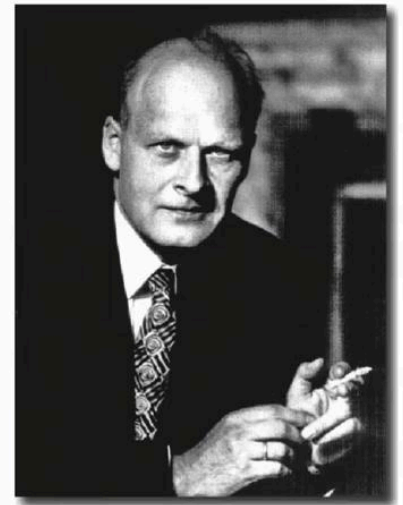


Thermodynamique

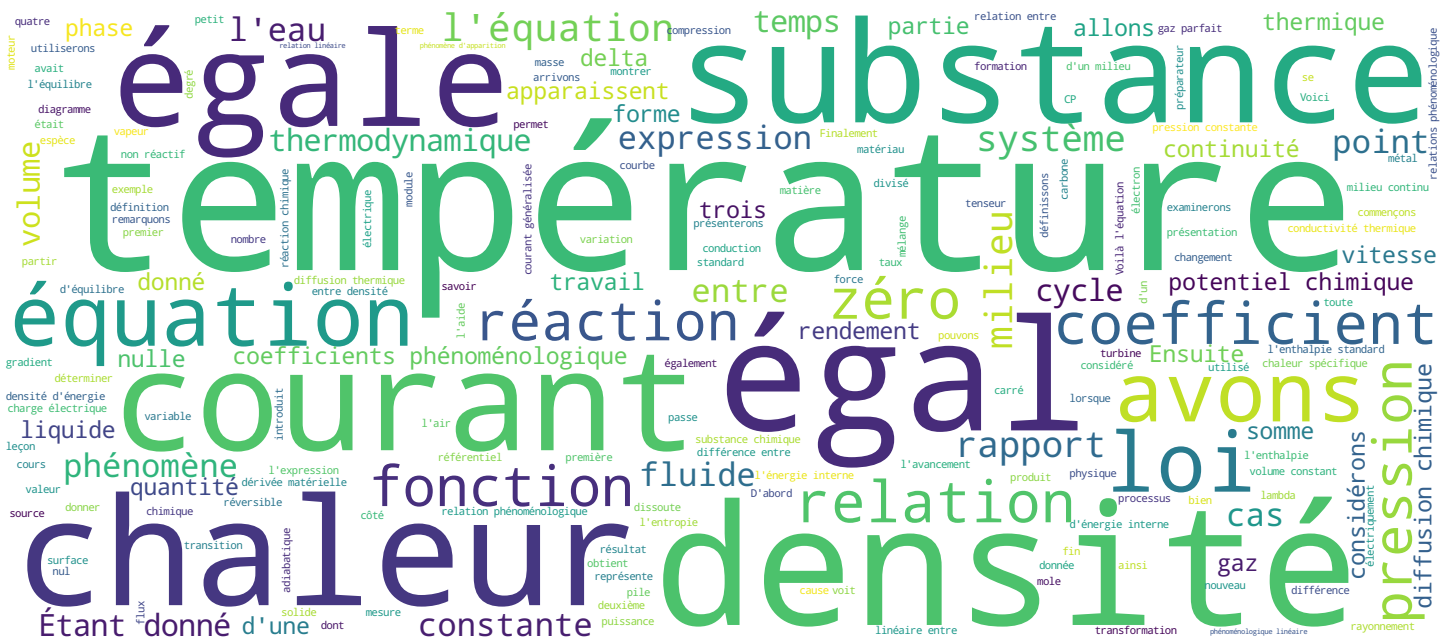
Diffusion thermique et chimique



Prof. Miltiadis Papalexandris



Lars Onsager



Search MOOC



Video



Diffusion thermique et chimique



- Diffusion thermique: la loi de Fourier et l'équation de la chaleur
- Diffusion chimique: loi de Fick et l'équation de la diffusion
- Diffusion thermo-chimique: effet Dufour et effet Soret

Thermodynamique

Bonjour et bienvenue aux cours de thermodynamique. Dans la présentation précédente, nous avons établi un formalisme thermodynamique pour l'étude de processus de l'équilibre dans ces parties du cours. Nous utiliserons ce formalisme dynamique pour étudier le phénomène de diffusion thermique et chimique. La structure de notre présentation est la suivante. D'abord, nous examinerons le phénomène de la diffusion thermique. Nous présenterons la loi de Fourier et nous délivrons l'équation de la chaleur. Ensuite, nous examinerons le phénomène de la diffusion chimique. Nous présenterons la loi fixe et nous délivrons l'équation de la diffusion. Finalement, nous examinerons le phénomène de diffusion chimique. Plus précisément, nous présenterons les effets des fours est solaire.

Notes

Summary



0m 04s



• Rappel :

$$\mathbf{j}_Q = T \mathbf{j}_s$$

$$\begin{cases} \mathbf{j}_s = \mathbf{L}_{ss} (-\nabla T) + \sum_{B=1}^r \mathbf{L}_{sB} (-\nabla \mu_B - q_B \nabla \varphi), \\ \mathbf{j}_A = \mathbf{L}_{As} (-\nabla T) + \sum_{B=1}^r \mathbf{L}_{AB} (-\nabla \mu_B - q_B \nabla \varphi), \end{cases} \quad (10)$$

$$\mathbf{L}_{sA} = \mathbf{L}_{As}, \quad A = 1, \dots, r, \quad (11)$$

$$\mathbf{L}_{AB} = \mathbf{L}_{BA}, \quad A, B = 1, \dots, r.$$

Thermodynamique

D'abord, nous l'appelons cette phase équation que nous avons déjà rencontrée dans des leçons précédentes et que nous utiliserons dans cette présentation. Si nous avons cette relation pour la densité de courant des salaires, les relations phénoménologiques linéaires entre densité de courant et force généralisée vectorielle, ainsi que les relations de réciprocité concernant les coefficients phénoménologiques qui apparaissent dans cette relation phénoménologique.

Notes

Summary



Diffusion thermique

- Considérons un solide rigide d'une seule substance A au repos: $j_A = 0$.

- Densité de courant de chaleur : $j_Q = T j_s$.

$$\begin{cases} j_s = L_{ss} (-\nabla T) + L_{sA} (-\nabla \mu_A - q_A \nabla \varphi) , \\ \overset{0}{j_A} = L_{sA} (-\nabla T) + L_{AA} (-\nabla \mu_A - q_A \nabla \varphi) , \end{cases}$$

- Les dernières relations impliquent que

$$j_Q = -\kappa \cdot \nabla T, \quad \kappa \equiv T L_{AA}^{-1} \cdot (L_{AA} \cdot L_{ss} - L_{sA}^2) . \quad (14)$$

Thermodynamique

Nous commençons avec le phénomène de la diffusion thermique. Considérons et c'est la substance à qui on le prend étant donné que le milieu est constitué d'icelle, substance qui est au repos. Alors la densité de courant de la substance est nulle. Nous utiliserons l'expression pour la densité de courant de chaleur, ainsi qu'elle est relation phénoménologique linéaire entre densité de courant et fonctionnalité. Pour ces phénomènes, tous les constructeurs de courant ont analysé toutes les forces, analysé son caractère vectoriel. De plus, étant donné que le milieu est en général anisotrope, les coefficients phénoménologiques qui apparaissent dans cette relation. Son détenteur. Maintenant, nous utilisons le fait que J_A est égal à zéro pour obtenir la deuxième place. Phénomène logique une relation linéaire entre le gagnant d'opérateur et le gagnant du potentiel chimique de la substance. Cette relation peut être introduit à la première relation phénoménologique et les résultats peuvent être introduits à l'expression pour la densité de courant de chaleur. En résumé, le dénivellations implique que la densité de courant de chaleur est proportionnelle aux relations de température.

Notes

Summary



Diffusion thermique

- Considérons un solide rigide d'une seule substance A au repos: $j_A = 0$.

- Densité de courant de chaleur : $j_Q = T j_s$.

$$\begin{cases} j_s = L_{ss} (-\nabla T) + L_{sA} (-\nabla \mu_A - q_A \nabla \varphi) , \\ j_A = L_{sA} (-\nabla T) + L_{AA} (-\nabla \mu_A - q_A \nabla \varphi) , \end{cases}$$

- Les dernières relations impliquent que

$$j_Q = -\kappa \cdot \nabla T, \quad \kappa \equiv T L_{AA}^{-1} \cdot (L_{AA} \cdot L_{ss} - L_{sA}^2) . \quad (14)$$

- κ : tenseur de conductivité thermique.
- Les termes diagonaux constituent la *loi de Fourier*.

Thermodynamique

Les coefficients k qui apparaissent dans cette relation est fonction des coefficients phénoménologiques et il est donné par cette expression. Étant donné que le coefficient phénoménologique d'étincelle est alors, le coefficient k était en fer. Aussi il s'appelle en celle de conductivité thermique. Les termes diagonaux de cet ensemble constituent la loi de Fourier pour la diffusion thermique. Le terme diagonale décrivent un autre phénomène. Ils décrivent le phénomène d'apparition du courant de chaleur à cause de gradient de température, mais aux directions normales à la direction du gradient de température. En présence d'un champ magnétique externe, ce phénomène s'appelle l'effet Seebeck, le double.

Notes

Summary



Diffusion thermique et chimique

- Soit un métal isotrope au repos contenant des électrons de conduction.
- Les électrons sont considérés comme une substance e de charge q_e .
- Loi de Fourier : $j_Q = -\kappa \nabla T$ avec $\kappa \equiv T \frac{L_{ss} L_{ee} - L_{se}^2}{L_{ee}}$.
- Application : équation de la chaleur
 - Les électrons de conduction sont immobiles dans le référentiel du métal : $v = v_e = 0 \Rightarrow j_e = 0$.
 - $j_Q = T j_s = j_u - (\mu_e + q_e \varphi) j_e^0 \Rightarrow j_Q = j_u$.

Thermodynamique

Ensuite, nous considérons un métal rigide isotrope au repos contenant des électrons de conduction. Les électrons sont considérés comme une substance de charge électrique. Tout est la loi des foules qui est appliquée à. Cette métal isotrope s'écrit sous cette forme. Ici, les coefficients de conductivité thermique est une quantité scalaire voulue entropie du métal. Il est donné par cette relation. Il est alors fonction de coefficients phénoménologiques du milieu. De plus, les coefficients phénoménologiques sont de scalaires. Müller se propage du métal. Ensuite, nous utiliserons la loi de Folliet pour un métal isotrope afin de délivrer l'équation de la chaleur. D'abord, nous remarquons que les électrons de conduction sont immobile dans le référentiel du métal. Ceci signifie que la vitesse du métal ainsi que la vitesse des électrons sont nulles dans le référentiel du métal. Ceci implique que la densité de courant des électrons gis est égale à zéro. Nous considérons maintenant l'équation pour la densité de courant de chaleur et nous produisons l'expression pour la densité de courant d'entropie s que nous avons délivrée quand nous avons réalisé le bilan énergétique local d'un milieu continu.

Notes

Summary



3m 18s

Diffusion thermique et chimique

- Soit un métal isotrope au repos contenant des électrons de conduction.
- Les électrons sont considérés comme une substance e de charge q_e .
- Loi de Fourier : $j_Q = -\kappa \nabla T$ avec $\kappa \equiv T \frac{L_{ss} L_{ee} - L_{se}^2}{L_{ee}}$.
- Application : équation de la chaleur
 - Les électrons de conduction sont immobiles dans le référentiel du métal : $v = v_e = 0 \Rightarrow j_e = 0$.
 - $j_Q = T j_s = j_u - (\mu_e + q_e \varphi) j_e^0 \Rightarrow j_Q = j_u$.
 - L'équation de continuité d'énergie interne se réduit à : $\dot{u} = -\nabla \cdot j_u = -\nabla \cdot j_Q \Rightarrow \dot{u} = \nabla \cdot (\kappa \nabla T)$
 - A densité de masse constante : $du = c_M(T) dT \Rightarrow \dot{u} = c_M \dot{T}$.

Thermodynamique

Notes

Ceci nous fournit cette expression pour la densité de courant de chaleur. Maintenant, nous remarquons qu'étant donné que la densité de courant des électrons est nulle, alors la densité de courant des électrons y est égale à la densité de courant d'énergie interne. J'ai eu. Nous considérons maintenant l'équation de continuité pour l'énergie interne. Étant donné que le milieu est rigide, alors l'étincelle de déformation est nulle. Ceci signifie qu'il n'y a pas de densité des sources pour l'énergie interne. Alors l'équation de continuité pour l'énergie intègre s'est réduit à cette expression. Maintenant, nous pouvons y introduire cette équation. Ceci nous fournit cette expression. Ensuite, nous introduisons la loi de fouillait dans la divergence. Finalement, nous obtenons une relation pour la dérivée matérielle de la densité d'énergie interne. Nous remarquons qu'à densité de masse constante, la densité d'énergie est à une fonction seulement de température. Nous avons alors cette relation. Le paramètre CN qui apparaissent dans cette relation est identifié comme la chaleur spécifique du métal. Si nous divisons les deux côtés de cette équation par des t , nous arrivons à une relation entre le dérivée matérielle de la densité d'énergie interne et de la température.

Summary



4m 37s

Diffusion thermique et chimique

- Soit un métal isotrope au repos contenant des électrons de conduction.
- Les électrons sont considérés comme une substance e de charge q_e .
- Loi de Fourier : $j_Q = -\kappa \nabla T$ avec $\kappa \equiv T \frac{L_{ss} L_{ee} - L_{se}^2}{L_{ee}}$.
- Application : équation de la chaleur
 - Les électrons de conduction sont immobiles dans le référentiel du métal : $v = v_e = 0 \Rightarrow j_e = 0$.
 - $j_Q = T j_s = j_u - (\mu_e + q_e \varphi) j_e^0 \Rightarrow j_Q = j_u$.
 - L'équation de continuité d'énergie interne se réduit à: $\dot{u} = -\nabla \cdot j_u = -\nabla \cdot j_Q \Rightarrow \dot{u} = \nabla \cdot (\kappa \nabla T)$
 - A densité de masse constante : $du = c_M(T) dT \Rightarrow \dot{u} = c_M \dot{T}$. $v = 0 \Rightarrow \dot{u} = \frac{\partial u}{\partial t} = c_M \frac{\partial T}{\partial t}$.
 - Nous arrivons alors à : $c_M \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (\kappa \nabla T)$.
 - Si κ est constante, la dernière relation se réduit à l'équation de la chaleur :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \nabla^2 T, \quad \lambda = \kappa / c_M. \quad (15)$$

Thermodynamique

Mais étant donné que la vitesse du milieu est zéro, alors ces dérivées matérielles se réduisent aux dérivées matérielles par rapport au temps. Nous arrivons ainsi dans cette équation. La prochaine étape est de combiner ces relations pour la dérivée matérielle de la densité d'énergie interne. Nous arrivons alors à cette équation. Il y a certains cas. Par exemple quand les variations de température sont modérées ou les coefficients de conductivité thermique, ça peut être considéré comme constante. Dans ces cas, le coefficient de conductivité thermique peut sortir de la divergence. Nous aurons alors le coefficient de conductivité thermique multiplié par la divergence du gradient de température, c'est à dire par la laplacien de température. Si K est constante, la dernière, elle se réduit alors à l'équation de la chaleur. Voilà l'équation des salaires qui est une équations aux dérivées partielles pour la température. Les coefficients lambda qui apparaissent dans cette relation est défini comme le rapport entre les coefficients de conductivité thermique K et la chaleur spécifique du métal.

Notes

Summary



6m 09s

Diffusion chimique

- Nous considérons une substance A électriquement neutre: $q_A = 0$.
- La substance est dissoute dans un fluide non-réactif et électriquement neutre.
- Nous supposons des conditions isothermes et isobares : $T = cte.$, $p = cte.$
- La deuxième relation phénoménologique résulte en la loi de Fick:

$$\mathbf{j}_A = -\mathbf{F}_A \cdot \nabla \mu_A, \quad \mathbf{F}_A \equiv \mathbf{L}_{AA}. \quad (16)$$

- \mathbf{F}_A : tenseur de diffusion chimique.
- Pour un milieu isotrope : $\mathbf{F}_A = F_A \mathbb{I}$

$$\mathbf{j}_A = -F_A \cdot \nabla \mu_A. \quad (17)$$

Thermodynamique

Il s'appelle coefficient de diffusion thermique et nous continuons avec le phénomène de diffusion chimique. Nous considérons une substance à qui électriquement une autre. Étant donné que la substance est électriquement une autre, alors sa charge électrique est nulle. La substance est dissoute dans un fluide non réactif électriquement, une autre. De plus, nous supposons des conditions au niveau terme isobare, c'est à dire qui est constante et constante. La deuxième relation phénoménologique résulte directement à la loi de fixe. Voilà la loi de Fick qui exprime le phénomène de la diffusion chimique. Cette coefficient f qui apparaît dans la loi de physique est égal au coefficient phénoménologique l a. Étant donné que le milieu est en général anisotrope. Le coefficient f a est un tenseur. Il s'appelle transfert de diffusion chimique. Pour Émilie Isotrope, le tenseur de diffusion chimique est donné par cette expression, c'est à dire qu'elle est en phase de diffusion chimique, s'exprime comme le produit entre une quantité scalaire F_1 et la matrice identité. Alors dans le cas d'un milieu isotrope. La loi de Fick s'écrit sous la forme suivante.

Notes

Summary



L'équation de la diffusion

- Nous considérons une substance A isotrope, électriquement neutre et dissoute dans un fluide.
- Le fluide est isotrope, non-réactif, non-visqueux et électriquement neutre: $\mathbf{j}_A = -F_A \cdot \nabla \mu_A$.
- A température et pression constantes : $\mu_A = \mu_A(n_A) \implies \nabla \mu_A = \frac{d\mu_A}{dn_A} \nabla n_A$.
- La loi de Fick s'écrit alors sous la forme:

$$\mathbf{j}_A = -D \cdot \nabla n_A, \quad D \equiv F_A \frac{d\mu_A}{dn_A}. \quad (18)$$

- Equation de continuité pour la substance chimique A dans le référentiel du fluide:

$$\frac{\partial n_A}{\partial t} = \nabla \cdot \mathbf{j}_A. \quad (19)$$

Thermodynamique

Maintenant, nous utiliserons la loi des faits pour un milieu isotrope afin de dériver l'équation de la diffusion. Nous considérons une substance a isotrope électriquement, une autre est dissoute dans un fluide. Le fluide est son propre non réactif non musculaire. Voilà. La loi des fixe pour cette milieu. Nous remarquons que le coefficient f a. Ici, le coefficient de la diffusion chimique est un scalaire. Puisque le milieu est isotrope. De plus, nous remarquons qu'à température et pression constante, le potentiel chimique de la substance a est fonction seulement de la densité de la substance A . Nous avons alors une fonction de CT. Cette fonction nous permet d'obtenir une relation entre. Le gradient du potentiel chimique de la substance a est la le gradient de la densité de la substance a . Maintenant, nous pouvons introduire cette relation par la loi de la loi des fixe crée alors sous la forme suivante les coefficients deux qui apparaissent dans la loi. Le fixe est donné par cette expression. Maintenant, nous considérons l'équation de continuité pour la substance chimique a dans le référentiel du fluide. Voilà l'équation de continuité pour la substance chimique.

Notes

Summary



8m 41s

L'équation de la diffusion

- Nous considérons une substance A isotrope, électriquement neutre et dissoute dans un fluide.
- Le fluide est isotrope, non-réactif, non-visqueux et électriquement neutre: $\mathbf{j}_A = -F_A \cdot \nabla \mu_A$.
- A température et pression constantes : $\mu_A = \mu_A(n_A) \Rightarrow \nabla \mu_A = \frac{d\mu_A}{dn_A} \nabla n_A$.
- La loi de Fick s'écrit alors sous la forme:

$$\mathbf{j}_A = -D \cdot \nabla n_A, \quad D \equiv F_A \frac{d\mu_A}{dn_A}. \quad (18)$$

- Equation de continuité pour la substance chimique A dans le référentiel du fluide:

$$\frac{\partial n_A}{\partial t} = \nabla \cdot \mathbf{j}_A. \quad (19)$$

- La combinaison de deux dernières relations donne l'équation de la diffusion :

$$\frac{\partial n_A}{\partial t} = D \nabla^2 n_A. \quad (20)$$

Thermodynamique

Nous remarquons l'absence de charge pour la substance chimique à vu l'absence de réaction chimique. De plus, du côté gauche de cette équation, nous n'avons que la dérivée partielle de la densité de la substance A par rapport au temps, vu que la vitesse du milieu est nulle dans le référentiel du milieu. Alors la combinaison de deux dernières révélations. Donc l'équation de la diffusion. Voilà l'équation de la diffusion. Qui dit équations aux dérivées partielles pour la densité de la substance chimique à. Nous remarquons que cette équation a exactement la même structure avec l'équation de la chaleur.

Notes

Summary



Diffusion thermo-chimique: effet Dufour

- Nous considérons une substance A électriquement neutre et dissoute dans un fluide : $q_A = 0$.
- Le fluide est non-réactif, non-visqueux et électriquement neutre.
- Nous supposons l'absence de courant de matière : $j_A = 0$.
- Densité de courant de chaleur : $j_Q = T j_s$.

$$\begin{cases} j_s = L_{ss} (-\nabla T) + L_{sA} (-\nabla \mu_A - \cancel{q_A} \nabla \varphi) , \\ \cancel{j_A} = L_{sA} (-\nabla T) + L_{AA} (-\nabla \mu_A - \cancel{q_A} \nabla \varphi) , \end{cases}$$

Thermodynamique

Et nous continuons avec le phénomène de diffusion thermo chimique. Nous commençons avec l'effet des fours. Nous considérons les substances à qui est électriquement. Une autre est dissoute dans un fluide étant donné que la substance électriquement est une autre alors que sa charge électrique est nulle. De plus, les fluides non réactifs non musclent optiquement une autre. Finalement, nous supposons l'absence de courant de matière. Alors la densité de courant de la substance à J un est nulle. Nous avons cette inflation pour la densité de courant des salaires ainsi que les relations phénoménologiques binaires entre densité de courant et force généralisée. Pour cet problème, toutes les densités de courant généralisée à toutes les forces généralisées sont de caractère vectoriel. De plus, étant donné que le milieu est en général anisotrope, les coefficients phénoménologiques qui apparaissent dans cette relation sont des tenseurs. Maintenant, nous utilisons le fait que G_{iat} est égal à zéro ainsi que le fait que tout ça est égal à zéro. Pour obtenir, dès la deuxième relation phénoménologique, une relation linéaire entre le gradient de température et les grades du potentiel chimique de la substance à cette relation linéaire des produits.

Notes

Summary



10m 49s

Diffusion thermo-chimique: effet Dufour

- Nous considérons une substance A électriquement neutre et dissoute dans un fluide : $q_A = 0$.
- Le fluide est non-réactif, non-visqueux et électriquement neutre.
- Nous supposons l'absence de courant de matière : $j_A = 0$.
- Densité de courant de chaleur : $j_Q = T j_s$.

$$\begin{cases} j_s = L_{ss} (-\nabla T) + L_{sA} (-\nabla \mu_A - \cancel{q_A \nabla \varphi}) , \\ \cancel{j_A} = L_{sA} (-\nabla T) + L_{AA} (-\nabla \mu_A - \cancel{q_A \nabla \varphi}) , \end{cases}$$

- La combinaison des dernières relations donne :

$$j_Q = -D_A \cdot \nabla \mu_A , \quad D_A \equiv T L_{sA}^{-1} \cdot (L_{sA}^2 - L_{ss} \cdot L_{AA}) , \quad (21)$$

- Cet effet thermo-chimique s'appelle *effet Dufour*.

Thermodynamique

Dans la première relation phénoménologique linéaire, et le résultat peut ensuite être introduit à l'expression pour la densité de courant de chaleur. Alors la combinaison de dernières relations dont cette équation. Cette équation exprime le ferment chimique qui s'appelle effet défaut. Le fait de créer le phénomène d'apparition de courant de chaleur à cause du potentiel chimique des substances. Les coefficients de un qui apparaissent dans cette relation est fonction de coefficients phénoménologiques linéaires et il est donné par cette relation.

Notes

Summary



12m 05s

Diffusion thermo-chimique: effet Soret

- Nous considérons deux substances A et B électriquement neutres et dissoutes dans un fluide.
- Le fluide est isotrope, non-réactif, non-visqueux et électriquement neutre.

$$\begin{cases} \dot{j}_s = -L_{ss}\nabla T - L_{sA}\nabla\mu_A - L_{sB}\nabla\mu_B, \\ \dot{j}_A = -L_{As}\nabla T - L_{AA}\nabla\mu_A - L_{AB}\nabla\mu_B, \\ \dot{j}_B = -L_{Bs}\nabla T - L_{BA}\nabla\mu_A - L_{BB}\nabla\mu_B. \end{cases}$$

- Nous définissons : $\dot{j}_{A+B} \equiv \dot{j}_A + \dot{j}_B$, $\dot{j}_{A-B} \equiv \dot{j}_A - \dot{j}_B$.

$$\begin{cases} \dot{j}_{A+B} = -(L_{As} + L_{Bs})\nabla T - (L_{AA} + L_{BA})\nabla\mu_A - (L_{AB} + L_{BB})\nabla\mu_B, \\ \dot{j}_{A-B} = -(L_{As} - L_{Bs})\nabla T - (L_{AA} - L_{BA})\nabla\mu_A - (L_{AB} - L_{BB})\nabla\mu_B. \end{cases} \quad (22)$$

Thermodynamique

Et nous concluons cette partie du cours avec la présentation de l'effet solaire. Nous considérons deux substances A et B électriquement. Une autre est dissoute dans un fluide. Le fluide est propre, non réactif, non miscible optiquement une autre. Voilà la relation phénoménologique linéaire pour ce milieu. Maintenant, nous allons définir de nouvelles densités de courant généralisées. Plus précisément, nous définissons dit $A+B$ comme la somme de densités de courant de substance A et B , et nous définissons J un moins comme la différence entre les densités de courant de substance a et b . À l'aide des relations phénoménologiques, nous pouvons obtenir cette expression pour les nouvelles densités de courant généralisées.

Notes

Summary



Diffusion thermique et chimique

• Nous définissons : $\mu_0 \equiv \frac{\mu_A + \mu_B}{2}$, $\Delta\mu \equiv \frac{\mu_A - \mu_B}{2}$.

• A l'aide de ces définitions, les relations précédentes donnent :

$$j_{A+B} = -(L_{As} + L_{Bs}) \nabla T - (L_{AA} + L_{BB} + 2L_{AB}) \nabla \mu_0 - (L_{AA} - L_{BB}) \nabla (\Delta\mu),$$

$$j_{A-B} = -(L_{As} - L_{Bs}) \nabla T - (L_{AA} - L_{BB}) \nabla \mu_0 - (L_{AA} + L_{BB} - 2L_{AB}) \nabla (\Delta\mu).$$

• A l'état d'équilibre : $j_{A+B} = 0$, $j_{A-B} = 0$.

• Les quatre dernières relations se réduisent à

$$\nabla (\Delta\mu) = -S \nabla T. \quad (23)$$

$$S \equiv \frac{1}{2} \frac{L_{AB}(L_{As} - L_{Bs}) + L_{As}L_{BB} - L_{Bs}L_{AA}}{L_{AA}L_{BB} - L_{AB}^2}.$$

• Cet effet thermo-chimique s'appelle *effet Soret* ou *thermophorèse*. Il est le réciproque de l'effet Dufour.

Thermodynamique

De plus, nous définissons nous zéro comme le moyen de potentiel chimique de deux substances A et B, et nous définissons delta mew comme la moitié de la différence entre le potentiel chimique des substances A et B. À l'aide de cette définition. La relation précédente pour les nouvelles densités de courant analysées peuvent s'inscrire sous cette forme. Mais maintenant nous remarquons que à l'état d'équilibre J app Elizabeth est nul et j en moins est nul. Maintenant nous pouvons combiner cette quatre équation. En fait, les quatre dernières relations se réduisent à cette expression. Les coefficients s qui apparaissent dans cette équation est fonction des coefficients phénoménologiques du milieu. Étant donné que le milieu a, les coefficients phénoménologiques sont des scalaires et les coefficients est des scalaires. Cet coefficient S est donné par cette expression. Cette relation exprime l'effet thermo chimique qui s'appelle effet soret ou thermoformage. Le fait Soret décrit le phénomène d'apparition de différence entre le potentiel chimique de deux substances à cause de glace de température. Cet effet est le réciproque de l'effet du four.

Notes

Summary



Diffusion thermique et chimique



Thermodynamique

Nous sommes aussi arrivés à la fin de cette partie de thermodynamique. Dans la prochaine présentation, nous examinerons des effets thermoélectriques.

Notes

Summary



15m 02s