Modifications de la conductibilité calorifique du bismuth dans un champ magnétique

A. Leduc

▶ **To cite this version:**

A. Leduc. Modifications de la conductibilité calorifique du bismuth dans un champ magnétique. J. Phys. Theor. Appl., 1888, 7 (1), pp.519-525. 10.1051/jphystap:018880070051900 . jpa-00238896

HAL Id: jpa-00238896
https://hal.science/jpa-00238896

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

MODIFICATIONS DE LA CONDUCTIBILITÉ CALORIFIQUE DU BISMUTH DANS UN CHAMP MAGNÉTIQUE;

PAR M. A. LEDUC.

Dès le début de mes expériences sur le phénomène de Hall et sur la variation de la résistance électrique des métaux et particulièrement du bismuth dans un champ magnétique, j'ai considéré ces phénomènes comme dus à une certaine hétérotropie que prendrait le métal dans le champ. S'il en est ainsi, on doit s'attendre à trouver des changements analogues dans la conductibilité calorifique.

C'est bien ce que j'ai pu vérifier au mois d'avril 1887.

Je vais exposer sommairement les résultats que j'ai obtenus, bien que je ne les considère pas comme définitifs.

1° *Variation de la conductibilité d'un barreau de bismuth.* — Le bismuth est, comme on le sait, un métal fort peu conducteur; la chute de température le long d'un barreau de ce métal est très rapide. Aussi ne commet-on pas une erreur bien considérable en admettant qu'un barreau de 7^{mm} à 8^{mm} de diamètre et de $0^{m},30$ à $0^{m},40$ de longueur se comporte comme s'il était indéfini. Nous admettrons donc, pour simplifier, dans ce qui va suivre, que dans un pareil barreau dont l'une des extrémités est portée à 100°, tandis que le reste est en contact avec l'atmosphère, la distribution de la température est suffisamment bien représentée (au moins pour le premier quart du barreau à partir de l'étuve) par la formule bien connue

$$t = A e^{-ax}.$$

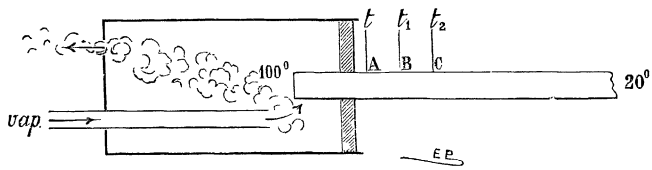
On imagine facilement une disposition qui permette d'étudier la distribution des températures; il suffit d'appliquer la méthode de Despretz avec les perfectionnements de MM. Wiedemann et Franz. Mais il ne faut pas oublier que les expériences doivent être faites dans le champ magnétique, et que celui-ci, pour être puissant, est nécessairement très resserré. C'est pourquoi, après quelques expériences préliminaires faites au moyen de sondes thermo-électriques, je me suis arrêté au procédé suivant.

Article published online by EDP Sciences and available at http://dx.doi.org/10.1051/jphystap:018880070051900

Le barreau est obtenu en coulant le bismuth fondu dans un tube de verre fermé à l'une de ses extrémités. Trois fils de platine sont insérés dans le verre en trois points équidistants A, B, C (*fig.* 1) et pénètrent à 1^{mm} environ dans l'intérieur du tube. Ils se trouvent ainsi fixés au barreau de bismuth après sa solidification, et n'en altèrent pas sensiblement la conductibilité. Le verre s'est fendillé par suite de l'augmentation de volume du bismuth au moment où il s'est solidifié; je débarrasse de son enveloppe l'extrémité du barreau qui va être introduite dans l'étuve, afin qu'elle prenne plus aisément la température de celle-ci, et je laisse ordinairement le reste intact.

Le barreau ainsi préparé est introduit dans une étuve à vapeur d'eau bouillante, de manière que le fil A se trouve près de la sortie de l'étuve, et placé entre les surfaces polaires de notre électro-aimant, distantes de $0^{m},01$. Le champ est sensiblement uniforme dans toute la région AC. Les trois fils A, B, C sont reliés successivement deux à deux à un galvanomètre de faible résistance, afin de mesurer, par la méthode d'opposition, les différences de potentiel qui s'établissent entre ces points sous l'influence du flux de chaleur.

Fig. 1.



Chacun de ces fils forme, en effet, avec le barreau de bismuth un couple thermo-électrique, et, grâce au pouvoir thermo-électrique considérable du bismuth, la différence de potentiel entre les fils A et B, par exemple, mesurera avec une grande précision (en valeur relative) la différence de température des points A et B du barreau.

Je donnerai, à titre d'exemple, les résultats d'une expérience dans laquelle on avait à peu près $AB = BC = 0^{m},02$; le champ M valait environ 7800 C.G.S. (J'ai désigné par t, t_1, t_2 les excès des températures de A, B, C sur la température ambiante, et les différences de température sont exprimées en microvolts.)

	$t - t_1$.	$t_1 - t_2$.
En l'absence du champ	1850	572
Avec le champ.....	2060	583

On peut remarquer déjà que la chute de température le long du barreau a augmenté sous l'influence du champ. J'ai d'ailleurs constaté directement que la température d'un point quelconque du barreau s'abaisse sous l'action du champ. Tout cela prouve bien que la conductibilité a diminué. Mais on peut aller plus loin : cette expérience permet de calculer le rapport des conductibilités du métal dans le champ et hors du champ.

En effet, on peut écrire, en vertu des remarques faites plus haut,

$$t_1 = te^{-ax},$$
$$t_2 = te^{-2ax}.$$

Si l'on désigne par x la distance AB, et par a une certaine constante qui varie en raison inverse de la racine carrée de la conductibilité, on en tire

$$ax = \mathrm{L}\frac{t - t_1}{t_1 - t_2}.$$

On obtient donc deux valeurs différentes de a suivant que l'on excite, ou non, l'électro-aimant, et le rapport des conductibilités est donné par la relation

$$\frac{\mathrm{C}'}{\mathrm{C}} = \frac{a^2}{a'^2}.$$

Le calcul fait d'après les nombres ci-dessus donne pour le rapport $\frac{\mathrm{C}'}{\mathrm{C}}$ la valeur 0,86. La conductibilité de notre bismuth a donc diminué de 14 pour 100 dans ce champ.

Or nous avons trouvé antérieurement que la résistance électrique de fils de bismuth préparés comme notre barreau augmente de 18 à 20 pour 100 dans les mêmes conditions, ce qui correspond à une diminution de conductibilité de 16 pour 100 en moyenne. Je suis porté à croire que la divergence de ces résultats (14 et 16 pour 100) est due en partie aux particularités de l'échantillon étudié, et pour le reste aux erreurs commises dans l'expérience actuelle.

Remarque I. — Il est bon d'observer que la différence $(t_1 - t_2)$ des températures de deux points B et C dont la distance est donnée (1^{cm} par exemple) peut bien diminuer lorsqu'on excite l'électro-aimant, s'ils sont suffisamment éloignés de l'étuve.

Cherchons, par exemple, à quelle distance x de l'étuve doit se trouver le point B pour que la différence $(t_1 - t_2)$ ne change pas sous l'action du champ (supposé uniforme dès la sortie de l'étuve dont la température est T). On a

$$t_1 = \mathrm{T}e^{-ax}, \qquad t'_1 = \mathrm{T}e^{-a'x},$$
$$t_2 = t_1 e^{-a}, \qquad t'_2 = t'_1 e^{-a'}.$$

Or nous voulons que

$$t_1 - t_2 = t'_1 - t'_2,$$

c'est-à-dire

$$e^{-ax}(1 - e^{-a}) = e^{-a'x}(1 - e^{-a'}).$$

On en tire

$$x = \frac{1}{a' - a} \mathrm{L} \frac{1 - e^{-a'}}{1 - e^{-a}}.$$

Pour une valeur de x plus grande, la différence $t_1 - t_2$ diminuera dans le champ magnétique où le coefficient a prend la valeur a'.

Remarque II. — Le pouvoir thermo-électrique du bismuth augmente notablement sous l'influence du champ magnétique, ainsi qu'il résulte notamment d'expériences de M. Grimaldi (1) et de M. Tomlinson (2). Je l'ai constaté moi-même il y a quelques mois sur un échantillon du bismuth dont je me suis servi. Mais cela n'altère en rien les résultats obtenus par la méthode que je viens d'indiquer; car il n'intervient dans le calcul que les quotients de différences de température mesurées au moyen de mes couples thermo-électriques dans des conditions identiques.

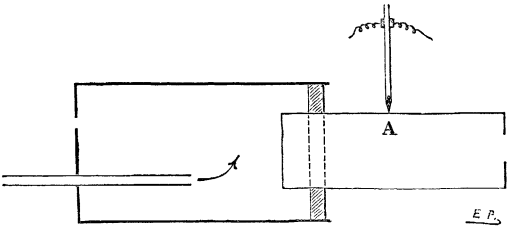
2° *Déviation des lignes isothermes.* — Soit une lame de bismuth de 4^{cm} de largeur, 3^{mm} à 4^{mm} d'épaisseur, et d'une longueur suffisante (20^{cm} par exemple) pour que son extrémité libre soit

(1) *Journal de Physique,* 2e série, t. VI, p. 569.
(2) *Philosophical Magazine,* Vol. XXV, p. 285; 1888.

sensiblement à la température ambiante lorsque l'autre extrémité est portée à 100° dans l'étuve (*fig.* 2).

Plaçons cette lame entre les surfaces polaires de l'électro-aimant, distantes de 5^{mm} par exemple (elle se trouvera normale aux lignes de force), et appliquons en un point A, à quelques centimètres de l'étuve, une sonde thermo-électrique reliée comme précédemment au galvanomètre.

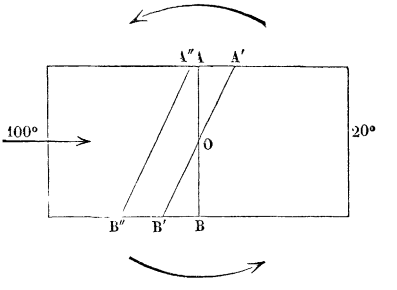
Fig. 2.



Il est facile de constater que la température du point A est modifiée en général quand on excite l'électro-aimant, et en tous cas lorsqu'on renverse le champ. Voici, à mon sens, comment il faut envisager le phénomène.

Représentons par les grandes flèches courbes (*fig.* 3) le sens

Fig. 3.



du courant magnétisant, et supposons, par exemple, la lame placée en avant d'un pôle austral. La ligne isotherme AB est déviée dans le même sens que la ligne équipotentielle de même nom dans le cas où le flux calorifique est remplacé par un courant électrique; elle prend donc la direction A′B′; mais, en vertu de la

diminution de conductibilité constatée plus haut, elle se transporte à peu près parallèlement à elle-même en $A''B''$. L'effet constaté en A est la différence des deux autres, tandis qu'en B l'on observe la somme de ces deux effets. Il en résulte que la variation de température du point A peut être positive ou négative, suivant la position de ce point et la largeur de la lame, tandis qu'en B l'on observe nécessairement un abaissement de température.

Il est évident que l'inverse se produit lorsque l'on donne au champ magnétique la direction opposée.

On remarquera encore qu'il existe du côté de A un point dont la température ne change pas quand on produit le champ. La détermination de ce point permettrait de calculer la déviation $\delta(AOA')$.

La mesure de cet angle s'obtient plus facilement par le renversement du champ. On élimine ainsi l'effet du magnétisme rémanent et de la diminution de conductibilité. La variation de température observée θ est due à la déviation double 2δ.

Soit l la largeur de la lame, et désignons par z une petite distance portée sur le bord de la lame dans un sens ou dans l'autre, à partir du point A, telle que

$$\delta \frac{l}{2} = z.$$

Il est clair qu'il suffirait de déplacer le point A de la quantité z dans un sens convenable pour détruire l'effet de la déviation. Donc, si l'on désigne par τ l'excès moyen de la température de A dans le champ, on peut écrire

$$\tau(e^{bz} - e^{-bz}) = \theta.$$

Le coefficient b, analogue de a' dans les expériences ci-dessus, devra être déterminé directement par la méthode que j'ai indiquée.

L'exposant bz est assez petit pour que l'on puisse borner aux premiers termes le développement de $(e^{bz} - e^{-bz})$, et l'on peut écrire

$$2bz\left(1 + \frac{b^2z^2}{6} + \frac{b^4z^4}{120}\right) = \frac{\theta}{\tau}.$$

On aura même une valeur très approchée en ne conservant que

le premier terme, ce qui donne

$$2bz = \frac{\theta}{\tau}$$

et, par suite,

$$\delta = \frac{\theta}{bl\tau}.$$

Je me suis principalement appliqué à constater les faits que je viens d'exposer. Une seule mesure, effectuée d'ailleurs dans d'assez mauvaises conditions, m'a donné dans un champ égal à 9500 C.G.S. une déviation δ comprise entre 2° et 3°. Or, dans les mêmes conditions, j'ai observé antérieurement des déviations des lignes équipotentielles variant de 3° à 5° environ. On voit que, si les deux phénomènes ne sont pas exactement de la même grandeur, ils sont tout au moins du même ordre.

Remarque. — Dans un travail qu'il communiquait à l'Académie des Lincei le jour même où je remettais ma première Note sur ce sujet à l'Académie des Sciences, M. Righi confirme entièrement mes résultats; il n'y a pas lieu, en effet, vu la variabilité des résultats relatifs à une propriété quelconque du bismuth, de s'arrêter à la petite différence qui existe entre les nombres que nous avons donnés l'un et l'autre.

M. Ettingshausen, au contraire, après avoir nié l'existence de ces phénomènes thermiques, a publié plus récemment (*Académie des Sciences de Vienne,* 13 octobre 1887) des nombres beaucoup plus faibles que les nôtres.

M. Righi ayant annoncé en juillet 1887 la publication prochaine d'expériences multipliées sur ce sujet, je n'ai pas jugé à propos, vu le peu de temps dont je dispose, de reprendre et développer mes premiers essais; mais je crois que l'on peut accorder toute confiance aux nombres que nous avons, M. Righi et moi, publiés simultanément.