Une équation générale du transport de l'énergie dans les métaux sous l'action simultanée de gradients électriques et thermiques

Autor(en): **Perrier, Albert**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Bulletin de la Société Vaudoise des Sciences Naturelles**

Band (Jahr): **57 (1929-1932)**

Heft 224

PDF erstellt am: **09.08.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-284174

Albert Perrier. — Une équation générale du transport de l'énergie dans les métaux sous l'action simultanée de gradients électriques et thermiques.

N. XXIII — Séance du 19 février 1930.

I. — Soit un métal isotrope siège d'un gradient de température et d'un courant électrique tels que les surfaces isothermes et les surfaces équipotentielles coïncident. Dans ce premier résumé, nous admettons même, pour la simplicité de l'écriture, que les gradients soient parallèles; par là nous ne restreignons aucunement la portée physique de la théorie, car la généralisation n'est qu'une application des procédés du calcul vectoriel. De même encore, l'extension aux milieux anisotropes n'offre aucune difficulté de principe. Je l'exposerai dans les mémoires d'ensemble à publier.

Soit x la direction commune des deux gradients, les conventions de signes de toutes les grandeurs par rapport à x sont choisies comme d'usage en mathématiques.

Considérons successivement les phénomènes purement électriques, puis les grandeurs thermiques.

Soient: V le potentiel électrostatique *réel* à l'abscisse x (pas celui qui est mesuré par des sondes!).

J la densité de courant réelle, elle est la résultante de deux courants hétérogènes:

J_e, qui serait entretenue par le champ électrostatique réel $\mathcal{E}$ s'il agissait seul.

J_{th}, l'autocourant thermoélectrique qui existerait sans gradient de potentiel.

$$J = J_e + J_{th}$$

C'est dire que le gradient de potentiel d'équilibre thermoélectrique seul étant:

$$-\eta \frac{dt}{dx}, \text{ on a } J_{th} = \frac{\eta}{\rho} \frac{dt}{dx}$$

Désignons encore par $\mathfrak{W}$ la densité globale du courant d'énergie. $\mathfrak{W}$ résulte des vecteurs suivants:

a) Le flux « calorifique pur » $\mathfrak{W}_c$, existant si $\left(\frac{dV}{dx}\right)_{réel} = o$.

$$\mathfrak{W}_c = - \varkappa \frac{dt}{dx}$$

b) Le courant statronique $\mathfrak{W}_{st}$ correspondant à l'intensité résultante J, laquelle comprend une composante dépendant du potentiel électrostatique

$$\mathfrak{W}_{st} = w_{st} J$$

c) Le courant dynatronique $\mathfrak{W}_{dyn}$ lié à la composante J_e seule

$$\mathfrak{W}_{dyn} = w_{dyn} J_e, \quad \text{ainsi}$$

$$\mathfrak{W} = \mathfrak{W}_c + \mathfrak{W}_{st} + \mathfrak{W}_{dyn}$$

L'effet électrocalorique global, représenté par la quantité de chaleur dQ absorbée durant *dz* dans l'unité de volume s'obtient par les dérivations convenables, on trouve:

$$\frac{dQ}{dz} = -\left[\varkappa \frac{d^2t}{dx^2} + \left(\frac{dt}{dx}\right)^2 \cdot \frac{d\varkappa}{dt}\right] + \\ + \left[J\left(\frac{dw}{dt} + \eta\right) - \frac{d}{dt}(w_{dyn} J_{th})\right]\frac{dt}{dx} - \rho J^2 \quad (1)$$

où ρ = résistivité ordinaire

$$w = w_{st} + w_{dyn}$$

C'est là l'équation générale cherchée, complètement nouvelle. Elle implique un bon nombre des résultats antérieurement publiés par moi et les précise. Voici quelques conséquences particulières entre les plus importantes.

II. — *Effet Thompson.* — Il est représenté dans son acception la plus générale par les facteurs de $\frac{dt}{dx}$; ainsi le coefficient σ de Thomson prend la forme

$$\sigma = \left(\frac{dw}{dt} + \eta\right) - \frac{1}{J}\frac{d}{dt}(w_{dyn} J_{th})$$

On en déduit que:

a) L'effet Thomson de cette théorie n'est pas proportionnel à l'intensité; cette loi simple n'apparaît que comme une loi limite, vraie ou pour des valeurs élevées de J ou lorsque le courant énergétique $w_{dyn} J$ ne dépend pas de la température.

b) Corrélativement, les effets Thomson ne sont pas symétriques pour deux valeurs égales et de signes contraires de l'intensité.

c) σ dépend non seulement de la nature du conducteur et de la température, mais aussi de $\frac{dt}{dx}$ et de $\frac{d^2t}{dx^2}$.

d) La théorie simplifiée, encore admise ici et là, qui identifie σ avec γ ne serait vraie que si les deux conditions étaient satisfaites.

$$w_{dyn} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{dw_{st}}{dt} = 0$$

ce qui paraît être exclu.

III. — *Conduction calorifique ordinaire.* — Correspond à $J = 0$ ou $J_e = - J_{th}$, ce qui conduit à

$$\frac{dQ}{dz} = - \frac{d}{dx} \left[\left(\varkappa + \frac{\gamma}{\rho} w_{dyn} \right) \frac{dt}{dx} \right]$$

par suite, exige que le coefficient de conduction calorifique habituel k soit représenté par

$$k = \varkappa + \frac{\gamma}{\rho} w_{dyn}$$

Formule nouvelle qui fait bien ressortir l'influence sur la conduction calorifique du pouvoir thermoélectrique propre et des courants électroénergétiques, que j'ai fait reconnaître dans de précédents travaux.

IV. — *Effets électrocaloriques nuls.* — J'ai fait observer autrefois qu'il doit exister des courants provoquant dans chaque métal des effets caloriques résultants négatifs (N. III): leur intensité est comprise entre deux valeurs déterminées où l'effet est nul. Or, l'annulation de dQ conduit en effet à une équation du second degré en J, laquelle permet ainsi le calcul complet de ces intensités.

Les conditions sont ici beaucoup plus générales que je ne les avais envisagées primitivement.

Lausanne, Laboratoire de physique de l'Université.