



Interprétation des cycles d'hystérésis "étranglés" de certains Basaltes

Louis Néel

► To cite this version:

Louis Néel. Interprétation des cycles d'hystérésis "étranglés" de certains Basaltes. Comptes Rendus Hebdomadaires Des Seances De L Academie Des Sciences Serie B, 1970, 270 (18), pp.1125–1130. hal-02878433

HAL Id: hal-02878433

<https://hal.science/hal-02878433>

Submitted on 1 Jul 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.

NOTES DES MEMBRES ET CORRESPONDANTS
ET NOTES PRÉSENTÉES OU TRANSMISES PAR LEURS SOINS

MAGNÉTISME. — *Interprétation des cycles d'hystérésis « étranglés » de certains basaltes.* Note (*) de M. **LOUIS NÉEL**, Membre de l'Académie.

Dans un échantillon ferromagnétique formé de grains fins monodomaines, une stabilisation de l'état magnétique initial peut se produire par retournement spontané du moment magnétique des grains les plus fins. Il en résulte notamment l'apparition de cycles d'hystérésis étranglés. Une perturbation extérieure efface momentanément la stabilisation et ses effets.

L'attention a été attirée récemment [(¹), (²)] sur les remarquables propriétés que certains basaltes présentent dans des champs magnétiques faibles. Ces échantillons contiennent une proportion de quelques pour-cent de grains fins ferromagnétiques, habituellement constitués de magnétite ou de titanomagnétite, dispersés dans une matrice non magnétique. Les cycles d'hystérésis, obtenus dans des champs magnétiques alternatifs (20 à 2 000 Hz), faibles (10 Oe) vis-à-vis du champ coercitif (400 Oe), sont des cycles *étranglés*, du type en *nœud de cravate*. Ils ressemblent à ceux que Brissonneau (³) a observés dans des échantillons de fer α contenant un peu de carbone.

Après avoir soumis l'échantillon à un champ élevé (50 à 10 000 Oe), ou après l'avoir martelé, ou après avoir modifié sa température de quelques dizaines de degrés, les propriétés magnétiques sont profondément modifiées : le cycle d'hystérésis s'est élargi et a pris l'allure familière des *cycles de Rayleigh*, formés de deux arcs de parabole. En même temps le cycle s'est redressé sur l'axe des champs, ce qui traduit une augmentation de la susceptibilité réversible. Enfin si l'on attend après le traitement précédent, quelques heures ou quelques semaines suivant les échantillons, le cycle reprend sa forme initiale étranglée tandis que la susceptibilité réversible diminue.

Dans le cas des expériences de Brissonneau, l'étranglement provenait de la stabilisation des parois de Bloch par des atomes de carbone diffusés. Ce mécanisme ne peut pas être invoqué ici car nous avons affaire maintenant à des *grains fins monodomaines*, comme le prouvent de solides arguments (²). Nous allons montrer cependant qu'un ensemble de grains monodomaines peut aussi devenir le siège de processus de stabilisation dont les effets présentent quelques analogies avec ceux qui se produisent dans les substances massives.

La granulométrie des échantillons étudiés est extrêmement complexe et il est évidemment impossible d'introduire dans une interprétation théorique tous les facteurs qui entrent en jeu : composition chimique, volume, forme, caractéristiques magnétiques des grains, dispositions relatives de ceux-ci, etc. Nous nous bornerons donc à étudier un modèle très schématique.

Considérons donc des grains possédant un *moment magnétique permanent* M . Leur anisotropie, qu'elle qu'en soit l'origine, est équivalente à une anisotropie de forme. Nous les assimilons à des ellipsoïdes de révolution

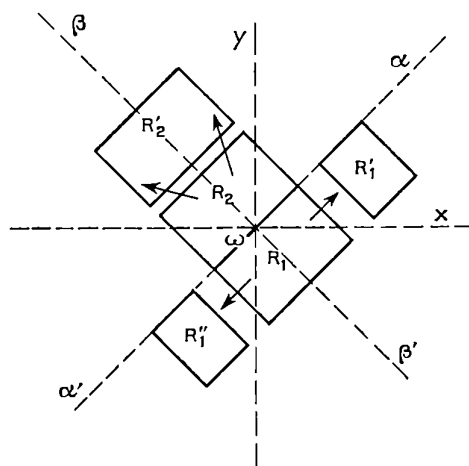


Diagramme de Néel-Preisach;
la stabilisation déplace les points représentatifs dans le sens des flèches.

autour d'axes parallèles à une même direction D suivant laquelle on appliquera le champ magnétique extérieur et on observera les variations d'aimantation. Ces grains se divisent en deux catégories, les ellipsoïdes allongés et les ellipsoïdes aplatis.

Aux premiers correspond un cycle d'hystérésis rectangulaire et symétrique, de hauteur $2M$, de champ critique h_c . Chaque grain possède dans le diagramme de Preisach ⁽⁴⁾ un point représentatif P de coordonnées $+h_c$ et $-h_c$, rapportées à un système $x \omega y$ d'axes orthogonaux. Les points P sont répartis sur la moitié inférieure $\omega\beta'$ de la deuxième bissectrice (*fig.*). Pour simplifier encore, nous admettrons désormais que le moment de ces grains est toujours parallèle à D , soit dans le sens positif, soit dans le sens négatif : nous excluons les orientations obliques. Nous admettrons en outre que l'échantillon possède du *trainage magnétique* (ou viscosité) : à cet effet les grains doivent être suffisamment petits pour que, dans un champ nul, leur moment magnétique soit susceptible, sous l'influence des fluctuations

thermiques, de sauter spontanément du sens positif au sens négatif, ou *vice versa* ⁽⁵⁾. Nous supposons simplement que les constantes de temps correspondantes sont assez grandes devant la période des champs magnétiques alternatifs utilisés au cours des observations.

D'autre part, aux ellipsoïdes aplatis correspond une courbe d'aimantation réversible : h_c étant un certain champ critique, la composante parallèle à D du moment du grain, égale à $-M$ quand le champ appliqué H est inférieur à $-h_c$, varie linéairement de $-M$ à $+M$ quand H croît de $-h_c$ à $+h_c$ et prend finalement la valeur $+M$ lorsque H est supérieur à h_c . Notamment, pour $H = 0$, le moment du grain s'oriente dans le plan équatorial, perpendiculairement à D. Ce sont ces grains qui donnent naissance à la susceptibilité réversible. Comme je l'ai montré antérieurement ⁽⁶⁾, ils sont représentés sur le diagramme (*fig.*) par les points de coordonnées $-h_c$ et $+h_c$, situés sur la moitié supérieure $\omega\beta$ de la deuxième bissectrice. Notons que tous les points du diagramme possèdent une signification physique et désignons désormais par le sigle NP ce diagramme généralisé.

Comme nous nous intéressons spécialement aux propriétés dans les champs faibles, de module inférieur à une certaine quantité h_L , petite vis-à-vis du champ coercitif de l'échantillon, nous avons à partager les grains en trois catégories G, G' et G''.

Grains G''. — Ce sont les grains à aimantation réversible pour lesquels h_c est plus grand que h_L . Dans un champ faible, la composante de leur moment parallèle à D reste toujours petite.

Grains G'. — Ce sont les grains à aimantation irréversible pour lesquels h_c est plus grand que h_L . L'aimantation de ces grains n'est pas modifiée par des champs de module inférieur à h_L .

Grains G. — Ce sont les grains à aimantation réversible ou irréversible pour lesquels h_c ou h_e est inférieur à h_L .

Les couplages magnétiques dipolaires entre les grains, que nous introduisons maintenant, déplacent les points représentatifs dans le diagramme NP ⁽⁷⁾. Pratiquement les seules interactions à considérer sont celles des grains G' avec les grains G puisque le nombre des premiers est bien plus grand que le nombre des seconds, h_L étant petit. Quant aux grains G'', comme la composante de leur moment parallèle à D est faible nous pouvons les négliger. Toujours pour simplifier l'exposé, nous supposons que les grains G' qui agissent sur un grain G, au nombre n d'environ une douzaine, sont ceux qui sont à proximité immédiate, à une distance moyenne r qui est de l'ordre de $V^{1/3}N^{-1}$, N étant le nombre des grains contenus dans un volume V.

Le signe du couplage dipolaire dépend de l'angle φ que fait avec D la droite Δ joignant les centres O et O' des deux grains G et G' interagissants. Soit en effet φ_0 , l'angle inférieur à $\pi/2$, défini par $3 \cos^3 \varphi_0 = 1$, et Γ le cône de révolution autour de l'axe D, de sommet O et de demi-angle au sommet φ_0 :

si Δ est à l'intérieur de Γ , le couplage est positif et tend à orienter dans le même sens les moments de G et de G' . Si Δ est à l'extérieur de Γ , le couplage est négatif et tend à orienter antiparallèlement les moments de G et de G' . On sait enfin que si toutes les orientations de Δ sont également probables, la valeur probable de la composante parallèle à D du champ créé en O par le grain G' est nulle.

Soit alors h_i la composante parallèle à D de la résultante des champs créés en O par les n grains G' . Les coordonnées du point représentatif de G , primitivement égales à h_c et $-h_c$, deviennent $h_c - h_i$ et $-h_c - h_i$. La valeur de h_i dépend du signe du moment M' de chacun des n grains G' , c'est-à-dire de ce que nous appellerons la *configuration* des grains G' . Examinons les différentes configurations possibles.

Configuration S. — Elle s'obtient après aimantation à saturation, parallèlement à D et dans le sens positif, par exemple. Tous les grains G' prennent ainsi et conservent un moment positif. Les champs h_i relatifs aux différents grains G sont distribués selon une loi de Gauss autour d'une valeur moyenne nulle. L'écart quadratique moyen h_m est de l'ordre de $n^{1/2} M' r^{-3}$. Dans le diagramme NP, les points représentatifs des grains G quittent la bissectrice $\beta\beta'$ pour se répartir en gros dans les deux rectangles R_1 et R_2 (*fig.*) dont les côtés sont de l'ordre de grandeur de h_1 et de $2h_m$. Au voisinage de l'origine ω , la densité des points représentatifs est sensiblement uniforme, de sorte que l'échantillon doit obéir aux deux lois de Rayleigh, avec des cycles de la forme prévue par Rayleigh.

Configuration T. — On l'obtient par désaimantation dans un champ alternatif dont on fait décroître lentement le module H_a jusqu'à zéro, à partir d'une valeur initiale supérieure au plus grand des champs critiques des grains G' . Le moment magnétique M' d'un grain G' se bloque au moment où l'amplitude totale du champ alternatif devient égale à son champ critique h_c . Cette amplitude est la somme de H_a et du champ de couplage créé en G' par le grain G , puisque le moment du grain G suit le champ alternatif. Le sens suivant lequel se bloque M' dépend de la multitude des autres petits champs d'origines diverses qui agissent sur G' . Finalement, les moments M' sont orientés au hasard. Le champ créé en O par ces n moments est distribué selon une loi de Gauss autour d'une valeur moyenne nulle et un écart quadratique moyen du même ordre de grandeur que dans le cas de la configuration S. Les propriétés magnétiques dans les champs faibles doivent être également très voisines de celles que l'on observe avec la configuration S.

Configuration U. — L'échantillon possédant la configuration S ou T, désaimantons les grains G au moyen d'un champ alternatif décroissant dont la valeur initiale est choisie suffisamment faible pour ne pas altérer l'aimantation des grains G' . L'aimantation des grains G est alors posi-

tive ou négative selon la position de leur point représentatif : à gauche ou à droite de $\beta\beta'$. Cette même disposition s'établit d'ailleurs spontanément au bout d'un intervalle de temps égal à 5 ou 6 fois la constante de temps des grains G.

Considérons par exemple un grain G, à aimantation irréversible, dont le point représentatif est à droite de $\beta\beta'$ et qui ainsi est aimanté négativement. Il exerce sur ses voisins G' situés à l'intérieur du cône Γ un champ de couplage négatif, qui, au bout d'un intervalle du temps égal à 5 ou 6 fois la constante de temps des grains G', oriente négativement les moments des grains G' qui sont orientés positivement. A son tour, chacun de ces grains G' exerce sur G un champ négatif. On montre de même que chaque grain G' situé à l'extérieur du cône Γ exerce finalement aussi sur G un champ négatif. Le champ résultant en G doit donc finalement être distribué autour d'une valeur moyenne égale à $-nM'r^{-3}$, avec un écart quadratique moyen du même ordre de grandeur que dans les exemples cités plus haut. Le point représentatif P du grain G doit donc s'écarter de la bissectrice $\beta\beta'$, à droite de celle-ci, à une distance moyenne de l'ordre de $nM'r^{-3}$. De même, les points représentatifs situés à gauche de $\beta\beta'$ s'en écartent à gauche, à une même distance moyenne.

Ainsi la distribution primitive des points P dans la zone rectangulaire R_1 , disposée à cheval sur $\beta\beta'$, est remplacée par une distribution en deux zones rectangulaires R'_1 , R''_1 distinctes, symétriques par rapport à la bissectrice $\beta\beta'$ et distantes l'une de l'autre d'environ $2nM'r^{-3}$. Le rapport de la distance des centres de R_1 et de R'_1 à la largeur de R'_1 est égal au rapport de n à $n^{1/2}$, soit environ 3 ou 4.

Pour que ces phénomènes se produisent, il est nécessaire que G exerce sur G' un champ de couplage supérieur à la résultante des champs de couplage exercés sur ce même G' par ses voisins G'. Cette condition est réalisée si les grains G sont notablement plus gros que les grains G'.

A cette nouvelle distribution des points P en deux zones R'_1 et R''_1 correspondent des cycles d'hystérésis possédant un étranglement au voisinage de l'origine.

Radhakrishnamurty et Sastry ⁽⁶⁾ avaient d'ailleurs bien vu que la disjonction de la répartition des points P en deux bandes distinctes donnait naissance à des cycles étranglés et avaient pressenti le rôle des interactions dipolaires. Cependant les considérations d'Evdokimov ⁽⁷⁾ sur le superparamagnétisme qu'ils invoquaient pour expliquer cette disjonction ne paraissent cependant pas s'appliquer ici.

La formation de la configuration U que nous venons de décrire constitue une véritable *stabilisation* du moment M du grain G dans la position qu'il occupe à l'instant où on décide de laisser le temps agir seul sur l'état de l'échantillon. Le moment M s'enfonce dans un puits de potentiel qu'il creuse lui-même. Le même phénomène se produit aussi pour les grains dont

le point représentatif appartient à la partie réversible du diagramme NP. Pour ces grains dont le point représentatif est dans le rectangle R_2 , le moment M est voisin du plan équatorial : le processus décrit plus haut stabilise le moment M dans cette position et rend plus difficile l'alignement de M parallèlement à D . Autrement dit la susceptibilité réversible due à ces grains diminue. Dans le diagramme NP, ce processus se traduit par le déplacement des points représentatifs du rectangle R_2 au rectangle R'_2 .

Interprétation des résultats expérimentaux. — Elle se déduit immédiatement des propriétés du modèle. L'état stable correspond à la configuration U, avec des cycles étranglés et une susceptibilité réversible relativement faible. L'action d'un champ magnétique élevé fait passer l'échantillon dans la configuration S, associée à des cycles normaux de Rayleigh et une susceptibilité réversible normale. Enfin l'action d'un martelage et des ondes de déformation mécanique qui l'accompagnent perturbe aléatoirement l'orientation des moments M' des grains G' et fait passer l'échantillon dans la configuration T, analogue dans ses effets à la configuration S. Enfin en laissant suffisamment de temps s'écouler après la perturbation, on revient à la configuration U.

Quant aux modifications de température, le mécanisme de leur action est moins clair. Peut-être provoquent-elles une redistribution des tensions internes accompagnée d'une redistribution des points représentatifs P dans le diagramme NP. Certains de ces points peuvent passer de la région réversible à la région irréversible du diagramme NP : l'entourage de ces grains n'est plus dans une configuration U puisque le moment M a tourné d'un angle droit et une nouvelle stabilisation va se produire.

(*) Séance du 9 mars 1970.

(¹) S. D. LIKHTE et C. RADHAKRISHNAMURTY, *Current Sci.*, 35, 1966, p. 534; C. RADHAKRISHNAMURTY et P. W. SAHASRABUDHE, *Ibid.*, 36, 1967, p. 251.

(²) C. RADHAKRISHNAMURTY et N. P. SASTRY (sous presse).

(³) P. BRISSONNEAU, *J. Phys. Chem. Solids*, 7, 1958, p. 22.

(⁴) F. PREISACH, *Z. Physik*, 94, 1935, p. 277.

(⁵) L. NÉEL, *Ann. Géophys.*, 5, 1949, p. 99.

(⁶) L. NÉEL, *Cahiers de Physique*, n° 12, 1942, p. 1 et n° 13, 1943, p. 18.

(⁷) L. NÉEL, *Appl. Sci. Res.*, 4, 1954, p. 13.

(⁸) V. B. EVDOKIMOV, *Russian J. Phys. Chem.*, 37, 1963, p. 1018 et 1153 et 38, 1964, p. 1080.

(Laboratoire d'Électrostatique
et de Physique du Métal,
rue des Martyrs,
Cedex 166,
38-Grenoble-Gare, Isère.)