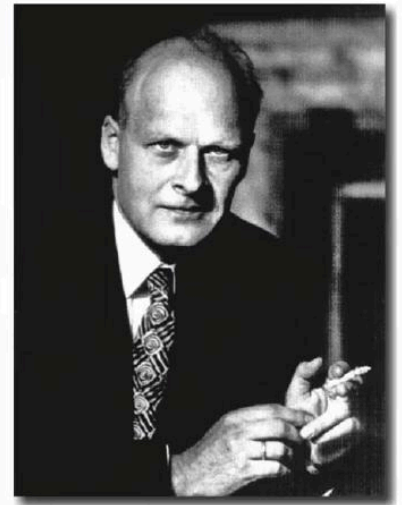


# Thermodynamique

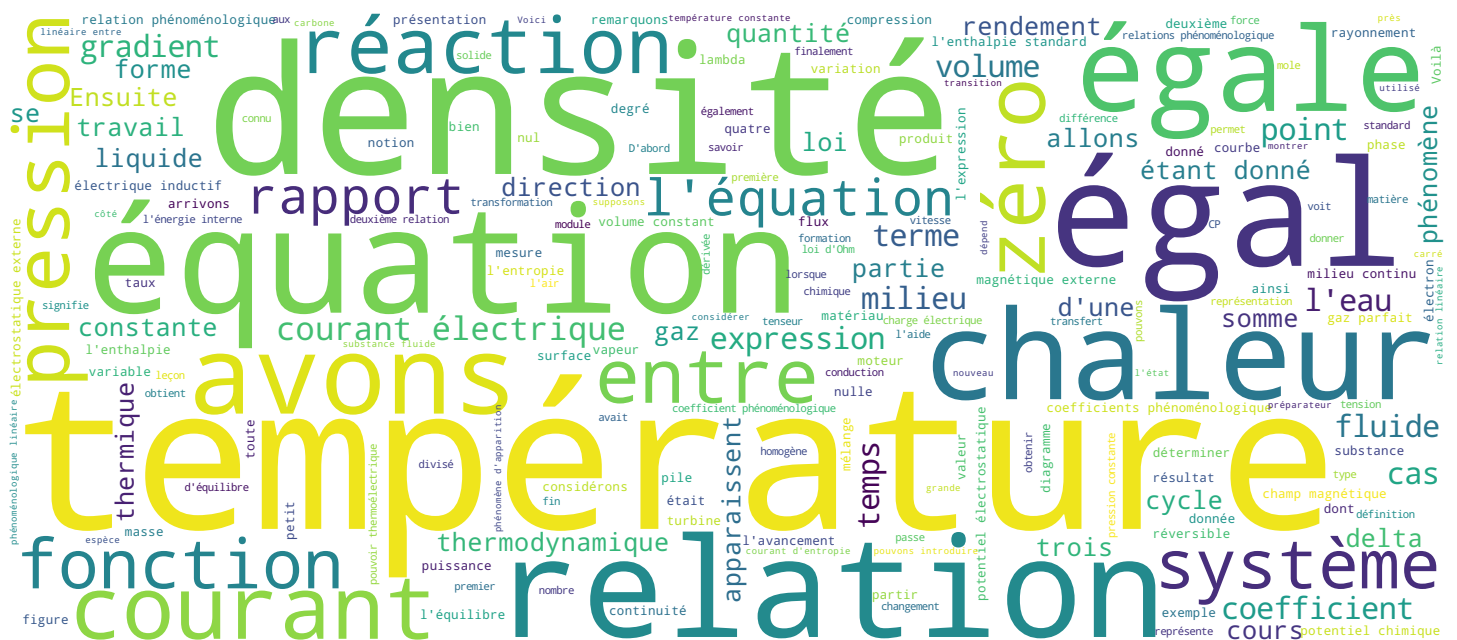
## Effets thermo-électriques



Prof. Miltiadis Papalexandris



Lars Onsager



## Search MOOC



## Video



# Effets thermo-électriques



- Loi d'Ohm et effet Hall
- Effet Ettingshausen et résistivité adiabatique
- Effet Seebeck et effet Nernst
- Effet Joule et effet Thompson
- Effet Peltier

Thermodynamique

Bonjour et bienvenue aux cours de thermodynamique. Dans cette partie du cours, nous examinerons deux effets thermoélectriques. La structure de notre présentation est la suivante. D'abord, nous présenterons la loi d'Ohm et l'effet Hall. Ensuite, nous présenterons le fait l'extérieur et nous étudierons la notion de la résistivité adiabatique. Ensuite, nous examinerons les effets Seebeck NR ainsi que les effets Jule Thomson. Nous concluons cette partie du cours avec la présentation de l'effet Peltier.

Notes

Summary



0m 04s

# Effets thermo-électriques

## Loi d'Ohm – effet Hall

- Nous considérons un fluide  $A$  homogène ( $\nabla\mu_A = 0$ ) et non-visqueux.
- Nous supposons que la température est uniforme :  $\nabla T = 0$ .
- Compte tenu de  $\dot{j}_q = q_A \dot{j}_A$ , la deuxième relation phénoménologique donne :

$$\dot{j}_q = -\sigma \cdot \nabla\varphi, \quad \sigma \equiv q_A^2 L_{AA}. \quad (25)$$

Thermodynamique

D'abord nous rappelant les équations que nous avons déjà racontées dans des leçons précédentes et que nous utiliserons dans cette présentation aussi. Nous avons d'abord la relation pour la densité de courant de chaleur vécue, ainsi que les relations phénoménologique linéaires entre densité de courant, effort généralisée et vectorielle. De plus, nous avons les relations de réciprocity de guerre entre les coefficients phénoménologiques qui apparaissent dans cette relation phénoménologique. Commençons avec la loi d'Ohm est l'effet hall. Nous considérons un fluide  $A$ . Homogène et non puisque étant donné que le fluide est homogène, alors le gradient de son potentiel chimique est nul. De plus, nous supposons que la température est uniforme. Nous supposons alors des conditions au niveau terme. Ceci signifie que le gradient de la température est nul compte tenu de la relation linéaire entre la densité de courant, le côté conducteur zito et la densité de courant de la substance.  $A$ . La deuxième relation phénoménologique donne directement. Cette relation. Les coefficients sigma qui apparaissent dans cette notion est fonction du coefficient phénoménologique  $L_{AA}$ , étant donné que notre milieu est en général anisotrope.

Notes

Summary



0m 38s

# Effets thermo-électriques

## Loi d'Ohm – effet Hall

- Nous considérons un fluide  $A$  homogène ( $\nabla\mu_A = 0$ ) et non-visqueux.
- Nous supposons que la température est uniforme :  $\nabla T = 0$ .
- Compte tenu de  $\mathbf{j}_q = q_A \mathbf{j}_A$ , la deuxième relation phénoménologique donne :

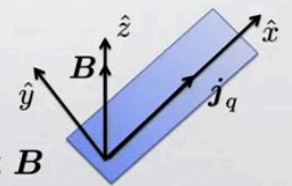
$$\mathbf{j}_q = -\boldsymbol{\sigma} \cdot \nabla\varphi, \quad \boldsymbol{\sigma} \equiv q_A^2 \mathbf{L}_{AA}. \quad (25)$$

- $\boldsymbol{\sigma}$  : tenseur de conductivité électrique.

$$\nabla\varphi = -\boldsymbol{\rho} \cdot \mathbf{j}_q.$$

- $\boldsymbol{\rho} = \boldsymbol{\sigma}^{-1}$  : tenseur de résistivité électrique *isotherme*.
- Les termes diagonaux du tenseur généralisent la *loi d'Ohm*.
- Les termes hors diagonale sont associés à l'*effet Hall*:

$$\nabla\varphi \propto -\mathbf{j}_q \times \mathbf{B}$$



Thermodynamique

Les coefficients phénoménologiques  $L$  ainsi que le coefficient  $\sigma$  sont des tenseurs.  $\sigma$  s'appelle conductivité électrique. Maintenant, nous pouvons convertir cette relation pour exprimer le gradient du potentiel électrostatique externe en fonction de la densité de courant électrique inductif  $\mathbf{j}_q$ . Nous arrivons alors à cette expression. Les coefficients  $\rho$  qui apparaissent dans cette expression est l'inverse du tenseur  $\sigma$ . Il s'appelle tenseur des résistivités électriques. Il opère. Le terme diagonal, dit *isotherme*, généralise la loi d'Ohm. D'ailleurs, le terme diagonal décrit un autre phénomène. Ils décrivent le phénomène de l'apparition du potentiel électrostatique externe à cause d'un courant électrique inductif, mais aux directions normale à la direction du courant électrique conductive en présence de champ magnétique externe. Ce phénomène est connu sous le nom d'effet Hall, alors le terme hors diagonal est associé à l'effet Hall. Nous voyons dans cette figure la représentation de cet effet. Un courant électrique inductif dans la direction  $X$  avec un champ magnétique externe dans la direction  $Z$  induit, en gradient du potentiel électrostatique externe dans la direction  $Y$ .

Notes

Summary



1m 57s

# Effets thermo-électriques

## Effet Ettingshausen – resistivité adiabatique

- Soit un fluide  $A$  homogène ( $\nabla \mu_A = 0$ ) et non-visqueux.
- La charge électrique du fluide est  $q_A$ .
- Nous supposons l'absence de courant de chaleur :  $j_Q = 0$ .

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

- Compte tenu de  $j_q = q_A j_A$ , la deuxième relation phénoménologique donne :

Thermodynamique

Nous continuons avec l'effet Ettingshausen et la résistivité adiabatique. Soit est fluide à homogènes ? Non, puisque étant donné que le fluide est homogène, alors le gradient de son potentiel chimique est nul. La charge électrique du fluide est notée par  $Q$  à. De plus, nous supposons l'absence de courant de salaires cette année, que nous supposons des conditions adiabatique. Ceci signifie que la densité de courant de chaleur est nulle. Voilà les relations phénoménologique linéaires pour cette milieu. Ici, étant donné que le milieu est en général anisotrope, les coefficients phénoménologiques sont des tensions. Maintenant, étant donné que la densité de courant de l'air est nulle, alors la densité de courant d'entropie est nulle si. De plus, nous pouvons utiliser le fait que les ingrédients du potentiel chimique de la substance fluide à est nul pour obtenir de la première relation phénoménologique une relation linéaire entre le gradient de température et le gagnant du potentiel orthostatique externe. Cette relation introduit dans la deuxième relation phénoménologique linéaire. Mais compte tenu de la relation linéaire entre la densité de conducteurs et la densité du courant de la substance fluide à la deuxième relation phénoménologique, nous dans cette résultats.

Notes

Summary

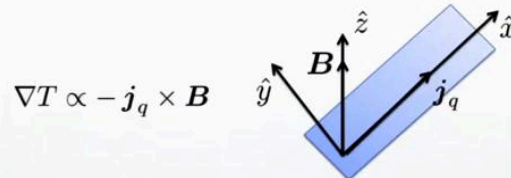


3m 26s



$$\nabla T = -E \cdot \mathbf{j}_q, \quad E \equiv \frac{1}{q_A} (L_{sA}^2 - L_{AA} \cdot L_{ss})^{-1} \cdot L_{sA}. \quad (26)$$

- Les termes hors diagonale sont associés à l'effet *Ettingshausen*:



- De la première relation phénoménologique, nous déduisons aussi que

$$\nabla \varphi = -\rho_{ad} \cdot \mathbf{j}_q, \quad \rho_{ad} \equiv \frac{1}{q_A^2} (L_{AA} \cdot L_{ss} - L_{sA}^2)^{-1} \cdot L_{ss}. \quad (27)$$

- $\rho_{ad}$ : tenseur de *résistivité adiabatique*.

Thermodynamique

Ici les coefficients qui apparaissent dans cette relation est fonction des coefficients phénoménologiques et il est donné par cette relation. Étant donné que le coefficient phénoménologique en est assez, alors était tenseur au si le terme diagonale de cette r. Décrit le phénomène d'apparition de gradient de température à cause d'un courant électrique inductif aux directions normales à la direction du courant électrique inductif. En présence d'un champ magnétique externe. Ce phénomène est connu sous le nom est fait est alors le terme ordre diagonale soit associé à l'effet est dont la représentation est donnée dans cette figure. Un courant électrique inductif dans la direction X avec un champ magnétique externe dans la direction Z induit un gradient de température dans la direction I. Maintenant. Nous pouvons introduire cette équation dans la première évaluation phénoménologique lors de la première évaluation phénoménologique. Nous déduisons aussi que le gagnant du potentiel électrostatique externe est proportionnel à la densité de courant électrique inductif. Les coefficients qui apparaissent dans cette relation est fonction de coefficients phénoménologiques et il est donné par cette relation. Étant donné que le coefficient phénoménologique du milieu sont des transferts, alors le coefficient  $\rho_{ad}$  a été tenseur. Il s'appelle tenseur des résistivité adiabatique.

Notes

Summary



4m 55s

# Effets thermo-électriques

## Effet Seebeck et effet Nernst

- Soit un fluide  $A$  homogène ( $\nabla\mu_A = 0$ ), non-visqueux et de charge électrique  $q_A$ .
- Nous supposons l'absence de courant de matière :  $j_A = 0$ .
- La deuxième relation phénoménologique donne :

$$\nabla\varphi = -\epsilon \cdot \nabla T, \quad \epsilon \equiv \frac{1}{q_A} L_{AA}^{-1} \cdot L_{sA}. \quad (28)$$

- Les termes diagonaux représentent l'*effet Seebeck*.

Thermodynamique

Nous continuons avec les effets Seebeck à Neste. Soit un fluide homogène non chargé de charge électrique qui soit. Étant donné que le fluide est homogène, alors le gradient de son potentiel chimique est nul. De plus, nous supposons l'absence de courant de matière. Ceci signifie que la densité de courant de la substance fluide  $A$  est nulle. La deuxième relation phénoménologique dans directement cette équation. Cette équation exprime le phénomène d'apparition. Du gradient de potentiel électrique externe. À cause d'ingrédients de températures. Les coefficients epsilon qui apparaissent dans cette relation est fonction des coefficients phénoménologiques du milieu et il est donné par cette équation. Étant donné qu'en général le milieu est anisotrope, alors le coefficient phénoménologique ainsi que les coefficients epsilon sont des tenseurs. Les termes diagonaux de cet ancêtre présentent le fait Seebeck. Il est intéressant de mentionner que le fonctionnement de thermocouples que nous utilisons pour mesurer la température est basé sur l'effet Seebeck. D'ailleurs, le terme diagonale de sept ans ser epsilon décrivant un autre phénomène.

Notes

Summary



6m 30s

# Effets thermo-électriques

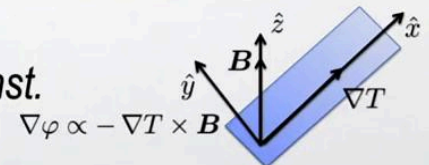
## Effet Seebeck et effet Nernst

- Soit un fluide  $A$  homogène ( $\nabla\mu_A = 0$ ), non-visqueux et de charge électrique  $q_A$ .
- Nous supposons l'absence de courant de matière :  $j_A = 0$ .
- La deuxième relation phénoménologique donne :

$$\nabla\varphi = -\varepsilon \cdot \nabla T, \quad \varepsilon \equiv \frac{1}{q_A} L_{AA}^{-1} \cdot L_{sA}. \quad (28)$$

- Les termes diagonaux représentent l'effet Seebeck.
- Les termes hors diagonale sont associés à l'effet Nernst.
- Pour un métal isotrope :

$$\nabla\varphi = -\varepsilon \cdot \nabla T, \quad \varepsilon \equiv \frac{L_{se}}{q_A L_{ee}}. \quad (29)$$



Thermodynamique

Ils décrivent le phénomène d'apparition de glace ayant du potentiel électrostatique externe à cause de la gamme de température aux directions normales à la direction du gradient de température en présence d'un champ magnétique externe. Ce phénomène est connu sous le nom effets next, alors le terme hors diagonale soit associé à l'effet next. Nous voyons dans cette figure la représentation de l'effet burst. Un gradient de température dans la direction X avec un champ magnétique externe dans la direction Z induit. Ingrédient du potentiel électrostatique externe dans la direction. Nous remarquons que pour le métal isotrope, cette relation peut s'inscrire sous cette forme. Ici, vu son tropisme du milieu, le coefficient epsilon se réduit en une quantité scalaire. Cette quantité scalaire est donnée par cette expression. Elle s'appelle pouvoir thermoélectrique deux électrons.

Notes

Summary





## Effet Joule et Effet Thompson

- Soit un métal isotrope contenant des électrons de conduction.
- Les électrons sont considérés comme une substance  $e$  de charge  $q_e$ .
- Les relations phénoménologiques sont ré-écrites en terme de  $\kappa$ ,  $\sigma$ ,  $\varepsilon$ :

$$\left\{ \begin{array}{l} j_s = - \left( \frac{\kappa}{T} + \sigma \varepsilon^2 \right) \nabla T - \frac{\sigma \varepsilon}{q_e} \nabla (\mu_e + q_e \varphi), \\ j_e = - \frac{\sigma \varepsilon}{q_e} \nabla T - \frac{\sigma}{q_e^2} \nabla (\mu_e + q_e \varphi). \end{array} \right\} \Rightarrow j_s = - \frac{\kappa}{T} \nabla T + \varepsilon q_e j_e. \quad (30)$$

$$\left. \begin{array}{l} j_Q = T j_s \\ j_q = q_e j_e \end{array} \right\} \xrightarrow{(30)} j_Q = - \frac{\kappa}{T} \nabla T + T \varepsilon j_q. \quad (31)$$

Thermodynamique

Nous passons maintenant aux effets. Jules S. Thomson. Soit un métal isotrope contenant des électrons de conduction. Les électrons de conduction sont considérés comme une substance à décharge électrique. Nous remarquons que les relations phénoménologiques peuvent être écrites en termes du coefficient de conductivité thermique  $K$ , du coefficient de conductivité électrique  $\sigma$ , du pouvoir thermoélectrique des électrons  $\varepsilon$ . Et voilà les relations phénoménologiques écrites en termes de ces trois coefficients. Maintenant, nous pouvons combiner ces deux relations pour obtenir cette expression pour la densité de courant d'entropie. Maintenant, nous pouvons utiliser cette relation pour la densité de courant de chaleur ainsi que cette relation pour la densité de courant électrique. Nous pouvons introduire ces deux relations dans cette équation, ce qui nous donne cette expression pour la densité de courant de chaleur.

Notes

Summary



8m 56s

- En régime stationnaire, l'équation de continuité de charge électrique se réduit à :

$$\nabla \cdot \mathbf{j}_q = 0. \quad (32)$$

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{j}_s &= \frac{1}{T} \left( \mathbf{j}_u - \sum_{A=1}^r (\mu_A + q_A \varphi) \mathbf{j}_e \right) \\ \mathbf{j}_Q &= T \mathbf{j}_s \\ \mathbf{j}_q &= q_e \mathbf{j}_e \end{aligned} \right\} \xrightarrow{\nabla \cdot} \nabla \cdot \mathbf{j}_u = \nabla \cdot \mathbf{j}_Q + \frac{1}{q_e} \mathbf{j}_q \cdot \nabla (\mu_e + q_e \varphi). \quad (33)$$

- La combinaison des trois derniers résultats donne l'équation suivante :

$$\nabla \cdot \mathbf{j}_u = -\kappa \nabla^2 T + T \mathbf{j}_q \cdot \nabla \varepsilon - \frac{\mathbf{j}_q^2}{\sigma}. \quad (34)$$

Thermodynamique

Maintenant, nous remarquons qu'un régime stationnaire, l'équation de continuité de charge électrique s'est réduite à cette équation. Ensuite, nous établissons l'expression pour la densité de courant d'entropie et nous avons dérivé quand nous avons réalisé le bilan énergétique local d'un milieu continu. Nous introduisons aussi cette expression pour la densité de courant de Calexico, ainsi que cette expression pour la densité de courant électrique conductive. Nous pouvons introduire cette relation. Dans cette équation et ensuite nous pouvons prendre la divergence du résultat. Alors nous arrivons à cette équation pour la divergence de la densité d'énergie interne. Maintenant, nous pouvons combiner cette équation. Cette équation ainsi que l'équation que nous avons précédemment pour la densité de courant de chaleur. La combinaison des trois derniers résultats dans l'équation suivante. Nous remarquons que dans cette aire, du côté droite de cette équation, nous avons la laplacien de température. Mais nous observons que la laplacien de température apparaît aussi dans l'équation de la chaleur.

Notes

Summary



# Effets thermo-électriques

- Equation de la chaleur en régime stationnaire:

$$c_p \frac{\partial T}{\partial t} = -\kappa \nabla^2 T \implies \nabla^2 T = 0. \quad \text{0 (régime stationnaire)}$$

- Dans un milieu homogène, le pouvoir thermo-électrique ne dépend que de la température :

$$\varepsilon = \varepsilon(T) \implies \nabla \varepsilon = \frac{d\varepsilon}{dT} \nabla T.$$

- Introduisons les deux dernières relations à l'équation précédente pour  $j_u$  :

$$\nabla \cdot j_u = \tau j_q \cdot \nabla T - \frac{j_q^2}{\sigma} \quad (35)$$

effet Thompson
effet Joule

- $\tau \equiv T \frac{d\varepsilon}{dT}$  : coefficient Thompson.

Thermodynamique

Nous considérons maintenant l'équation de la chaleur d'équation de la chaleur. Nous remarquons qu'elle résume stationnaires ces termes des côtés gauches de cette équation, et non plus. Comme résumé stationnaire, la dérivée partielle de température par rapport au temps est nulle. Ceci implique que, en régime stationnaire, la laplacien de température est nul aussi d'ailleurs. Dans un milieu homogène, le pouvoir thermoélectrique des électrons ne dépend que de la température. Nous avons alors une équation de ce type. Cette équation nous permet d'exprimer le gagnant du pouvoir thermoélectrique des électrons en termes du cadre de température. Maintenant, nous y traduisons le de la dernière relation, c'est à dire cette relation et cette relation à l'équation précédente pour la densité de courant d'énergie interne. Nous arrivons alors à cette équation. Le premier terme du côté droit de cette équation exprime le fait Thomson. Le fait Thomson décrit la densité de puissance, le mix généré par une densité de courant électrique traversant et de la descente de température. Les coefficients tau qui apparaissent dans cette terme est donné par cette relation. Ils s'appellent coefficient de Thomson. Finalement, le deuxième terme du côté droite de cette équation exprime l'effet Joule.

Notes

Summary



## Effet Peltier

- Soit une jonction entre deux métaux isotropes  $A$  et  $B$  parcourus par un courant électrique,  $j_q$ .
- La jonction est à température uniforme :  $\nabla T = 0$ .
- La relation :  $j_Q = -\frac{\kappa}{T} \nabla T + T \varepsilon j_q$ , donne :

$$j_Q^A = T \varepsilon_A j_q^A,$$

$$j_Q^B = T \varepsilon_B j_q^B.$$

- A travers la jonction :  $j_q = j_q^A = j_q^B$ .

$$j_Q^B - j_Q^A = \pi_{AB} j_q, \quad \pi_{AB} \equiv T (\varepsilon_B - \varepsilon_A), \quad (36)$$

- $\pi_{AB}$  : coefficient Peltier.

Thermodynamique

Le fait Joule décrit la densité de puissance thermique générée par une densité de courant électrique à température constante et nous concluons cette partie du cours avec la présentation de l'effet Peltier, soit des jonctions entre deux métaux isotropes A et B parcourues par un courant électrique. Si tout. La jonction est maintenue à température uniforme, alors nous avons grimpé est égal à zéro. De plus, la relation ou la densité de courant de sol exigüé que nous avons dérivée précédemment nous donne cette expression pour la densité de courant de salaires dans le DOM étant finalement à travers la jonction, les densités de courant électrique conductive pour le DM étant sont égales. Maintenant, nous pouvons être ces cette équations et à l'aide de cette équation, nous arrivons à cette résultat. Cette résultat exprime l'effet Peltier. Le fait Peltier est de plus le bilan thermique des jonctions entre deux matériaux A et B différentes parcourues par un courant électrique dont la densité est égale à zéro. Les coefficients qui apparaissent dans cette relation est donné par cette équation. Il s'appelle coefficient Peltier.

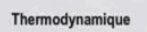
Notes

Summary



12m 48s

**UCL**  
Université  
catholique  
de Louvain



- Notes

[illegible]

Summary



