

# ANOMALIES DE RÉSISTIVITÉ DANS CERTAINS MÉTAUX MAGNÉTIQUES

P. G. DE GENNES\* et J. FRIEDEL†

\* Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay; † Ecole Nationale Supérieure des Mines, Paris

(Received 27 May 1957; revised 17 June 1957)

**Résumé**—La résistivité anormale de certaines terres rares et des alliages tels que AuMn, Au<sub>3</sub>Mn, est interprétée en admettant qu'il existe un couplage d'échange entre électrons de conduction et porteurs de magnétisme. La valeur absolue de la section efficace correspondante est traitée comme une quantité phénoménologique. Aux températures élevées, les spins atomiques sont orientés au hasard, et les électrons de conduction ont un libre parcours moyen fini. Aux basses températures, les moments atomiques sont tous alignés et ne diffusent plus les électrons. Les effets d'ordre à courte distance sont analysés dans les limites de l'approximation de BORN. Ils sont petits dans la plupart des cas physiques.

**Abstract**—The anomalous resistivity of some rare earth metals, and of alloys like AuMn, Au<sub>3</sub>Mn, is studied by assuming a coupling between conduction electrons and atomic spins. The magnitude of the corresponding cross section is treated as a phenomenological quantity. At high temperatures, the atomic spins are at random, and the conduction electrons have a finite mean free path. At low temperatures, the atomic spins are all aligned and no scattering can occur. Short-range order effects in the spin lattice are analysed in the Born approximation, and shown to be small in most physical situations.

## 1. GÉNÉRALITÉS

ON connaît, en fonction de la température, la résistivité du Gadolinium, du Dysprosium et de l'Erbium.<sup>(1)</sup> Ces substances sont soit ferromagnétiques soit antiferromagnétiques. Dans tous les cas, leur résistivité décroît brutalement en dessous du point de transition  $T_c$ .

Pourtant, dans ces substances, les porteurs du courant et les porteurs du magnétisme sont assez nettement *distincts*. Les premiers sont convenablement décrits par l'approximation des bandes. Les seconds, qui sont dans les niveaux *f* ou *d* fortement liés, sont vraisemblablement justiciables du modèle de ferromagnétisme de HEISENBERG. Ceci est bien vérifié expérimentalement, notamment pour le Gadolinium : le nombre de porteurs par atome est *entier*<sup>(7)</sup> et l'intégrale d'échange  $2J$  a une valeur bien définie, indépendante de la méthode de mesure. (Loi d'aimantation à basse température, chaleur spécifique.)

Par contre, des métaux comme le nickel, où les électrons doivent être traités par l'approximation des bandes,<sup>(4)</sup> sont exclus du traitement que nous

allons développer. Ils ont du reste été étudiés du point de vue de la conductivité par MOTT.<sup>(6)</sup> Le cas des alliages or-manganèse est moins tranché; il semble cependant que l'on puisse attribuer aux atomes de manganèse un spin assez bien défini (compris entre 2-5/2).

Nous étudierons donc la conductivité avec le modèle suivant :

(a) des ions magnétiques de spin  $S$  répartis aux nœuds  $R$  d'un réseau rigide. On désignera par  $d$  la distance entre ions voisins, par  $v$  le nombre de voisins d'un ion donné, par  $c$  le nombre d'ions magnétiques par  $\text{cm}^3$ , par  $2J \mathcal{S}_R \cdot \mathcal{S}_R$  l'énergie d'échange de deux voisins.

(b) des électrons de conduction ( $\xi$  électrons par ion magnétique) traités comme des électrons libres, avec une masse  $m$  et un niveau de Fermi

$$\frac{\hbar^2 k_0^2}{2m}$$

Enfin, on décrira le couplage d'échange entre ions et électrons libres par la forme simplifiée :

$$\mathcal{H}_I = \sum_{R,p} G\delta(\mathbf{R}-\mathbf{R}_p)S_R \cdot S_p \quad (1.1)$$

$S_p$  = spin du  $p^e$  électron.

Une telle interaction ne prétend pas représenter fidèlement les détails de la diffusion par un ion magnétique. Mais les résultats que nous obtenons ci-dessous sont, pour une bonne part, indépendants de tels détails.

En présence d'une interaction telle que (1.1) les spins ioniques, s'ils ne sont pas tous alignés, limitent le libre parcours moyen des électrons.\* D'après les courbes expérimentales de résistivité, cet effet est au moins du même ordre de grandeur que celui des collisions avec phonons, pour des températures de l'ordre de  $T_c$ . Il est alors possible de soustraire, au moins approximativement, la partie de la résistivité due aux vibrations du réseau. Dans la suite de ce travail, nous nous intéressons uniquement à l'effet du désordre de spin.

## 2. DIFFUSIONS QUASI-ÉLASTIQUES

Nous nous proposons de montrer tout d'abord que les transferts d'énergie entre électrons et réseau des spins peuvent être négligés, sauf aux basses températures, dans le domaine d'existence des ondes de spin.

Plaçons un électron *unique* dans la bande de conduction, se déplaçant avec la vitesse  $\hbar k_0/m$ . Lors d'un choc avec les spins ioniques, il cède l'énergie  $\hbar\omega$ . La moyenne quadratique peut être déduite de calculs analogues, qui ont été faits ailleurs<sup>(6,7)</sup> à propos de la diffusion magnétique des neutrons :

$$\begin{aligned} \langle \omega^2 \rangle_T &= \\ &= \left\langle \left( \frac{d\mathbf{S}}{dt} \right)^2 \right\rangle_T [S(S+1) - (\langle \mathbf{S} \rangle_T)^2]^{-1} \end{aligned} \quad (2.1)$$

le symbole  $\langle \rangle_T$  représente une moyenne sur les états du réseau de spins à la température  $T$ .  $d\mathbf{S}/dt$  est la vitesse de rotation d'un spin ionique *due au couplage ion-ion*. La formule n'est correcte que pour les grands transferts d'impulsion ( $\hbar\kappa \geq \pi\hbar/d$ ) mais elle donne dans tous les cas une limite supérieure approchée de  $\langle \omega^2 \rangle_T$ . En négligeant les corrélations entre spins ioniques,

autres que celles dues à l'existence d'une aimantation spontanée (ce qui est analogue à une approximation de champ moléculaire) on déduit de l'hamiltonien d'échange ion-ion la valeur approchée de  $\langle (d\mathbf{S}/dt)^2 \rangle$

$$\begin{aligned} \left\langle \left( \frac{d\mathbf{S}}{dt} \right)^2 \right\rangle_T &= \left( \frac{2J}{\hbar} \right)^2 V \left[ \frac{S(S+1) - \langle S_z^2 \rangle^2}{2} \right. \\ &\quad \left. - \frac{\langle S_z \rangle^2}{2} + 2[S(S+1) - \langle S_z^2 \rangle] \langle S_z \rangle + (V-1) \times \right. \\ &\quad \left. \times [S(S+1) - \langle S_z^2 \rangle] \langle S_z \rangle^2 \right] \end{aligned} \quad (2.2)$$

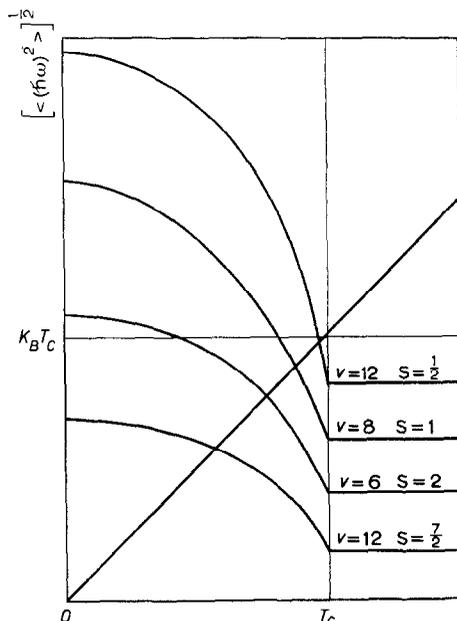


FIG. 1. Moyenne quadratique  $\hbar\omega_{mq}$  de l'énergie échangée lors de la collision d'un électron isolé avec le réseau de spins. La ligne droite correspond à l'énergie thermique  $k_B T$ .

(Par convention,  $Oz$  désigne la direction de l'aimantation spontanée). Pour déterminer  $\langle S_z \rangle_T$  à chaque température, on utilisera l'approximation de champ moléculaire. Pour  $\langle S_z^2 \rangle$  on prendra le modèle simple d'un spin fluctuant parmi des voisins à aimantation rigide. Les résultats sont résumés sur la figure 1. A part la région des basses températures, qui sera étudiée séparément, la condition :

\* Note added in proof : ceci a été remarqué en premier lieu par T. KASUYA, Progress of Theoretical Physics **16**, 58 (1956).

$$\langle (\hbar\omega)^2 \rangle_T < k_B T$$

est approximativement satisfaite (d'autant mieux que le spin  $S$  est plus grand). En première approximation, les collisions sont *élastiques*.

### 3. SECTION EFFICACE DANS L'APPROXIMATION ÉLASTIQUE

Il nous suffit alors de connaître la section efficace intégrée sur les énergies finales possibles de l'électron. Elle vaut dans l'approximation de BORN :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{m}{2\pi\hbar^2} \right)^2 \sum_{\alpha, \beta} w_\alpha \left| \langle \alpha | \sum_R \exp(i\mathbf{x} \cdot \mathbf{R}) G^0 S_p \cdot S_R - S_p \cdot \langle S_R \rangle | \beta \rangle \right|^2 \quad (3.1)$$

$|\alpha\rangle$  et  $|\beta\rangle$  désignent les états de spin du système total avant et après collision.  $w_\alpha$  est la probabilité pour trouver le système dans l'état  $|\alpha\rangle$  à l'équilibre thermique.  $\hbar\mathbf{x}$  est la variation d'impulsion de l'électron.

La sommation sur les états finaux de spin  $|\beta\rangle$  peut être effectuée et l'on obtient :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{m}{2\pi\hbar^2} \right)^2 \sum_\alpha w_\alpha \left\{ \sum_{R, R'} G^2 \exp[i\mathbf{x} \cdot (\mathbf{R} - \mathbf{R}')] \langle \alpha | (S_p \cdot S_R - S_p \cdot \langle S_R \rangle) (S_p \cdot S_{R'} - S_p \cdot \langle S_{R'} \rangle) | \alpha \rangle \right\} \quad (3.2)$$

On a d'ailleurs

$$\begin{aligned} & \sum_\alpha w_\alpha \langle \alpha | \dots | \alpha \rangle \equiv \langle \dots \rangle_T \\ & = \langle (S_p \cdot S_R - S_p \cdot \langle S_R \rangle) (S_p \cdot S_{R'} - S_p \cdot \langle S_{R'} \rangle) \rangle \\ & = \langle (S_p \cdot S_R) (S_p \cdot S_{R'}) \rangle - \\ & \quad - \langle (S_p \cdot \langle S_R \rangle) (S_p \cdot \langle S_{R'} \rangle) \rangle \\ & = \frac{1}{2} S_p (S_p + 1) \times \\ & \quad [ \langle S_R \cdot S_{R'} \rangle - \langle S_R \rangle \cdot \langle S_{R'} \rangle ]. \quad (3.3) \end{aligned}$$

Introduisons la section efficace incohérente par ion magnétique.

$$\sigma_0 = \frac{1}{4\pi} \left( \frac{mG}{\hbar^2} \right)^2 S(S+1). \quad (3.4)$$

La section efficace différentielle vaut, par ion magnétique :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{\sigma_0}{4\pi} \sum_R (\langle S_0 \cdot S_R \rangle - \\ & - \langle S \rangle^2) \exp(i\mathbf{x} \cdot \mathbf{R}) [S(S+1)]^{-1}. \end{aligned} \quad (3.5)$$

La résistivité  $\rho$  vaut

$$\rho = \frac{m}{e^2 \tau c \xi} \quad (3.6)$$

$\tau$  est le temps de relaxation, défini ici par

$$\frac{1}{\tau} = c \frac{\hbar k_0}{m} \times \quad (3.7)$$

$$2\pi \int_0^\pi \sin \theta \, d\theta (1 - \cos \theta) \frac{d\sigma}{d\Omega}.$$

Dans la limite des hautes températures (diffusion totalement incohérente), (3.7) prend la valeur :

$$\frac{1}{\tau_0} = c \frac{\hbar k_0}{m}. \quad (3.8)$$

### 4. APPROXIMATION SANS CORRÉLATIONS

D'après (3.5) le calcul de  $\rho$  suppose la connaissance des corrélations de spin

$$\gamma_R = [\langle S_0 \cdot S_R \rangle - \langle S \rangle^2] [S(S+1)]^{-1} \quad (4.1)$$

Toutefois, comme nous le montrerons plus loin, la longueur d'onde des électrons au niveau de Fermi est en général suffisamment courte pour que l'on puisse négliger les effets d'interférence entre ions magnétiques *différents*.\* On attend donc une

\* Ceci a été remarqué par KORRINGA<sup>(16)</sup> pour un problème analogue.

diffusion *isotrope* avec la section efficace :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_0 \frac{S(S+1) - \langle S \rangle^2}{S(S+1)} \quad (4.2)$$

d'où l'on tire :

$$\frac{\tau_0}{\tau} = 1 - \frac{\langle S \rangle^2}{S(S+1)}. \quad (4.3)$$

Cette formule fait clairement apparaître le lien entre le temps de relaxation et l'ordre à longue distance dans le réseau des spins ioniques. Elle est comparable à la formule approchée de NORDHEIM pour les solutions solides désordonnées.

Les prévisions numériques, déduites de (4.3) au moyen d'une approximation de champ moléculaire, pour le calcul de  $\langle S \rangle$ ,\* sont illustrées sur la figure 2. Au dessus de  $T_c$ , la résistivité due au désordre de spin est *constante* : ceci suggère une extrapolation simple pour retrancher la contribution des phonons (qui est ici proportionnelle à la température absolue.) Les courbes que l'on obtient ainsi sont qualitativement en accord avec les prévisions. Toutefois, la pente des résistivités

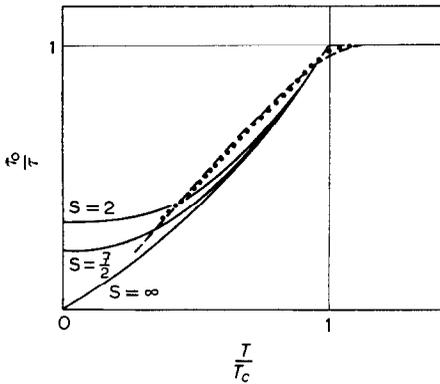


FIG. 2. Résistivité par désordre de spin dans l'approximation élastique. Trait continu : valeurs déduites de (2.13) en calculant l'aimantation spontanée par une approximation de champ moléculaire. - - - : valeurs expérimentales pour Gd. .... : valeurs expérimentales pour AuMn (après soustraction approchée de la résistivité due aux phonons).

\* Pour le gadolinium, on peut utiliser dans (4.3) la valeur expérimentale<sup>(13)</sup> de  $\langle S \rangle_T$ . Il n'y a d'écart notable avec le résultat de l'approximation de champ moléculaire que dans la région de basses températures, où de toute façon le traitement n'est pas applicable.

théoriques en dessous de  $T_c$  est *trop forte*; (elle varie de 1,66 pour  $S = \infty$  à 1,58 pour  $S = 5/2$ ).

Expérimentalement, la section efficace incohérente déduite de ces comparaisons, est d'environ  $6,5 \text{ \AA}^2$  pour le Gadolinium, et de  $4 \text{ \AA}^2$  pour le manganèse dans Au Mn. Dans l'approximation de BORN, ceci correspond à des valeurs anormalement élevées (de 14 à  $18 \text{ eV} \cdot \text{ \AA}^3$ ) de la constante de couplage  $G$ .

En fait, la diffusion est probablement contrôlée par un effet de résonance avec les niveaux virtuels  $d$  ou  $f$  de l'ion magnétique.<sup>(9)</sup> La méthode simple que nous avons adoptée ne peut pas rendre compte de tels effets.

Notons à ce propos que la courbe expérimentale de résistivité pour  $\text{Au}^3\text{Mn}$ <sup>(2)</sup> permet de comparer les effets du désordre de spin qui apparaît vers  $150^\circ\text{F}$ , et du désordre dans la répartition spatiale des atomes Mn qui apparaît vers  $900^\circ\text{K}$ . Le désordre de spin crée ici une diffusion 5 fois plus forte que le désordre de position.

## 5. EFFETS D'ORDRE A COURTE DISTANCE

Prenons pour exemple le cas d'un ferromagnétique au-dessus du point de transition. Fixons un spin suivant une certaine direction au site  $O$ . Les autres spins prennent une orientation moyenne

$$\bar{S}_R = S_0 \gamma_R \quad (5.1)$$

Ecrivons que le spin  $S_R$  est en équilibre sous l'action du champ moléculaire dû à ses voisins ( $R'$ ). Nous trouvons :<sup>(10)</sup>

$$\bar{S}_R = \frac{2JS(S+1)}{k_B T} \sum_{R'} \bar{S}_{R'} \quad (5.2)$$

ou encore, comme

$$k_B T_c \approx \frac{2}{3} JvS(S+1)$$

$$\gamma_R = \frac{1}{V} \frac{T_c}{T} \sum_{R'} \gamma_{R'}. \quad (5.3)$$

A partir de cette équation aux différences finies, on peut obtenir directement la quantité qui intervient dans la section efficace :

$$\sum_{\mathbf{R}} \gamma_{\mathbf{R}} \exp(i \boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{R}) = \left( \sum_{\mathbf{R}} \gamma_{\mathbf{R}} \right) \frac{L(0)}{L(\boldsymbol{\kappa})}. \quad (5.4)$$

où :

$$L(\boldsymbol{\kappa}) = 1 - \frac{T_c}{T} \frac{1}{V} \sum_{R'} \exp(i\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{R}') \quad (5.5)$$

( $R'$  = voisin de  $O$ )

La quantité  $\sum_R \gamma_R$  peut être déterminée par l'étude des fluctuations macroscopiques de l'aimantation.<sup>(11)</sup> A l'approximation du champ moléculaire, on a finalement

$$\sum_R \gamma_R \exp(i\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{R}) = \frac{1}{L(\boldsymbol{\kappa})}. \quad (5.6)$$

Dans la pratique, il sera d'ailleurs suffisant de remplacer  $L(\boldsymbol{\kappa})$  par sa moyenne sur toutes les orientations du vecteur  $\boldsymbol{\kappa}$ . On prendra donc :

$$\sum_R \gamma_R \exp(i\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{R}) = \frac{1}{1 - \frac{T_c \sin(\kappa\alpha)}{T \kappa\alpha}}. \quad (5.7)$$

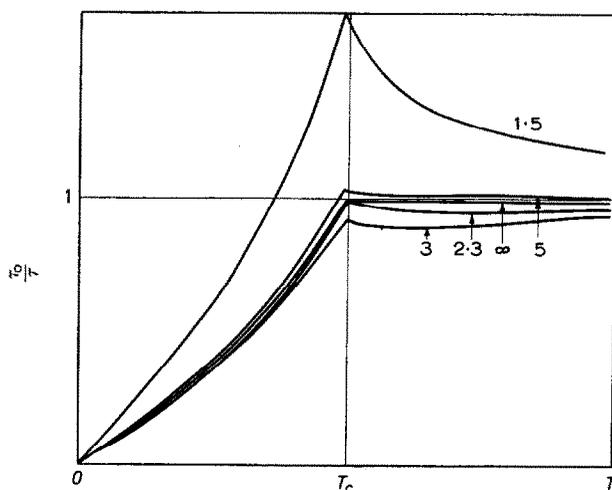


FIG. 3. Effet de l'ordre à courte distance sur la résistivité d'un ferromagnétique. Approximation élastique; traitement de champ moléculaire; spin classique. Les courbes ont été tracées pour quelques valeurs du paramètre  $k_0d$  (marquées sur le graphique).

En reportant ce résultat dans (2.7), on obtient une valeur approchée (à cause de l'approximation de champ moléculaire) mais qui tient compte des corrélations à toute distance. Le temps de relaxation est donné par :

$$\frac{\tau_0}{\tau} = \frac{1}{4} \int_0^2 \frac{x^3 dx}{1 - \frac{T_c \sin(k_0 dx)}{T k_0 dx}} \quad (5.8)$$

où l'on a posé  $x^2 = 2(1 - \cos \theta)$ .

Pour les autres situations ( $T < T_c$ , antiferromagnétiques, etc.) on peut développer le calcul des corrélations par des méthodes analogues.<sup>(10)(12)</sup>

Les résultats numériques sont résumés sur les figures (3) et (4). La conclusion essentielle est la suivante : pour  $k_0d \geq \pi$  l'effet des corrélations est faible. Au contraire, pour  $k_0d \ll \pi$  on attend un fort accroissement de la résistivité au voisinage du point de CURIE. Ceci est essentiellement lié aux phénomènes d'opalescence critique,<sup>(11)(12)</sup> qui apparaissent aux petits angles et aux grandes longueurs d'onde. Dans ce domaine, l'approximation de champ moléculaire doit d'ailleurs être améliorée, soit par la méthode de BETHE et PEIERLS (ELLIOTT-MARSHALL, non publié), soit par l'usage des susceptibilités expérimentales.

Pour un réseau compact, on a approximativement :  $k_0d = 3,5\xi^{\frac{1}{2}}$ . Dans les cas pratiques, la condition  $k_0d \geq \pi$  sera donc satisfaite en général.

Enfin, il paraît difficile, pour les cas que nous avons envisagés, d'extraire les effets de corrélation

des courbes expérimentales car ils ne présentent pas de fortes singularités au point de transition, et leur décroissance au-dessus du point de transition est lente (comme  $1/T$  aux températures élevées). Pour Gd, l'accord avec l'expérience n'est pas sensiblement amélioré par l'introduction des corrélations.

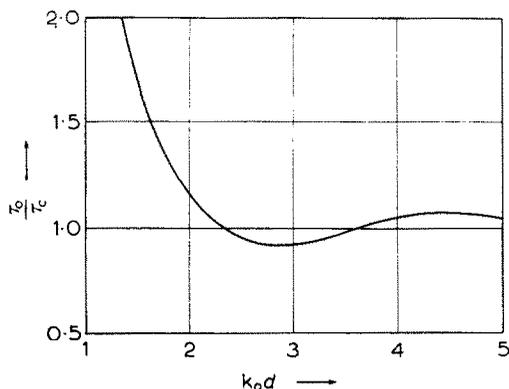


FIG. 4. Résistivité au point de transition divisée par la valeur limite de haute température, en fonction du paramètre  $k_0 d$ .

## 6. EFFET MAGNÉTOVIBRATIONNEL

Cet effet (introduit par ELLIOTT et LOWDE<sup>(14)</sup> à propos des neutrons) est une diffusion due à l'interaction (1.1) mais avec émission ou absorption de phonons (le réseau des spins restant lui, non perturbé). Nous allons montrer qu'il est faible. La section efficace correspondante vaut (dans l'approximation à un phonon, et pour un cristal ou il y aurait une seule fréquence  $\omega_{\kappa}$  de vibration pour tous les modes associés au vecteur d'onde  $\kappa$ )

$$\frac{d\sigma_1}{d\Omega} = \frac{\sigma_0 \langle S \rangle T^2 \hbar \kappa^2}{4\pi S(S+1) M \omega_{\kappa}} (n_{\kappa} + \frac{1}{2}) \quad (6.1)$$

$M$  est la masse d'un atome du réseau,  $n_{\kappa}$  le nombre moyen de quanta de l'oscillateur. En ordre de grandeur, pour des températures supérieures à la température de DEBYE, on peut écrire

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_0} \cong \frac{\langle S \rangle T^2 k_B T}{S(S+1) MC^2} \quad (6.2)$$

où  $C$  est la vitesse de son. On en déduit que  $\sigma_1$  est nul au dessus de  $T_c$  et toujours *beaucoup plus petit* (par un facteur de l'ordre de 100) que  $\sigma_0$ ; cependant la variation de  $\sigma_1$  est rapide au voisinage

inférieur de  $T_c$ . Un tel effet tend à améliorer l'accord avec les courbes expérimentales, mais il est trop faible et son évaluation précise est exclue.

## 7. REMARQUES GÉNÉRALES

### (1) Région des basses températures

Pour  $T \rightarrow 0$  formule (4.3) déduite de l'approximation élastique prévoit :

$$\frac{\tau_0}{\tau} = \frac{1}{S+1}$$

Ceci correspond au désordre résiduel, dû aux oscillations de point  $O$  des ondes de spin. En fait, comme nous l'avons vu à propos des transferts d'énergie, l'emploi de (4.3) suppose que les électrons sont capables d'échanger avec les ions des énergies de l'ordre de  $[\langle (\hbar\omega)^2 \rangle]^{\frac{1}{2}}$ . Ici ce n'est plus le cas, et l'on doit résoudre en détail une équation de transport. (Le calcul correspondant sera publié à part.) Le fait essentiel est que dans ce domaine, la résistivité est *très sensible aux détails du modèle physique*.

Par exemple, pour un ferromagnétique, si les ondes de spin ne sont pas entraînées par le courant, et si les électrons ne sont *pas* polarisés, la résistivité est proportionnelle à  $T^2$  aux basses températures : dans un choc, la composante longitudinale du transfert d'impulsion est proportionnelle à  $\kappa^2$ . L'angle solide qui correspond aux déflections moyennes est aussi proportionnel à  $\kappa^2$ . La résistivité est proportionnelle à  $\kappa^4$ . Pour les ondes de spin avec lesquelles le transfert d'énergie est possible,  $\kappa$  est proportionnel à  $T^{\frac{1}{2}}$  (Pour des phonons, la probabilité de transition contient en plus un facteur  $\kappa$ ;  $\kappa$  est proportionnel à  $T$ , et  $\rho$  est donc proportionnel à  $T^5$ .) Par contre, si les électrons sont *polarisés*, on s'attend à ce que la résistivité par désordre de spin varie comme  $\exp(-E/k_B T)$  aux basses températures. En effet, les deux demi-bandes correspondent à des nombres d'électrons différents  $\xi_+$  et  $\xi_-$ , et les vecteurs d'onde au bord de la zone de Fermi  $k_{0+}$  et  $k_{0-}$  sont différents. Le retournement d'un spin d'un électron de conduction exige l'absorption ou l'émission d'une onde de spin dont le vecteur d'onde est au minimum  $|k_{0+} - k_{0-}|$  en longueur. L'émission d'une onde de spin est limitée par le peu d'énergie dont dispose un électron au voisinage du niveau de Fermi; l'absorption l'est par le petit nombre d'ondes de spin présentes. L'énergie d'activation correspondante est

approximativement égale à l'énergie d'une onde de spin dont le vecteur d'onde aurait la longueur  $k_{0+} - k_{0-}$ .

Ceci donne :

$$E \sim \frac{2k_B T_c}{9(S+1)} (k_0 d)^2 \left( \frac{\xi_+ - \xi_-}{\xi_+ + \xi_-} \right)^2$$

## (2) Critique des approximations utilisées

L'usage d'un potentiel en  $\delta$  et de l'approximation de Born décrit mal la diffusion par un spin isolé et imparfaitement les effets d'interférence entre diffuseurs différents. Comme pour les alliages à fortes concentrations, il est difficile d'améliorer cette situation sans reprendre à la base l'étude de la propagation dans un milieu désordonné.

On peut se demander quelles seraient les modifications apportées si l'on adoptait un potentiel  $V(R)$  plus réaliste et si l'on traitait rigoureusement la diffusion par un centre. Les effets de corrélation sont modifiés; ils ne peuvent pas être calculés exactement, mais ils restent petits. Notre traitement implique d'ailleurs plusieurs autres hypothèses également essentielles : les corrélations entre spins ioniques et spins des électrons de conduction sont négligées. La bande de conduction est supposée *non déformée* par l'ordre à longue distance des ions magnétiques. En particulier, dans un antiferromagnétique, il y a en fait une sub-

division de la zone de BRILLOUIN dont nous n'avons pas tenu compte. L'analogie des courbes expérimentales de résistivité pour AuMn et Au<sub>3</sub>Mn, où la configuration géométrique n'est pourtant pas la même, tend à prouver que, dans ces alliages, il n'y a pas de distortion sensible au voisinage du niveau de Fermi.

## REFERENCES

1. LEVGOLD S., SPEDDING F. H., BARSON F., et ELLIOTT J. F. *Rev. Mod. Phys.* **25**, 129 (1953). Voir aussi l'article de revue dans *Progress in Nuclear Energy*. Vol. V. Pergamon Press, London.
2. GIAN SOLDATI A. et LINDE J. O. *J. Phys.* **16**, 341 (1955).
3. HOFFMANN J. A., PASKIN A., TAUER K. J. et WEISS R. J. *J. Phys. Chem. Solids* **1**, 45 (1956).
4. FRIEDEL J. *J. Phys.* **16**, 829 (1955).
5. MOTT N. F. *Proc. Roy. Soc. A* **153**, 699 (1956).
6. VAN VLECK J. H. *Phys. Rev.* **55**, 924 (1939).
7. DE GENNES P. G., *C. R. Acad. Sci., Paris* **244**, 755 (1957).
8. NORDHEIM L. *Ann. Phys.* **9**, 607 (1931).
9. FRIEDEL J. *Canad. J. Phys.* **34**, 1190 (1956).
10. DE GENNES P. G. et HERPIN A. *C. R. Acad. Sci., Paris* **243**, 1611 (1956).
11. VAN HOVE L. *Phys. Rev.* **95**, 1374 (1954).
12. DE GENNES P. G. Rapport SPM Saclay n°200.
13. ELLIOTT J. F., LEVGOLD S. et SPEDDING F. H. *Phys. Rev.* **91**, 28 (1953).
14. ELLIOTT R. J. et LOWDE R. D. *Proc. Roy. Soc. A* **230**, 46 (1955).
15. PARMENTER R. H. *Phys. Rev.* **97**, 587 (1955).
16. KORRINGA J. *Canad. J. Phys.* **34**, 1290 (1956).