Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 2 (1929)

Heft: V

Artikel: Communauté d'origine et dépendances quantitatives entre les actions du champ magnétique sur les courants d'électricité et de chaleur : B) Effets calorifiques

Autor: Perrier, Albert

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-109450

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: 12.07.2025

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

Communauté d'origine et dépendances quantitatives entre les actions du champ magnétique sur les courants d'électricité et de chaleur. B) Effets calorifiques.

par **Alb. Perrier** (Lausanne).

IV.

La théorie se propose d'interpréter ces phénomènes en adjoignant aux hypothèses du travail précédent celle des *flux d'énergie* simultanés de tout courant électrique (v. 2, 4, 10, 11). Chaque courant comporte un flux exprimable à l'aide d'un facteur spécifique de transport (*w.* dans pub. 10), rapporté à l'unité de densité de courant, et fonction de la nature du conducteur comme du *type de courant.*

En régime permanent et dans toute région où demeurent uniformes la nature du conducteur, la température et le type de courant électrique,[1]) ces courants électroénergétiques ne se manifestent par aucun phénomène particulier. Inversement, *tout passage où l'un ou l'autre des caractères énumérés change, doit être le siège d'une absorption continue (positive ou négative) de chaleur,* soit d'un effet électrocalorique.

Une variation de la seule densité de courant n'entraîne aucun phénomène calorifique; autrement dit, ces flux sont *conservatifs,* toutes autres conditions égales d'ailleurs. Ayant eu des raisons théoriques (v. pub. à paraître) de penser différemment, j'ai pris soin de vérifier cette propriété par des *expériences* peu nombreuses, mais choisies et de sensibilité déjà grande, lesquelles seront relatées autre part.

V. Courant électrique.

Mêmes dispositions expérimentales qu'au § II.

Phénomènes longitudinaux. — Champ parallèle en toutes conditions ou normal en conditions f. La modification des actions intérieures longitudinales, à laquelle on a rattaché (§ II) la magnétorésistance, implique ipso facto aussi la modification du courant électroénergétique. La mise en évidence expérimentale de cet effet se réalise au mieux par une discontinuité de la *nature* du conducteur; c'est dire que l'on prévoit et interprète de la sorte les *modifications magnétiques de l'effet Peltier.* Mais du même coup, on précise que ces manifestations calorifiques *doivent se trouver en une étroite dépendance des variations magnétiques de la*

[1]) Il faudrait ajouter „. . . et où l'anisotropie est uniforme en direction et en grandeur" (v. 4 et 10). Mais j'ai spécifié plus haut qu'il ne s'agit ici que de milieux naturellement isotropes ou se comportant comme tels.

résistivité, phénomène purement électrique. On trouvera ailleurs sous quelles conditions cette dépendance serait linéaire; on comparera avec avantage certains cas, traités aux publications 4 et 10.

Phénomènes transversaux. — Dans les conditions f, ils sont constitués par le courant électroénergétique du courant de Hall pur; le premier est donc proportionnel au second, mais avec un facteur de transport *différent* de celui d'un courant ordinaire (entretenu par champ électrique). Dans ces conditions strictes, le phénomène est inobservable, conformément à une observation générale formulée au § IV.

Dans les conditions o, et avec aimantation normale, on retrouve évidemment un effet longitudinal, puis un effet transversal, lequel est alors seulement *thermique*; l'un et l'autre sont passablement plus compliqués et naturellement (cf. § II) fonctions l'un de l'autre. Pour s'en convaincre, il suffit de considérer que le transport d'énergie (déf. f) exige pour être équilibré un gradient de température transversal (effet v. Ettingshausen), et cela implique eo ipso la complication additionnelle des manifestations thermoélectriques. La topographie résultante présente une famille d'isothermes longitudinales et une famille d'équipotentielles *obliques.* Je ne retiens pas ici les formules que l'on peut établir. La voie indiquée plus bas (§ VI) pour en établir de comparables dans des circonstances plutôt plus compliquées peut être suivie également ici.

Aussi bien, pour que l'expérience offre à la théorie des résultats fructueux, il conviendrait d'éliminer d'abord les manifestations thermiques, ce qui est en principe possible et affaire de technique seulement. On peut alors écrire des lois plus claires, dérivant des deux effets galvanomagnétiques, avec entrée en ligne de compte des facteurs de transport.

Pour pénétrer le sens physique de ces interprétations, il n'est pas superflu de relever que l'effet v. Ettingshausen (le gradient thermique transversal, condit. o) apparaît ici comme exemple caractéristique de phénomène résultant de la composition de flux énergétiques de deux courants électriques *hétérogènes* de densités égales et de sens inverses. Ce qui établit déjà *expérimentalement* la nécessité de leur attribuer des facteurs de transport différents.

VI. Courant calorifique.

Dispositions expérimentales du § III. Là, il n'est plus nécessaire d'introduire d'élément nouveau d'aucune sorte pour rendre compte de tous les phénomènes observables.

Phénomènes longitudinaux. — Champ parallèle au gradient thermique en toutes conditions ou normal en conditions f seulement. Par le mécanisme des variations de la résistivité et du pouvoir thermoélectrique (§ III), un courant d'énergie se superpose au flux de chaleur proprement dit et se révèle à l'expérience comme *un changement de la conductibilité calorifique.*

A titre d'exemple des relations intéressantes qu'il est possible d'établir, voici l'expression de ce changement sur le coëfficient k de conductibilité calorifique:

$$\delta k = \eta w \frac{\delta \varrho}{\varrho}$$

w est ici le facteur de transport énergétique des courants relevant d'une différence de potentiel; cette grandeur est donc susceptible de détermination indépendante du phénomène qui nous occupe. On voit ici avec une netteté particulière comment la confrontation de données numériques obtenues par des voies indépendantes (électriques et thermiques) doit permettre des conclusions fermes sur le degré de légitimité des hypothèses.

On rapprochera avec avantage les dernières propositions de celles concernant les écarts à la loi de Wiedemann-Franz (11); bien différentes à première vue, les unes et les autres procèdent de notions théoriques identiques dans leur essence.

Phénomènes transversaux. — Conditions f. — L'aimantation normale ne peut produire aucun changement de *direction* des gradients (pas plus de l'un que de l'autre) qui demeurent exactement longitudinaux. Comme au § V, al. 2, l'effet se réduit au courant transversal d'énergie lié au courant de Nernst et v. Ettingshausen proprement dit. Ce flux, bien entendu, est encore ici conservatif et inobservable directement, l'effet Leduc-Righi (v. ci-dessous) en est une conséquence compliquée pour les conditions particulières o. La valeur $\mathfrak{W}$, impliquée par la théorie pour la densité de ce flux d'énergie est

$$\mathfrak{W} = -\frac{\eta}{\varrho} \zeta w \frac{\partial t}{\partial x} \mathfrak{H} = \frac{\eta R}{\varrho \varrho_H} w \frac{\partial t}{\partial x} \mathfrak{H}.$$

Conditions o. — Les effets de $\mathfrak{H}$ se compliquent pour les mêmes raisons d'abord qu'au § III, puis parce qu'il faut faire entrer en ligne de compte des flux d'énergie divers. Je donne ici l'essentiel seulement de la méthode qui conduit par le calcul aux formules applicables en régime permanent aux effets longitudinaux et transversaux *résultants.*

Soient: $\mathfrak{W}_c$ la densité du flux de conduction calorifique *pure*, vecteur coïncidant en direction avec le gradient thermique résultant, $\mathfrak{W}_v$ la densité du courant d'énergie afférente au courant du gradient de potentiel seul, $\mathfrak{W}_h$ le vecteur correspondant pour le courant de Hall proprement dit. La permanence exige que le transport global d'énergie dans la direction transversale soit nul, ce qu'exprime l'équation

$$\mathfrak{W}_c \sin \theta - \mathfrak{W}_v \sin (\varphi + \theta) - \mathfrak{W}_h \cos (\varphi + \theta) = 0$$

qui, avec la condition que la résultante *électrique* de ces trois courants est nulle, constituent un système fixant les angles φ et θ. A ce point, on est en mesure de calculer les effets observables dans toute direction, en particulier les principales x' et y':

L'effet *longitudinal* est la modification du flux de chaleur résultant (conduction calorifique modifiée en particulier par les effets transversaux), lequel flux est donné par l'expression

$$\mathfrak{W}_c \cos \theta - \mathfrak{W}_v \cos (\varphi + \theta) - \mathfrak{W}_h \sin (\varphi + \theta)$$

où il n'y a plus qu'à expliciter les symboles.

L'effet *transversal*, soit l'effet Leduc-Righi, s'exprime par le gradient transversal de température $\frac{\partial t}{\partial y'}$ en fonction du gradient longitudinal $\frac{\partial t}{\partial x'}$ on en trouve la liaison paramétrique suivante par une considération géométrique élémentaire:

$$\frac{\partial t}{\partial y'} = \frac{\partial t}{\partial x'} \operatorname{tg} \theta$$

il reste à y expliciter $\operatorname{tg} \theta$ en fonction de $\mathfrak{H}$; il va de soi que ce ne peut être une fonction linéaire, ce qui signifie en particulier que la « constante de Leduc-Righi » prévue par la présente théorie doit être une fonction comparable dans son allure à telle des précédentes; je passe ici sous silence son expression comme sa discussion.

VII. Observations diverses sur les deux communications.

A plusieurs reprises déjà, je suis revenu sur la supériorité à tout le moins théorique des conditions f sur les conditions o. Il est dans la nature des choses déjà, il est utile de le remarquer, que les grandeurs correspondantes observées dans les unes et les autres conditions tendent à se confondre pour des phénomènes de plus en plus faibles; on pourrait le vérifier sur les formules

établies plus haut. Mais aussi bien, seuls des phénomènes intenses (soit que les substances soient particulièrement sensibles, soit que l'on fasse appel à des moyens puissants) sont susceptibles de donner des résultats concluants; dès lors, les formules de transformation dont on a trouvé ici des exemples typiques, seront indispensables; car dans plusieurs cas, l'expérience est pratiquement possible seulement dans les conditions habituelles. Et il importe de se souvenir qu'un bon nombre de ces formules sont à l'abri des modifications d'hypothèses, puisque purement phénoménologiques.

Dans une autre publication, je me propose de faire usage d'une représentation encore un peu modifiée, qui me paraît devoir serrer de plus près la nature élémentaire de quelques-uns au moins des phénomènes; j'ai préféré m'éloigner moins tout d'abord des modes habituels de définition.

Les dernières remarques concernent seulement ce but de la théorie d'arriver à une représentation rationnelle des faits; mais on a vu déjà que les buts explicatifs en constituent une plus large part. A cet égard, je résumerai encore les présentes communications et quelques autres en disant qu'on s'y est proposé de ramener un bon nombre de phénomènes définis indépendamment à un nombre très limité d'entre eux, savoir les conductions électrique et calorifique élémentaires, le pouvoir thermoélectrique (intrinsèque), les deux effets galvanomagnétiques proprement dits, les courants électroénergétiques. Le but atomistique est évident: la théorie électronique ayant alors à rendre compte seulement d'un petit nombre de lois, rencontrera bien moins de difficultés à fixer ses bases définitives, dont je pense que les actions intérieures feront partie.

On sait comment les conducteurs ferromagnétiques occupent une place à part par la variété et la complication de leurs propriétés tant électriques que calorifiques. Or, l'interprétation de ces propriétés s'obtient de manière remarquable par application de la théorie dans ses aspects exposés ici; un résumé présenté en 1927 à la Soc. vaudoise des Sc. nat. va paraître incessamment; je me propose d'y revenir prochainement devant la Société de physique.

Mais le contrôle expérimental des lois prévues ici représente un travail considérable qui peut et doit être exécuté indépendamment d'hypothèses plus étroites. Ce travail doit être du reste immédiatement fructueux par lui-même et dans des directions qui, sans la théorie, seraient décelées bien malaisément.

On se rappellera par exemple comment la théorie rattache

les écarts à la loi de Wiedemann-Franz au pouvoir thermoélectrique des métaux (11), ce qui explique très simplement pourquoi le plomb vérifie si bien ladite loi. Voici maintenant d'autres précisions de la théorie au sujet du même métal : il peut assurément être le siège d'un effet Hall et d'une magnétorésistance (on les a observés en réalité), mais *les effets Nernst et v. Ettingshausen et Leduc-Rhigi doivent y être négligeables*, au moins à température ordinaire ; et en fait, je n'ai pu trouver aucune mention qu'on ait observé quelque chose dans ce sens jusqu'ici.

Et dans un ordre d'idées voisin, si certaines des lois ci-dessus se vérifiaient, on pourra fixer le *pouvoir thermoélectrique* des métaux avec un degré de certitude incomparable à celui que l'on a atteint actuellement. On sait en effet combien est incertaine encore sa séparation des potentiels de contact ; or ces derniers pourront être mis complètement hors de cause d'abord, puis en revanche être déterminés à leur tour par voie différentielle. Nul besoin de souligner l'importance considérable de la connaissance numérique exacte de ces grandeurs pour les progrès de la théorie électronique.

D'ailleurs, une publication prochaine traitera au point de vue théorique des potentiels de contact et des potentiels thermoélectriques, en corrélation étroite avec une autre sur les mécanismes généralisés des courants électroniques et de leurs flux énergétiques ; on y trouvera par exemple la discrimination des composantes probables de ces flux, et, je l'espère aussi, quelques données sur la part qui peut être attribuée aux électrons « de conduction » dans les chaleurs spécifiques des métaux.