabla \cdot \mathbf{v}(\mathbf{x}, t) = -\nabla \cdot (\mathbf{j}_f(\mathbf{x}, t)) + \pi_f(\mathbf{x}, t). \quad (9)$$

- Pour une observable extensive  $F(t)$  du caractère vectorielle :

$$\dot{\mathbf{f}}(\mathbf{x}, t) + \mathbf{f}(\mathbf{x}, t) \nabla \cdot \mathbf{v}(\mathbf{x}, t) = -\nabla \cdot (\mathbf{j}_f(\mathbf{x}, t)) + \boldsymbol{\pi}_f(\mathbf{x}, t).$$

Thermodynamique

En introduisant la définition de la dérivée matérielle d'une densité  $f$  est l'identité mathématique suivante. Concernant la divergence de produit entre une densité et un vecteur à la dernière équation, nous arrivons finalement à l'équation de continuité pour l'objet variable extensif  $f$  majuscule. Voilà l'équation de continuité pour l'objet extensif majuscule. Jusqu'à maintenant, nous avons considéré deux observables extensives de caractère scalaire. Nous pouvons répéter ces processus pour dériver l'équation de continuité pour une observable extensive du caractère vectoriel. Pour une observable extensive du caractère vectoriel. Le résultat est tout à fait similaire et nous arriverons à cette relation qui est l'équation de continuité pour l'objet du caractère vectoriel. Nous remarquons que cette quantité représente la densité de courant observable extensifs et cette quantité est du caractère tensoriel. Dans cette couche intense, elle est considérée comme une matrice en dimension trois sur trois, puisque cette matrice est une représentation du sous groupe des rotations du groupe euclidien. De plus, cette quantité PF représente la densité de sources pour l'observateur extensif.

Notes

Summary



- En introduisant la définition de la dérivée matérielle d'une densité  $f(\mathbf{x}, t)$  et l'identité mathématique :

$$\nabla \cdot (f(\mathbf{x}, t) \mathbf{v}(\mathbf{x}, t)) = f(\mathbf{x}, t) \nabla \cdot (\mathbf{v}(\mathbf{x}, t)) + \mathbf{v}(\mathbf{x}, t) \cdot \nabla f(\mathbf{x}, t),$$

à la dernière équation, nous arrivons à l'équation de continuité pour  $F(t)$  :

$$\dot{f}(\mathbf{x}, t) + f(\mathbf{x}, t) \nabla \cdot \mathbf{v}(\mathbf{x}, t) = -\nabla \cdot (\mathbf{j}_f(\mathbf{x}, t)) + \pi_f(\mathbf{x}, t). \quad (9)$$

- Pour une observable extensive  $F(t)$  du caractère vectorielle :

$$\dot{\mathbf{f}}(\mathbf{x}, t) + \mathbf{f}(\mathbf{x}, t) \nabla \cdot \mathbf{v}(\mathbf{x}, t) = -\nabla \cdot (\mathbf{j}_f(\mathbf{x}, t)) + \boldsymbol{\pi}_f(\mathbf{x}, t).$$

Thermodynamique

Elle est du caractère vectoriel. Maintenant, à l'aide de cette des équations, nous pouvons dériver les équations de continuité pour le variable d'état d'un milieu continu. Ces équations impliquent de centre de temps thermodynamique.

Notes

Summary



## Champs d'état thermodynamique

1. Densité de quantité de mouvement,  $p(\mathbf{x}, t)$ .
2. Densité d'entropie,  $s(\mathbf{x}, t)$ .
3. Densités de  $r$  substances chimiques,  $n_1(\mathbf{x}, t), n_2(\mathbf{x}, t), \dots, n_r(\mathbf{x}, t)$ .
4. Densité de charge électrique,  $q(\mathbf{x}, t)$ .

## Autres champs physiques d'intérêt particulier

1. Vitesse,  $\mathbf{v}(p, s, \{n_A\}, q)$ .
2. Densité de masse,  $m(p, s, \{n_A\}, q)$ .
3. Densité d'énergie totale,  $e(p, s, \{n_A\}, q)$ .
4. Densité d'énergie interne,  $u(p, s, \{n_A\}, q)$ .

Thermodynamique

Voilà la liste des centres de taille thermodynamique d'un milieu continu. Nous avons la densité des quantités de mouvement  $\mathbf{P}$ . La densité d'entropie  $s$ . La densité de substance chimique  $n$  en  $n_2$ . NR et la densité de charge électrique  $q$ . De plus, il y a d'autres champs physiques d'intérêts particuliers. Voilà une liste d'autres champs physiques d'intérêts particuliers. Nous avons la vitesse  $\mathbf{V}$ , la densité de masse  $M$ , la densité d'énergie totale et la densité d'énergie interne. 700 physiques sont fonction de son état thermodynamique. Nous sommes aussi arrivés à la fin de cette partie du cours de thermodynamique dans la prochaine partie du cours. Nous utiliserons la forme générale de l'équation de continuité pour une observable extensive, pour dériver les équations de continuité de variables d'état d'un milieu continu, ainsi que les équations de continuité pour d'autres observables extensifs de Thalès particulières.

Notes

Summary



17m 57s