



Une nouvelle théorie générale du champ coercitif

Louis Néel

► To cite this version:

Louis Néel. Une nouvelle théorie générale du champ coercitif. Comptes Rendus Hebdomadaires Des Seances De L Academie Des Sciences, 1946, 223 (4), pp.198–199. <hal-02878477>

HAL Id: hal-02878477

<https://hal.science/hal-02878477v1>

Submitted on 23 Jun 2020

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.



HAL Authorization

MAGNÉTISME. — *Une nouvelle théorie générale du champ coercitif.*Note ⁽¹⁾ de M. Louis NÉEL, présentée par M. Aimé Cotton.

Nous avons montré ⁽²⁾ que la théorie classique du champ coercitif, basée sur les variations locales de la tension superficielle de paroi, ne pouvait donner que des valeurs bien inférieures aux valeurs expérimentales. Il semble qu'on puisse trouver un autre mécanisme, plus satisfaisant, donnant l'ordre de grandeur convenable, dans la voie suivante.

Soit d'abord un domaine élémentaire à l'intérieur d'un cristal idéal, non perturbé : l'aimantation y est uniforme. Imaginons maintenant qu'à l'intérieur de ce même domaine existent des inégalités de tension : elles auront en particulier pour effet de *dévier* localement l'aimantation spontanée de sa direction primitive, d'une façon différente d'un point à l'autre. L'aimantation spontanée ne reste plus uniforme. En l'absence d'interactions magnétiques, l'aimantation \vec{J} en chaque point s'orienterait suivant la direction correspondant à l'énergie magnétoélastique minimum, mais, comme la divergence du vecteur aimantation n'est pas nulle, des champs magnétiques internes dont la création demande de l'énergie apparaissent. On peut considérer ces champs comme créés par une densité cubique ρ de magnétisme, donnée par $\rho = -\text{div} \vec{J}$. Un état d'équilibre s'établit alors caractérisé par une certaine valeur de ρ en chaque point : naturellement la valeur normale moyenne de ρ est nulle et l'aimantation conserve la même direction moyenne que dans la substance non perturbée.

Un phénomène du même genre se produit si l'aimantation spontanée varie, non plus en direction, mais en grandeur d'un point à l'autre : comme cela pourra être produit par la présence de cavités, ou d'inclusions non magnétiques ou moins magnétiques que la phase principale, ou encore comme dans une solution solide non homogène. Là aussi, ρ variera irrégulièrement d'un point à l'autre.

Si l'on retourne bout pour bout l'aimantation moyenne J , du domaine, ρ conserve en chaque point la même valeur absolue, mais change de signe. Supposons alors qu'une paroi, séparant deux phases aimantées antiparallèlement, traverse le domaine. Avant le passage de la paroi, ρ est, par exemple, positif dans une certaine région R. Si la paroi coupe R en deux, nous aurons, dans une moitié ρ positif, dans l'autre ρ négatif. Des charges de signe contraire vont se trouver rapprochées, l'énergie libre va diminuer. Nous sommes donc

⁽¹⁾ Séance du 8 juillet 1946.

⁽²⁾ *Comptes rendus*, 223, 1946, p. 141.

en présence d'un mécanisme susceptible de faire varier l'énergie libre du système en fonction de la position de la paroi, indépendamment de toute énergie superficielle de paroi. Il s'agit d'un effet de volume et non de surface.

Nous avons traité ce problème par des méthodes analogues à celles qui ont été exposées antérieurement ⁽²⁾ ⁽³⁾ et nous avons obtenu les résultats suivants, après des calculs pénibles qui seront développés dans un autre Recueil.

1° Soit, par exemple, une substance cubique dans laquelle une fraction ν du volume est perturbée par des *tensions internes* σ_i , d'orientation variable. Posons $C = (3/2)\lambda\sigma_i$ (λ , magnétostriction à saturation). On obtient, suivant les valeurs de C , par rapport à la constante K caractérisant l'énergie magnétocristalline, les formules approximatives suivantes donnant le champ coercitif H_c

$$(1) \quad H_c = \frac{4\nu C^2}{15\pi K J_s} \left(1,386 + \frac{1}{2} \log \frac{2\pi J_s^2}{K} \right) \quad (C \ll K),$$

$$(2) \quad H_c = \frac{0,69\nu C}{J_s} \left(1,386 + \frac{1}{2} \log \frac{6,8 J_s^2}{C} \right) \quad (C > K).$$

2° Soit une substance cubique, magnétique, dans laquelle une fraction ν' du volume est occupée par des *inclusions* non magnétiques. Une valeur approximative du champ coercitif H'_c est donnée par

$$(3) \quad H'_c = \frac{2K\nu'}{\pi J_s} \left(0,386 + \frac{1}{2} \log \frac{2\pi J_s^2}{K} \right).$$

Dans ces deux cas, on a supposé essentiellement que l'échelle des perturbations était petite devant les dimensions des domaines élémentaires, tout en restant plus grande que l'épaisseur du paroi.

L'ordre de grandeur des champs coercitifs fournis par les formules (1), (2) et (3) est bien celui des valeurs expérimentales. Dans le nickel et les alliages voisins, c'est l'effet des tensions qui est prépondérant tandis que, pour le fer et les alliages voisins, c'est l'effet des cavités qui l'emporte. En particulier, la formule (3) convient particulièrement bien pour interpréter toute une série de résultats expérimentaux rassemblés par Kersten ⁽⁴⁾; elle est bien supérieure à une autre formule, un peu différente, obtenue par l'auteur ⁽⁵⁾, après une théorie beaucoup plus grossière de l'influence des cavités sur le champ coercitif.

⁽²⁾ *Comptes rendus*, 220, 1945, pp. 738 et 814.

⁽⁴⁾ *Grundlagen einer Theorie der ferromagnetischen Hysterese und der Koerzitivkraft*, Leipzig, 1943.

⁽⁵⁾ *Cahiers de Physique*, 25, 1944, p. 21.