

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 26 (1953)
Heft: III-IV

Artikel: Remarques au sujet de la phénoménologie des conductibilités électrique et thermique et de son application aux phénomènes magnétogalvaniques et magnétothermiques transversaux
Autor: Jan, J.-P.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-112415>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 20.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Remarques au sujet de la phénoménologie des conductibilités électrique et thermique et de son application aux phénomènes magnétogalvaniques et magnétothermiques transversaux

par J.-P. Jan, Lausanne.

(4 V 1953.)

§ 1. Introduction.

Les conductions électrique et calorifique des milieux naturellement ou artificiellement anisotropes, ainsi que les phénomènes thermoélectriques d'une manière générale, peuvent se manifester de façons diverses et parfois surprenantes au premier abord: existence de champ électrique sans courant électrique ou de courant électrique sans champ électrique, de gradient de température sans courant d'énergie calorifique ou inversement.

La thermodynamique des phénomènes irréversibles ou thermodynamique des états stationnaires permet aujourd'hui de décrire ces phénomènes au moyen de relations simples et générales, dont l'avantage est d'englober une grande variété de cas et d'en prévoir de nouveaux. Elle codifie sous une forme simple beaucoup d'expériences classiques et en suggère de nouvelles. Elle rend d'incalculables services dans tous les cas où il s'agit d'interactions entre des flux de matière (diffusion), d'énergie ou d'électricité.

Le présent mémoire n'a pas pour but une étude de la thermodynamique irréversible, dont il existe actuellement d'excellents ouvrages^{1) 2) 3)} et un nombre considérable de mémoires. Il se propose simplement de décrire quelques phénomènes classiques à la lumière des relations phénoménologiques, et de les relier à quelques-uns des nombreux travaux théoriques et expérimentaux entrepris à l'Université de Lausanne par le professeur PERRIER.

L'anisotropie que va nous occuper est celle provoquée par un champ magnétique dans un milieu primitivement isotrope; les flux sont ceux d'électricité et d'énergie calorifique. Il s'agit donc de thermoélectricité, de phénomènes magnétogalvaniques et magnétothermiques. L'anisotropie due à certaines contraintes mécaniques est envisagée également à titre accessoire.

§ 2. Relations générales.

Les relations générales sont celles de MEIXNER⁴⁾ utilisées dans un précédent mémoire⁵⁾:

$$\left. \begin{aligned} E_i &= \varrho_{ik} j_k + \varepsilon_{ik} G_k + \frac{1}{e} \frac{\partial \xi}{\partial x_i}, \\ w_i &= -\pi_{ik} j_k + \lambda_{ik} G_k + \frac{\xi}{e} j_i, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

relatives à des axes de coordonnées rectangulaires $Ox_1 x_2 x_3$ et où les indices répétés sous-entendent une sommation de 1 à 3. Les grandeurs sont:

$E_i = -\partial\varphi/\partial x_i$: vecteur gradient du potentiel électrostatique φ changé de signe, ou champ électrique de MAXWELL,

$G_i = -\partial T/\partial x_i$: vecteur gradient de température changé de signe,

j_i : vecteur densité de courant électrique,

w_i : vecteur densité de courant d'énergie,

e : charge de l'électron (grandeur négative),

ϱ_{ik} : tenseur de résistivité électrique isotherme,

λ_{ik} : tenseur de conductibilité calorifique en l'absence de courant électrique,

ε_{ik} : tenseur de pouvoir thermoélectrique intrinsèque,

π_{ik} : tenseur Peltier,

ξ : potentiel chimique des électrons.

La notation et même les définitions du champ électrique et de la densité de courant d'énergie peuvent varier d'un auteur à l'autre. Par exemple, en introduisant le potentiel électrochimique

$$A = \xi + e\varphi, \quad (2)$$

le champ

$$E_i^* = -\frac{1}{e} \frac{\partial A}{\partial x_i} = -\frac{1}{e} \frac{\partial \xi}{\partial x_i} + E_i \quad (3)$$

et la densité de courant d'énergie

$$w_i^* = w_i - \frac{\xi}{e} j_i, \quad (4)$$

les équations deviennent simplement

$$\left. \begin{aligned} E_i^* &= \varrho_{ik} j_k + \varepsilon_{ik} G_k, \\ w_i^* &= -\pi_{ik} j_k + \lambda_{ik} G_k. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

C'est là une forme linéaire chère à la thermodynamique des phénomènes irréversibles, mais le champ E_i n'est plus celui de MAXWELL (voir à ce sujet le mémoire de W. J. POPPELBAUM).

Les équations (1) peuvent être modifiées d'une autre manière en admettant que, dans un milieu homogène, la fonction ξ ne dépend que de la température, et présenter également une forme linéaire en j_k et G_k :

$$\left. \begin{aligned} E_i &= \varrho_{ik} j_k + \left(\varepsilon_{ik} - \frac{1}{e} \delta_{ik} \frac{d\xi}{dT} \right) G_k, \\ w_i &= \left(\frac{\xi}{e} \delta_{ik} - \pi_{ik} \right) j_k + \lambda_{ik} G_k, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

où δ_{ik} est nul si $i \neq k$ et vaut 1 si $i = k$.

Du point de vue de la thermodynamique des phénomènes irréversibles, la linéarité de ces équations est une *hypothèse*, d'ailleurs solidement fondée sur l'expérience et sur les théories électro-thermiques⁶⁾⁷⁾. Ces équations permettent de décrire la thermoélectricité et ses lois, les effets THOMSON, PELTIER, JOULE, BRIDGMAN, les effets magnétogalvaniques et magnétothermiques, pour ne citer que ceux-là. Ces applications ont été étudiées entre autres par CALLEN⁸⁾ et MEIXNER⁴⁾, ainsi que par les auteurs des ouvrages cités¹⁾²⁾³⁾.

Les expériences nouvelles que ces relations sont susceptibles de suggérer permettent de vérifier la linéarité, qui n'est pas toujours réalisée en fait et qui n'est qu'une première approximation. Elles permettent également de vérifier les relations de symétrie d'ON-SAGER entre les coefficients des formes linéaires.

§ 3. Présentation élémentaire des relations générales.

Les équations du § 2 peuvent sembler abstraites et purement mathématiques. Elles ne sont que la généralisation de lois simples et très connues.

La *loi d'Ohm* sous forme locale exprime la proportionnalité de la densité de courant au champ électrique qui l'entretient:

$$E = \varrho j \quad (7)$$

dans le cas unidimensionnel. La *loi de Fourier* relative à la conductibilité thermique exprime la proportionnalité de la densité de courant calorifique au gradient de température qui en est la cause:

$$w = \lambda G. \quad (8)$$

Les équations du § 2 expriment le fait que les conductibilités électrique et calorifique ne peuvent se traiter indépendamment l'une de l'autre. L'existence d'interactions entre les flux de chaleur

et d'électricité se manifeste par les phénomènes thermoélectriques et est représentée par des termes supplémentaires dans les équations (7) et (8):

$$\left. \begin{aligned} E &= \varrho j + \varepsilon G + \frac{1}{e} \frac{d\xi}{dx}, \\ w &= -\pi j + \lambda G + \frac{\xi}{e} j. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Fait important et riche de conséquences, les lois d'OHM et de FOURIER (7) et (8) ne sont plus valables sitôt que les phénomènes thermoélectriques ne sont plus négligeables. L'existence d'un champ électrique non accompagné d'un courant électrique est bien connue lorsqu'intervient ce qu'on nomme communément une *force électromotrice*. Cette notion de force électromotrice est souvent une source de confusion. Du point de vue des relations (9), elle consiste à écrire la première équation

$$E + E' = E - \varepsilon G - \frac{1}{e} \frac{d\xi}{dx} = \varrho j \quad (10)$$

où

$$E' = -\varepsilon G - \frac{1}{e} \frac{d\xi}{dx} \quad (11)$$

est le champ électromoteur. L'équation (10) est la loi d'OHM généralisée. En l'absence de courant électrique, le champ électrostatique E équilibre le champ électromoteur E' .

Il est d'autre part possible d'envisager un courant électrique circulant sans différence de potentiel. Sa valeur tirée de (9) est

$$j = -\frac{\varepsilon}{\varrho} G - \frac{1}{e\varrho} \frac{d\xi}{dx} = \left(-\frac{\varepsilon}{\varrho} + \frac{1}{e\varrho} \frac{d\xi}{dT} \right) G \quad (12)$$

si ξ ne dépend que de la température. C'est ce courant que PERRIER⁹⁾¹⁰⁾ nomme *autocourant thermoélectrique* et auquel il attribue une importance particulière pour la compréhension des phénomènes thermoélectriques.

Remarquons que si G et j sont mesurables sans ambiguïté, il n'en est pas de même de E et de w . Le champ électrique peut échapper à la mesure du fait de l'existence d'effets thermoélectriques à l'intérieur des sondes destinées à mesurer une différence de potentiel. Quant à la portion du courant d'énergie proportionnelle au courant électrique, et qui a été utilisée par PERRIER¹¹⁾ pour expliquer les effets THOMSON et PELTIER, ses variations seules sont décelables.

§ 4. Relations générales dans un champ magnétique. Effets magnéto-galvaniques et magnétothermiques transversaux.

Considérons un milieu primitivement isotrope soumis à un champ magnétique dans la direction Ox_3 . Nous nous intéressons uniquement aux phénomènes qui se produisent dans le plan Ox_1x_2 . Les

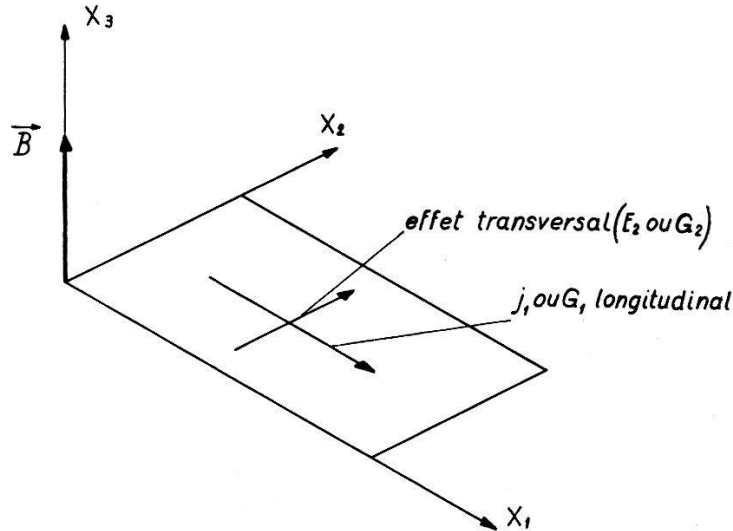


Fig. 1.

Mise en évidence des effets transversaux sur une plaque rectangulaire.

équations (1) prennent la forme signalée dans un précédent mémoire⁵⁾:

$$E_1 = \varrho_{11} j_1 - \varrho_{21} j_2 + \varepsilon_{11} G_1 - \varepsilon_{21} G_2 + \frac{1}{e} \frac{\partial \xi}{\partial x_1}, \quad (13a)$$

$$E_2 = \varrho_{21} j_1 + \varrho_{11} j_2 + \varepsilon_{21} G_1 + \varepsilon_{11} G_2 + \frac{1}{e} \frac{\partial \xi}{\partial x_2}, \quad (13b)$$

$$w_1 = -\pi_{11} j_1 + \pi_{21} j_2 + \lambda_{11} G_1 - \lambda_{21} G_2 + \frac{\xi}{e} j_1, \quad (13c)$$

$$w_2 = -\pi_{21} j_1 - \pi_{11} j_2 + \lambda_{21} G_1 + \lambda_{11} G_2 + \frac{\xi}{e} j_2. \quad (13d)$$

Effet Hall isotherme.

Le dispositif expérimental classique de la plaque rectangulaire perpendiculaire au champ magnétique impose des lignes de courant électrique parallèles à l'axe Ox_1 (Fig. 1). Dans les conditions isothermes et pour un milieu homogène, on a

$$j_1 = j; \quad j_2 = 0; \quad G_1 = G_2 = 0; \quad \frac{\partial \xi}{\partial x_1} = \frac{\partial \xi}{\partial x_2} = 0.$$

L'équation (13 b) donne alors

$$E_2 = \varrho_{21} j = R B j \quad (14)$$

avec

$$R B = \varrho_{21}. \quad (15)$$

Le champ électrique de HALL E_2 , mesurable sous forme d'une différence de potentiel perpendiculaire au courant, est généralement proportionnel à l'induction magnétique B : R est la *constante de Hall*.

Effet Ettingshausen.

Nous imposons un courant de densité j et des conditions *adiabatiques* dans la direction Ox_2 seulement, soit :

$$j_1 = j; \quad j_2 = 0; \quad G_1 = 0; \quad w_2 = 0.$$

L'équation (13 d) donne alors

$$G_2 = \frac{\pi_{21}}{\lambda_{11}} j = P B j \quad (16)$$

avec

$$P B = \frac{\pi_{21}}{\lambda_{11}}. \quad (17)$$

Le gradient de température G_2 est mesurable sous la forme d'une différence de température transversale au courant ou *effet Ettingshausen*: la constante de proportionnalité à l'induction magnétique est désignée par P .

Effet Nernst isotherme.

Nous imposons cette fois un gradient de température longitudinal; il n'y a plus de courant électrique. Les conditions sont supposées isothermes dans la direction Ox_2 :

$$G_1 = G; \quad G_2 = 0; \quad \frac{\partial \xi}{\partial x_2} = 0; \quad j_1 = j_2 = 0.$$

L'*effet Nernst* ou différence de potentiel perpendiculaire au gradient de température est donné par (13 b):

$$E_2 = \varepsilon_{21} G = Q B G \quad (18)$$

avec

$$\varepsilon_{21} = Q B, \quad (19)$$

où Q est la *constante de Nernst*.

Effet Righi-Leduc.

La seule différence entre les conditions actuelles et les précédentes est qu'elles sont adiabatiques dans la direction Ox_2 :

$$w_2 = 0, \quad j_1 = j_2 = 0.$$

Il existe alors un gradient de température transversal donné par (13d):

$$G_2 = -\frac{\lambda_{21}}{\lambda_{11}} G_1 = S B G_1, \quad (20)$$

avec

$$S B = -\frac{\lambda_{21}}{\lambda_{11}}, \quad (21)$$

où S est la constante de RIGHI-LEDUC.

Les quatre constantes P , Q , R et S des quatre effets transversaux sont ainsi reliées de façon très simple à certains coefficients des formules (13).

§ 5. Effets transversaux isothermes et adiabatiques.

Les conditions aux limites imposées par le dispositif expérimental de la fig. 1 (plaque rectangulaire) sont telles qu'aucun courant électrique ou calorifique ne circule transversalement (parallèlement à Ox_2):

$$j_2 = 0, \quad w_2 = 0.$$

La première de ces conditions est évidente. La seconde est très difficile à réaliser expérimentalement. On pourra s'étonner que nous ayons traité au § 4 des effets HALL et NERNST isothermes ($G_2 = 0$). C'est que, même si les conditions adiabatiques sont réalisées, la mesure fournit les coefficients isothermes de ces deux effets, comme l'ont montré KOHLER¹²⁾ pour l'effet NERNST et l'auteur de ce mémoire pour l'effet HALL⁵⁾.

PERRIER¹³⁾¹⁴⁾ a nettement distingué le cas où les courants transversaux sont nuls en vertu des conditions expérimentales de celui, beaucoup moins connu, où les gradients transversaux sont nuls. Il nomme le premier *conditions «o»*, et le second *conditions «f»*.

Un exemple caractéristique des conditions «f» est le cas où l'échantillon étudié a la forme d'une paroi cylindrique. Le champ magnétique est radial, perpendiculaire à la surface du cylindre. En tout point de cette dernière, l'axe Ox_1 est parallèle aux génératrices et

Ox_2 tangent au méridien (fig. 2). Les conditions aux limites imposent dans tous les cas

$$G_2 = 0; \quad E_2 = 0.$$

La condition $G_2 = 0$ est, du point de vue expérimental, beaucoup mieux définie que ne l'était la condition $w_2 = 0$ pour une plaque rectangulaire.

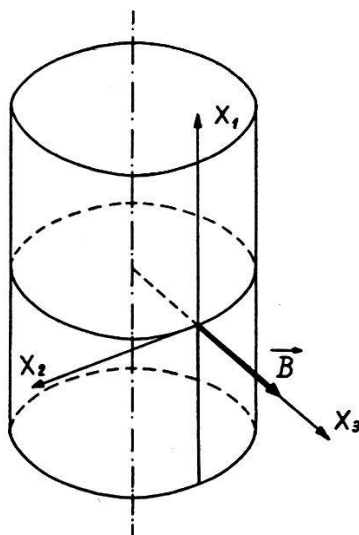


Fig. 2.

Illustration des conditions «f».

Faisons circuler un courant électrique j_1 parallèle aux génératrices et admettons que $G_1 = 0$. Le champ magnétique fait apparaître une composante de courant méridienne (courant de HALL)

$$j_2 = -\frac{e_{21}}{e_{11}} j_1 = -\frac{R B}{e_{11}} j_1. \quad (22)$$

Ce n'est là qu'une autre manifestation de l'effet HALL. Elle a été étudiée sur un disque perpendiculaire au champ magnétique et se nomme alors *effet Corbino* (voir CAMPBELL¹⁵)).

Remplaçons maintenant le courant électrique par un gradient de température $G_1 = G$ ($j_1 = 0$); (13b) donne alors

$$j_2 = -\frac{e_{21}}{e_{11}} G = -\frac{Q B}{e_{11}} G. \quad (23)$$

Il existe ainsi un *courant de Nernst* qui circule selon les méridiens et sans champ électrique. Nous avons affaire au cas intéressant et

étonnant au premier abord d'un milieu siège d'un champ électrique thermoélectrique E_1 et d'un courant électrique j_2 perpendiculaires l'un à l'autre.

Un cas semblable a été étudié expérimentalement par PERRIER et AZAD¹⁶⁾¹⁷⁾¹⁸⁾. Il ne fait pas intervenir de champ magnétique, mais un cylindre de matière ferromagnétique, siège d'un gradient de température longitudinal et soumis à un couple mécanique dont le moment est parallèle à l'axe. L'anisotropie spontanée du pouvoir thermoélectrique intrinsèque des domaines ferromagnétiques (terme ε_{21}) se manifeste alors par l'apparition d'un courant j_2 perpendiculaire au gradient de température et au champ électrique thermoélectrique, courant circulant sans aucune dissipation d'énergie.

De tels phénomènes sont simplement la conséquence de l'anisotropie du milieu et d'un choix judicieux des conditions aux limites, autrement dit du dispositif expérimental.

L'auteur estime que des expériences en conditions «*f*», en particulier sur des échantillons cylindriques, sont utiles et nécessaires. Elles permettent le contrôle de relations telles que (22) et (23), et par là-même sont une vérification expérimentale de la validité des équations de base (1). La mesure de l'effet HALL sur un échantillon cylindrique est du reste en cours d'exécution et sera publiée prochainement par POPPELBAUM.

6. Conclusions.

Les phénomènes magnétogalvaniques et magnétothermiques sont trop souvent envisagés d'un point de vue très limité, en relation étroite avec les dispositifs expérimentaux qui, historiquement, ont permis les premières études et les définitions des coefficients. PERRIERS¹⁹⁾ a abordé le problème d'un point de vue beaucoup plus général, considérant les vecteurs locaux et des dispositifs expérimentaux variés. Ce point de vue est aujourd'hui adopté par les théoriciens, et l'auteur le considère comme indispensable aux expérimentateurs désireux de grouper tous ces phénomènes dans un cadre unique et simple. Les équations (1) sont celles qu'il utilise systématiquement et qui permettent d'éviter bien des erreurs et des raisonnements fallacieux.

University of Illinois.
Department of Physics,
Urbana (Ill.) U.S.A.

Bibliographie.

- 1) S. R. DE GROOT. Thermodynamics of Irreversible Processes. (Amsterdam, North Holland Publishing Company, 1951.)
 - 2) I. PRIGOGINE. Etude thermodynamique des phénomènes irréversibles. (Paris, Dunod, 1947.)
 - 3) K. G. DENBIGH. The Thermodynamics of the Steady State. (London, Methuen & Co Ltd., 1951.)
 - 4) J. MEIXNER, Ann. Phys. (5) **35**, 701 (1939).
 - 5) J.-P. JAN, Helv. Phys. Acta **25**, 677 (1952).
 - 6) A. SOMMERFELD and N. H. FRANK, Rev. Mod. Phys. **3**, 1 (1931).
 - 7) F. SEITZ, The Modern Theory of Solids (New-York and London, McGraw Mill, 1940).
 - 8) H. B. CALLEN, Phys. Rev. (2) **73**, 1349 (1948).
 - 9) A. PERRIER, Helv. Phys. Acta **3**, 437 (1930).
 - 10) A. PERRIER, Helv. Phys. Acta **10**, 337 (1937).
 - 11) A. PERRIER, Helv. Phys. Acta **1**, 454 (1928).
 - 12) M. KOHLER, Zeitschr. Phys. **118**, 312 (1941).
 - 13) A. PERRIER, Helv. Phys. Acta **1**, 463 (1928).
 - 14) A. PERRIER, Helv. Phys. Acta **2**, 308 (1929).
 - 15) L. L. CAMPBELL, Galvanomagnetic and Thermomagnetic Effects (London, Longmans, Green & Co, 1923).
 - 16) A. PERRIER, Helv. Phys. Acta **8**, 329 (1935).
 - 17) A. PERRIER et A. A. AZAD, Helv. Phys. Acta **17**, 463 (1944).
 - 18) A. PERRIER, Helv. Phys. Acta **17**, 556 (1944).
 - 19) A. PERRIER, Helv. Phys. Acta **3**, 317 (1930).
-