Contribution à l'étude de la magnétorésistance

M. Surdin

Centre des faibles radioactivités,
laboratoire mixte CNRS-CEA, 91190 Gif-sur-Yvette

RÉSUMÉ. Si on admet qu'en plus des chocs élastiques des électrons de conduction sur le réseau cristallin il se produit de rares chocs mous, on peut définir une durée de vie moyenne des électrons de conduction τ^*. L'objet de l'article consiste à calculer les valeurs numériques de τ^* et de la densité efficace N^* des électrons de conduction à partir des résultats de mesure de la résistance d'un métal et de sa variation avec le champ magnétique appliqué.

ABSTRACT. If one assumes that among elastic collisions of conduction electrons in metals some rare inelastic collisions occur, a mean life-time of conduction electrons τ^* may be defined. The purpose of the paper is to calculate the numerical values of τ^* and of the effective density N^* of conduction electrons using the experimental results of measurements of the resistance and its variation with the applied magnetic field.

1. L'étude de la magnétorésistance a été faite sur deux classes de matériaux:

– les couches minces ayant une structure de la perovskite. L'effet du champ magnétique sur la résistance a été considéré comme "géant". Une variation de trois ordres de grandeurs de la résistance pour une variation de quelques teslas a été observée. On trouvera un aperçu clair dans [1], où on trouvera d'autres références, dont [2].
– le métal massif sans défauts.

Ce qui suit sera consacré à l'étude de la magnétorésistance (MR) relative à cette classe de matériaux.

Utilisant la théorie déjà établie, éventuellement complétée par une théorie heuristique, on cherche à déterminer les valeurs numériques des grandeurs telles que m^*, la masse efficace des électrons de conduction, N^*, la densité électronique efficace et τ^*, la durée de vie des électrons de conduction, à partir des résultats expérimentaux de la conductibilité et de la MR.

Habituellement, pour établir la formule donnant la conductibilité électrique, on considère [3], [4], [5] des chocs élastiques des électrons de conduction sur le réseau cristallin. Cependant, ces chocs élastiques ne peuvent pas rendre compte de l'effet Joule. Pour remédier à ce défaut, Bernamont [6] admet qu'en plus des chocs élastiques des électrons, de rares chocs mous avec les ions du réseau se produisent. On montre alors que l'effet Joule, dû à ces chocs mous, s'établit aisément. Chaque choc mou correspond à la disparation d'un électron de conduction, dont la durée de vie est notée par τ^*, mais d'autres électrons sont libérés; ailleurs ceci a conduit à l'hypothèse de "l'ordre à grande distance" et à l'établissement d'une équation du type Ginzburg-Landau pour la supraconductibilité [7].

Selon [3], où la comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux est attentivement examinée, l'accord est généralement meilleur qu'un ordre de grandeur. On considère satisfaisant quand l'accord est de l'ordre d'un facteur 3.

Dans les textes modernes [5], on considère des électrons de conduction qui se déplacent dans le réseau cristallin où ils subissent une diffusion élastique sur les ions du réseau. Le temps qui s'écoule entre deux chocs successifs τ – le temps de relaxation – est de l'ordre de 10^{-14} s. On établit ainsi une relation donnant la conductibilité σ du métal.

$$\sigma = \frac{1}{9.10^{11}} \cdot \frac{N^* e^2 \tau}{m^*} \tag{1}$$

C'est une formule de caractère classique, cependant N^* et m^* sont calculés dans le cadre de la Mécanique quantique. Comme il a été noté plus haut, l'équation (1) ne peut représenter la conductibilité, à moins que l'on remplace le temps de relaxation τ par la durée de vie moyenne des électrons de conduction τ^*. On a alors

$$\sigma = \frac{1}{9.10^{11}} \cdot \frac{N^* e^2 \tau^*}{m^*} \tag{2}$$

Kapitza [8], [9] a montré expérimentalement que pour un champ magnétique supérieur à quelques teslas, la résistivité additionnelle du métal varie proportionnellement à l'intensité du champ magnétique appliqué (elle varie proportionnellement au carré du champ pour des champs faibles). On appelle le champ magnétique bi-résistif et on le note par H_d, le champ magnétique qui, à une température donnée, double la résistivité du métal. On a

$$H_d = \frac{m^* \cdot c}{e \cdot \tau^*} \tag{3}$$

Ainsi, on dispose de deux équations: l'équation (2) donnant la conductibilité σ et l'équation (3) donnant le champ H_d (σ et H_d ont été mesurés expérimentalement). On cherche alors à déterminer les trois grandeurs N^*, m^* et τ^*. Avec l'aide de la Mécanique quantique, on peut estimer m^*. On trouve que m^* peut varier entre $2m$ et $20m$, où m est la masse classique de l'électron. Tenant compte de la précision recherchée, on choisit pour m^* une valeur moyenne et on pose $m^* = 10^{-26}$ g.

2. Ce qui précède sera appliqué à la détermination des grandeurs relatives au Bismuth et au Cuivre.

Bi – Les expériences de Kapitza [8] ont montré que la loi linéaire de variation de la résistance est pratiquement indépendante de l'orientation du cristal relativement à la direction du champ magnétique, pour des valeurs du champ allant jusqu'à 300 000 G. La résistivité est mesurée dans un plan perpendiculaire à la direction du champ magnétique. A la température ambiante, on trouve $H_d = 20\,000$ G.

Utilisant l'équation (3), on a

$$\tau^* = \frac{m^* \cdot c}{e \cdot H_d} = \frac{10^{-26} \cdot 3 \cdot 10^{10}}{4.8 \cdot 10^{-10} \cdot 2 \cdot 10^4} \equiv 3.10^{-11} \quad \text{s} \tag{4}$$

Pour le Bi $\rho = 120.\,10^{-6}$ohm.cm, d'où, à l'aide de l'équation (2), on a

$$N^* = \frac{m^* \cdot 9.10^{11}}{e^2 \tau^* \rho} = \frac{10^{-26} \cdot 9.10^{11}}{23.10^{-20} \cdot 3.10^{-11} \cdot 1.2\,10^{-4}} = 10^{19} \tag{5}$$

On peut définir une quantité $n^* = N^*/N$, où N est le nombre d'atomes du métal par unité de volume. Pour le Bi, on a $N = 2.8\,10^{22}$, d'où $n^* = 3.5\,10^{-4}$. La valeur de n^* ainsi trouvée correspond à celle donnée par [3].

Cu – La référence [3] donne $n^* = 0.37$; on trouve alors $N^* = 3.\,10^{22}$. Utilisant l'équation (2), on a

$$\tau^* = \frac{m^* \cdot 9\,10^{11}}{N^* e^2 \rho} = \frac{10^{-26} \cdot 9\,10^{11}}{3.\,10^{22} \cdot 23\,10^{-20} 1.7\,10^{-6}} = 0.77\,10^{-12}\mathrm{s} \qquad (6)$$

Avec l'équation (3) et cette valeur de τ^*, on obtient

$$H_d = \frac{m^* \cdot c}{e \cdot \tau^*} = \frac{10^{-26} \cdot 3\,10^{10}}{4.8\,10^{-10} \cdot 0.77\,10^{-12}} = 8.\,10^5\mathrm{G} \qquad (7)$$

Kapitza [9] trouve $H_d = 5.3\,10^5$ G.

3. La comparaison des valeurs de τ^*, déduites de l'expérience, aussi bien pour le Bismuth que pour le Cuivre, avec $\tau = 10^{-14}$ s, montre que l'hypothèse de Bernamont de rares chocs mous est justifiée. Comme, d'autre part, elle rend compte de l'effet Joule, on retiendra le modèle de la conductibilité des métaux de Bernamont.

Références

[1] C. Dupas, La Recherche, **270**, 1206, (1994).
[2] M. McCormak, S. Jin, T.H. Tiefel, R.M. Fleming et J.M. Phillips, App. Phys. Lett. **64**, 3045, (1994).
[3] N.F. Mott et H. Jones, *The Theory of the Properties of Metals and Alloys*, Oxford Univ. Press 1936.
[4] W. Schockley, *Electrons and Holes in Semiconductors*, Van Nostrand 1953.
[5] J.M. Ziman, *Principles of the Theory of Solids*, Cambridge Univ. Press (1986).
[6] J. Bernamont, Proc. Phys. Soc. **49**, 138, (1937).
[7] M. Surdin, Ann. Fond. Louis de Broglie **14**, 27, (1989).
[8] P. Kapitza, Proc. Roy. Soc. **A119**, 401, (1928).
[9] P. Kapitza, Proc. Roy. Soc. **A123** 292, 342, (1929).

(Manuscrit reçu le 6 avril 1995)