



HAL
open science

Théorie du traînage magnétique des ferromagnétiques en grains fins avec application aux terres cuites

Louis Néel

► **To cite this version:**

Louis Néel. Théorie du traînage magnétique des ferromagnétiques en grains fins avec application aux terres cuites. Annales de géophysique, 1949, 5, pp.99–136. hal-03070532

HAL Id: hal-03070532

<https://hal.science/hal-03070532v1>

Submitted on 15 Dec 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.

THÉORIE DU TRAINAGE MAGNÉTIQUE DES FERROMAGNÉTIQUES EN GRAINS FINS AVEC APPLICATIONS AUX TERRES CUITES

par M. Louis NÉEL

Professeur à la Faculté des Sciences de Grenoble.

SOMMAIRE. — On rappelle dans l'Introduction (§§ 1 et 2) les remarquables propriétés magnétiques des briques, des poteries et des laves dans les champs faibles, de l'ordre de grandeur du champ terrestre, mises en relief par les expériences de E. Thellier : notamment l'additivité des aimantations thermorémanentes partielles (§ 4), ainsi que la très grande stabilité, vis-à-vis des agents de désaimantation, de l'aimantation thermorémanente comparée à celle de l'aimantation rémanente isotherme (§ 3). On propose d'attribuer ces propriétés à la subdivision des constituants ferromagnétiques en grains indépendants, suffisamment fins pour constituer chacun un domaine élémentaire unique.

Dans la 1^{re} Partie, on expose sommairement les propriétés magnétiques d'un grain fin isolé, selon la théorie classique (§§ 5 et 6), puis on envisage la possibilité et les conséquences de passages spontanés du moment magnétique d'une direction de facile aimantation à l'autre, sous l'influence des fluctuations thermiques et dans des champs magnétiques bien inférieurs au champ critique (§§ 7 à 10).

Dans la II^e Partie, on étudie le mécanisme de ces passages (§§ 11 à 13) et on montre qu'ils sont dus à des couples perturbateurs d'origine magnétoélastique (§§ 14 et 15) ou purement magnétique (§ 16) produits par les déformations thermiques élastiques des grains. On calcule ainsi (§§ 17 et 19), en fonction du volume du grain, de la température et du champ magnétique, le temps de relaxation, c'est-à-dire le temps au bout duquel s'établit l'équilibre thermodynamique. On applique ces calculs aux grains fins de fer (§ 18).

On examine ensuite dans la III^e Partie les propriétés magnétiques d'un ensemble de grains indépendants de volumes et de champs critiques différents, avec des temps de relaxation répartis sur une large échelle de temps (§§ 20 à 24, 29, 30). On étudie notamment l'acquisition de l'aimantation rémanente isotherme (§§ 26, 28), de l'aimantation thermorémanente (§ 38) ainsi que leur disparition sous l'influence du temps (§ 27), de la température (§§ 31, 32, 42) et du champ magnétique (§ 34). On met en évidence (§§ 25 à 28) l'existence d'un trainage magnétique proportionnel au logarithme du temps et de pertes dans les champs alternatifs selon un terme de Jordan (§§ 35 à 37). On interprète qualitativement tous les résultats de Thellier, notamment les différences de stabilité des aimantations rémanentes (§§ 33, 39), la saturation de la thermorémanence (§ 40), les lois d'additivité (§ 41), etc... Enfin on vérifie expérimentalement une relation théorique entre la diminution de l'aimantation rémanente sous l'influence du temps et sous l'influence d'un recuit et on donne l'ordre de grandeur du volume et du champ critique des grains qui jouent un rôle dans les phénomènes évoqués ci-dessus (§§ 43 et 44).

INTRODUCTION

I. PROPRIÉTÉS MAGNÉTIQUES DES TERRES CUITES ET DES LAVES DANS LES CHAMPS MAGNÉTIQUES FAIBLES. — On sait depuis longtemps que les briques, les poteries ainsi que certaines roches comme les laves sont susceptibles d'acquiescer, par refroidissement dans un champ magnétique faible, de l'ordre de grandeur du champ terrestre, une aimantation permanente relativement forte et d'une très grande stabilité. L'étude de cette aimantation permanente permet, à une époque quelconque après l'aimantation, de déterminer la direction et l'intensité du champ magnétique qui l'a provoquée, d'où résultent de nombreuses applications géophysiques ou historiques, pour rechercher par exemple les valeurs du champ terrestre dans le passé ou inversement pour dater des terres cuites.

Ils agit la d'une sorte d'aimantation à chaud comme celle à laquelle nous avons fait allusion dans un Mémoire antérieur (1), à propos des substances stables à grand champ coercitif. Une étude détaillée de ces phénomènes dans les terres cuites a permis à E. Thellier (2) d'énoncer une série de lois fort curieuses qui semblent assez générales. Ces résultats ont été étendus au sesquioxyde de fer rhomboédrique de synthèse par Mlle J. Roquet (3) et aux laves par T. Nagata (4).

Avant d'analyser ces propriétés, il est bon de préciser rapidement la nature chimique des substances dans lesquelles elles ont été observées. Il s'agit d'abord d'un sesquioxyde Fe_2O_3 obtenu en précipitant par l'ammoniaque une solution de chlorure de fer; il s'agit ensuite des laves dont les constituants magnétiques sont le sesquioxyde de fer, la magnétite, les titanomagnétites, en proportions diverses suivant le volcan d'origine. Il s'agit enfin des terres cuites: briques, poteries, etc.. En utilisant comme matière première l'argile de Nonon qui contient environ 7 % de Fe_2O_3 , les terres cuites en atmosphère oxydante (air) à température quelconque ou en atmosphère neutre (azote) à température inférieure à 750°C, présentent un point de Curie à 675°C qui tombe qu'une partie au moins de leur propriétés magnétiques provient de Fe_2O_3 ; mais, l'étude des variations de l'aimantation remanente, produites par des réchauffements successifs, à températures croissantes, met également en évidence la présence de magnétite.

Enfin, les terres cuites en atmosphère neutre au-dessus de 800°C ou cuites en atmosphère réductrice (gaz d'éclairage) ne possèdent que le point de Curie de la magnétite et ne contiennent donc pas de sesquioxyde de fer rhomboédrique.

(1) L. NÉEL, *Annales de Physique*, 1949.

(2) E. THELLIER, *Thèse*, Paris 1948; *Ann. Inst. Phys. Glob.*, 1938, t. 16, p. 157; *C. R. Ac. Sc.*, 1941, t. 212, p. 281; *C. R. Ac. Sc.*, 1941, t. 213, p. 59; *C. R. Ac. Sc.*, 1941, t. 218, p. 1019; E. THELLIER et O. THELLIER, *C. R. Ac. Sc.*, 1942, t. 214, p. 382; E. THELLIER, *C. R. Ac. Sc.*, 1946, t. 223, p. 319.

(3) J. ROQUET et E. THELLIER, *C. R. Ac. Sc.*, 1946, t. 222, p. 1288; J. ROQUET, *C. R. Ac. Sc.*, 1946, t. 222, p. 727; 1947, t. 224, p. 1418.

(4) T. NAGATA, *Bull. Earthquake Research Inst.*, 1943, t. 21, March, p. 1.

2. L'AIMANTATION RÉMANENTE DES TERRES CUITES. — Il existe deux procédés pour communiquer à une substance ferromagnétique, une aimantation rémanente à la température T_0 , et dans un champ nul.

A) On peut la refroidir, depuis son point de Curie θ jusqu'à la température T_0 , dans un champ magnétique h , puis supprimer ce champ: on obtient ainsi, selon la terminologie de Thellier, l'aimantation *thermorémanente*, en abrégé (A. T. R.).

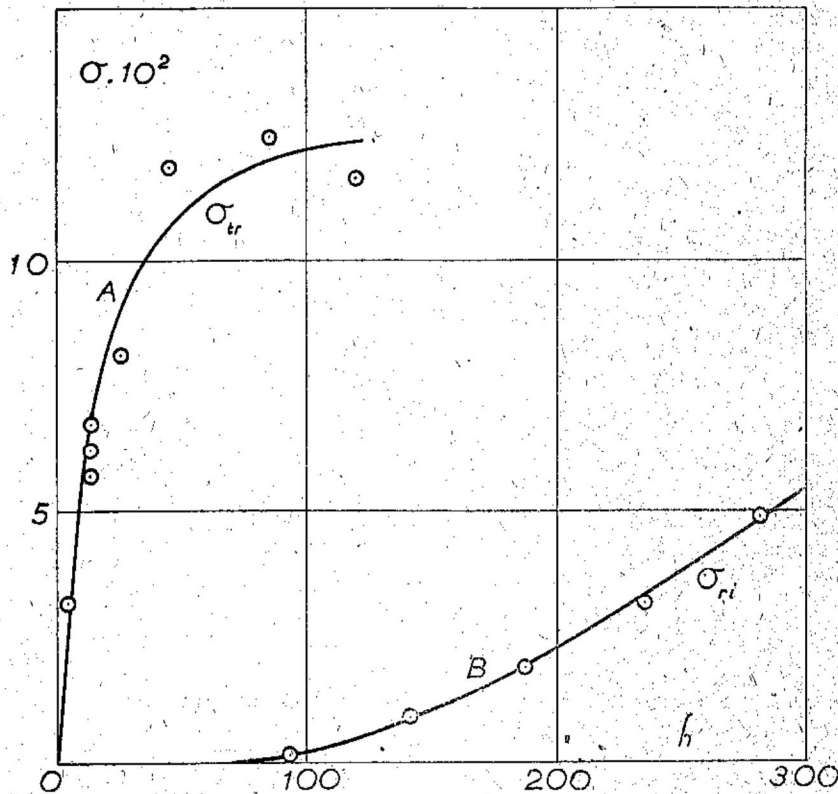


FIG. 1. — Valeurs, en fonction du champ h qui les a produites, de l'aimantation thermorémanente σ_{tr} et de l'aimantation rémanente isotherme σ_r d'une terre cuite en atmosphère neutre à 870°C (d'après des données de THELLIER).

B) On peut aussi, tout en maintenant la température constante et égale à T_0 , faire agir un champ h , puis le supprimer: on obtient alors l'aimantation *rémanente isotherme*, en abrégé (A. R. I.).

Ces deux aimantations rémanentes sont des fonctions de h d'allures très différentes comme le montre la figure 1, tracée d'après Thellier et relative à une terre cuite en atmosphère neutre à 870°C. En particulier, l'A. T. R. tend vers une limite pour un champ d'une centaine d'œrsteds. Dans un même champ, l'A. T. R., est beaucoup plus grande que l'A. R. I.. M^{lle} Roquet a obtenu des résultats analogues pour $\text{Fe}_2\text{O}_3\alpha$.

3. STABILITÉ DE L'A. T. R. ET DE L'A. R. I. — La stabilité de ces deux espèces

d'aimantation rémanente est très différente : l'A. T. R. est beaucoup plus stable que l'A. R. I.

Stabilité dans le temps. — Considérons d'abord la stabilité dans le temps. L'expérience montre que l'A. T. R. communiquée à une terre cuite reste invariable, même au bout de plusieurs mois ; elle est stable. Au contraire, lorsqu'on communique à une terre

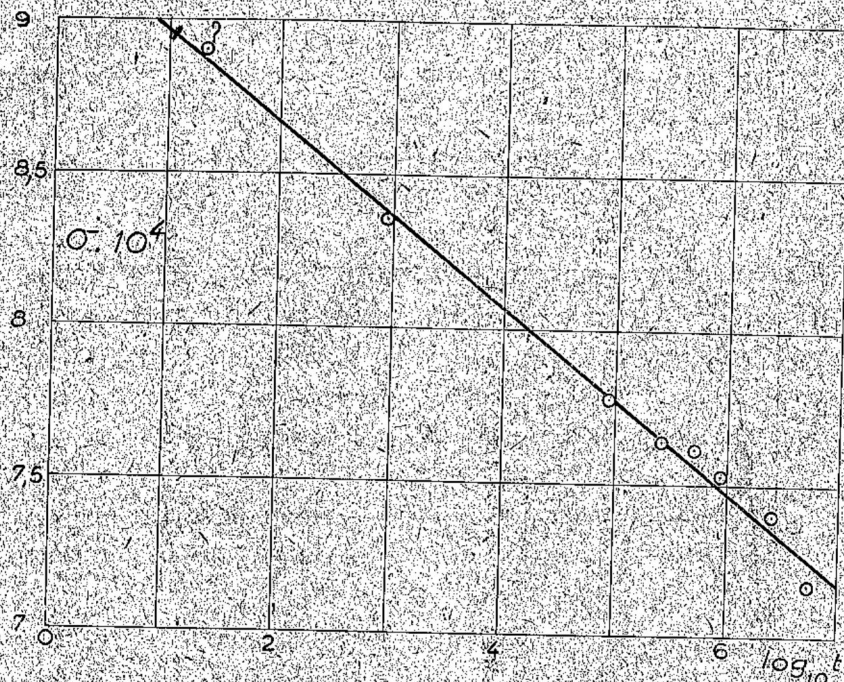


FIG. 2. — Décroissance avec le temps de l'aimantation rémanente isotherme d'une terre cuite en atmosphère neutre à 870°C (d'après des données de THELLIER).

cuite, initialement désaimantée, une certaine A. R. I., cette aimantation rémanente décroît avec le temps. L'analyse des résultats de Thellier montre que, dans un intervalle de temps très étendu, elle décroît proportionnellement au logarithme du temps (fig. 2), l'époque de la fin de l'aimantation étant prise comme origine.

Stabilité thermique. — Examinons maintenant l'influence d'une élévation de température. Pour cela, partant d'un échantillon doué à la température T_0 d'une certaine aimantation rémanente σ , recuison-le successivement à des températures croissantes $T_1, T_2, \dots, T_n, \dots$ en le ramenant chaque fois, entre deux recuits, à la température T_0 et en mesurant à ce moment l'aimantation rémanente. En portant sur un graphique, en fonction de T_n , l'aimantation rémanente mesurée à T_0 , on obtient les deux courbes de la figure 3, relatives l'une à l'A. T. R. et l'autre à l'A. R. I. On voit que la variation thermique de l'A. T. R. est en valeur relative beaucoup plus faible que celle de l'A. R. I. ; tant que la température de recuit n'est pas trop élevée, la première reste à peu près

constante, tandis que la seconde décroît linéairement avec T_r . La courbe tracée se rapporte à une terre cuite en atmosphère neutre (N_2 à $870^\circ C$), mais M^{lle} Roquet a obtenu des résultats analoges pour $Fe_2O_3 \alpha$ de synthèse.

4. PROPRIÉTÉS DES AIMANTATIONS THERMORÉMANENTES PARTIELLES. —

L'A. T. R. dont il a été question dans les paragraphes précédents est l'aimantation rémanente $\sigma(T_0 h \theta)$ acquise par la substance lorsque le champ h agit pendant *tout* le refroidissement. Mais on peut aussi considérer l'aimantation thermorémanente partielle, en abrégé A. T. R. P., acquise à la température T_0 , lorsque le champ h agit depuis le point de Curie θ jusqu'à la température T_1 et qu'il est supprimé entre la température T_1 et la température T_0 : nous la désignerons par la notation $\sigma(T_1 h \theta)$. On peut aussi considérer une autre A. T. R. P., que nous désignerons par $\sigma(T_0 h T_1)$, acquise au cours du refroidissement lorsque le champ est nul dans l'intervalle θ, T_1 et égal à h dans l'intervalle T_1, T_0 . Pour les substances énumérées dans le paragraphe 1, ces deux A. T. R. P. obéissent à la relation de Thellier :

$$(1) \quad \sigma(T_0 h \theta) = \sigma(T_0 h T_1) + \sigma(T_1 h \theta).$$

E. Thellier a montré en outre qu'en recuisant, dans un champ nul, à la température T_1 , un échantillon possédant l'A. T. R. complète $\sigma(T_0 h \theta)$, cet échantillon ne présentait plus, une fois revenu à la température T_0 , qu'une aimantation rémanente égale à $\sigma(T_1 h \theta)$.

D'une façon encore plus générale, E. Thellier a constaté que les aimantations thermorémanentes jouissaient d'une série de propriétés remarquables qu'on ne saurait mieux décrire qu'en citant cet auteur (1). « A un intervalle de température quelconque T_1, T_2 ($T_0 < T_1 < T_2 < \theta$) est lié, pour un échantillon donné et un champ magnétique h constant, un moment magnétique donné, qui est acquis par le corps, quand, se refroidissant dans le champ h , il franchit l'intervalle T_1, T_2 . Ce moment, dirigé comme

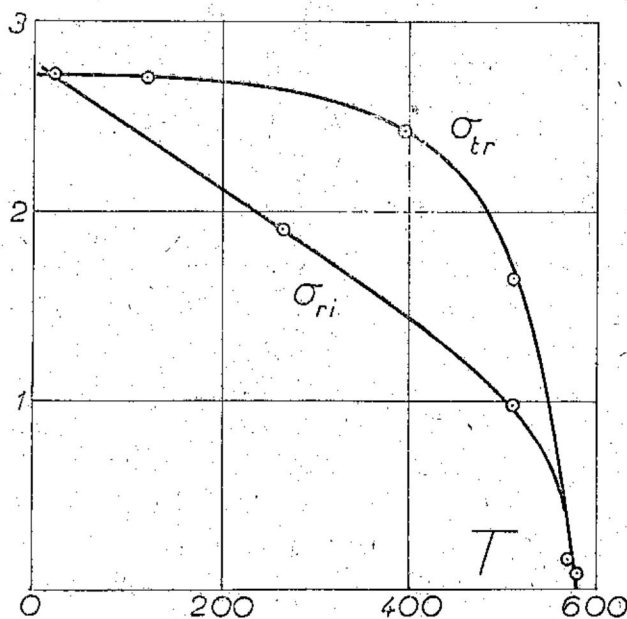


FIG. 3. — Variations comparées, en fonction de la température de recuit, de l'aimantation thermorémanente σ_{tr} et de l'aimantation rémanente isotherme σ_{ri} d'une terre cuite en atmosphère neutre à $870^\circ C$, d'après des données de THELLIER.

(1) E. THELLIER, *C. R. Ac. Sc.*, 1946, t. 223, p. 319.

« l'état h par rapport au corps, est insensible à tout réchauffement à température inférieure à T_1 et il disparaît complètement par réchauffement à la température T_2 .
 « D'autre part, il est indépendant des autres moments thermoremanents acquis dans les intervalles de température extérieurs à T_1, T_2 , moments qui peuvent d'ailleurs être dus à des champs différant de h en grandeur et en direction. Tous ces moments ajoutent leurs effets géométriquement, mais, aussi paradoxal que cela puisse paraître, chacun d'eux garde une autonomie réelle et, en quelque sorte, le souvenir exact des températures et du champ qui l'ont défini. »

Généralités de ces propriétés. — Ces propriétés remarquables appartiennent à toute une série de substances différant profondément les unes des autres du point de vue chimique ; elles ne sont donc pas spécifiques, mais plutôt liées à un état physique particulier, probablement l'état de grande division des constituants magnétiques de ces substances, déjà mis en évidence par la grande valeur du champ coercitif ⁽¹⁾.

Nous admettrons que ces constituants ferromagnétiques sont formés de grains suffisamment petits pour se comporter comme des domaines élémentaires uniques, au sens de P. Weiss.

Il convient donc d'abord de préciser les propriétés magnétiques d'un tel grain isolé.

PREMIÈRE PARTIE

PROPRIÉTÉS MAGNÉTIQUES D'UN GRAIN FIN ISOLÉ

5. AIMANTATION SPONTANÉE ET ÉNERGIE LIBRE. — A température donnée, la grandeur m_0 du moment magnétique \vec{m} d'un grain G ne dépend que de son volume v , puisque nous supposons qu'il se comporte comme un domaine élémentaire unique. On a :

$$(2) \quad m_0 = vJ$$

où J désigne l'*aimantation spontanée*. C'est une fonction de la température qui ne dépend que de la nature de la substance constituant le grain et qui s'annule au point de Curie θ . Tant qu'on ne s'approche pas trop de θ , la variation de J reste d'ailleurs assez faible. Nous désignerons d'une manière générale par J_a la valeur de J à la température T_a .

Par suite de l'existence du champ démagnétisant de forme et des couplages magnétocristallins, l'énergie E_a d'un grain, en l'absence de champ extérieur, dépend de l'orientation du moment magnétique \vec{m} par rapport à des axes fixes liés au grain. Pour

⁽¹⁾ Cf. L. NÉEL, *Annales de Physique*, 1949.

simplifier, nous supposons que le grain possède une symétrie de révolution par rapport à un axe \bar{A} et nous écrirons l'énergie sous la forme

$$(3) \quad E_a = -\frac{vJH}{2} \cos^2 \theta,$$

en désignant par H une constante positive et par θ l'angle de \vec{m} avec \bar{A} ; la constante H dépend de la forme du grain et de la constante d'anisotropie K . Il nous suffit ici de savoir que c'est une fonction de la température qui s'annule au point de Curie : nous désignerons par H_c sa valeur à la température T_c .

En l'absence de champ extérieur, le moment \vec{m} prend une position qui correspond à un minimum de E_a : il s'oriente donc suivant l'axe \bar{A} , dans un sens ou dans le sens opposé.

6. ACTION D'UN CHAMP MAGNÉTIQUE. — Exerçons maintenant sur le grain G un champ magnétique h d'intensité variable mais de direction constante. La composante m du moment magnétique du grain, suivant la direction du champ appliqué h , varie d'une manière qui dépend essentiellement de la direction de h par rapport à l'axe de révolution \bar{A} .

1) *Le champ appliqué est parallèle à \bar{A} .* — Le moment observé varie avec h suivant un cycle d'hystérésis rectangulaire représenté par la figure 4, composé de deux branches horizontales d'ordonnée $+m_0$ et $-m_0$ comprises entre deux discontinuités aux abscisses $h = H$ et $h = -H$. La constante H est donc égale au *champ critique* qui provoque le retournement de l'aimantation.

2) *Le champ appliqué est perpendiculaire à \bar{A} .* — Le moment observé varie alors linéairement avec le champ h selon la formule :

$$(4) \quad m = \frac{vJh}{H},$$

pourvu que le champ h soit compris entre $-H$ et $+H$. En dehors de ces limites, m est égal à la saturation m_0 .

Ainsi, aussi longtemps que le champ magnétique varie en restant inférieur à H en module, le moment magnétique reste invariable dans le premier cas et varie proportionnellement au champ dans le second cas.

7. INFLUENCE DES FLUCTUATIONS THERMIQUES. — Les propriétés que nous venons

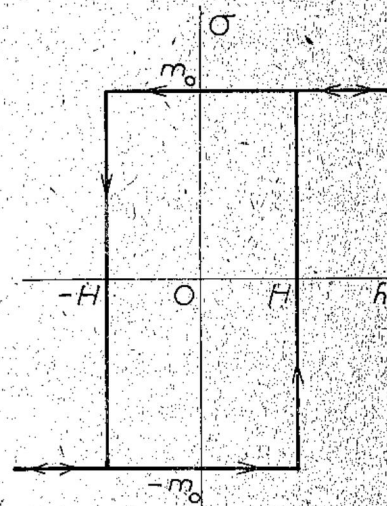


FIG. 4. — Cycle d'hystérésis d'un grain isolé dont l'axe de révolution est parallèle au champ appliqué.

de décrire schématiquement se rapportent à des grains dont le moment magnétique \vec{m} , une fois dirigé dans un certain sens de la direction privilégiée, conserve indéfiniment cette orientation aussi longtemps qu'un champ magnétique extérieur ne vient pas l'écarter.

En réalité, pour de très petits grains, il ne saurait en être ainsi, car les fluctuations thermiques viennent troubler la répartition initiale. Lorsque kT est de l'ordre de grandeur de l'énergie $vH \Delta / 2$ à dépenser pour atteindre le sommet de la barrière de potentiel qui sépare les deux positions d'équilibre du moment magnétique, ce dernier peut se renverser spontanément, de sorte que l'équilibre thermodynamique s'établit rapidement. Si par exemple, le champ extérieur est nul, les probabilités de trouver le moment \vec{m} dirigé dans un sens ou dans l'autre de \vec{A} deviennent égales au bout d'un certain temps, indépendamment des conditions initiales. Si le grain ne contient que quelques atomes, l'intervalle de temps qui sépare deux renversements doit être de l'ordre de grandeur des périodes d'oscillation des atomes dans les solides, mais il doit croître très rapidement avec les dimensions des grains.

8. LE TEMPS DE RELAXATION. — Par suite de ces renversements spontanés, la valeur probable \bar{m} , dans un champ nul et à l'instant t , de la projection du moment magnétique d'un grain sur l'axe de révolution \vec{A} , s'écrit :

$$(5) \quad \bar{m} = m_0 e^{-\frac{t}{\tau_0}},$$

en désignant par m_0 la valeur initiale de m à l'instant $t = 0$, par exemple la saturation ; τ_0 est une constante que nous appellerons le *temps de relaxation*.

Pour l'observateur, les propriétés du grain G dépendent essentiellement de la valeur du temps τ_0 de relaxation, dans les conditions de l'expérience, comparée à la *durée* de l'expérience. Il convient de distinguer quelques cas importants.

1) *Le temps de relaxation est très grand vis-à-vis de la durée des expériences possibles.* — Nous sommes alors dans les conditions de la théorie classique et nous avons décrit dans le paragraphe 6 les propriétés du grain G. En particulier, après action d'un champ magnétique h , parallèle à \vec{A} et inférieur en module à la valeur du champ critique H , l'état initial d'aimantation du grain G n'est pas modifié.

2) *Le temps de relaxation est très petit vis-à-vis de la durée des expériences possibles.* — Dans ce cas, le grain atteint complètement l'état d'équilibre thermodynamique. Supposons par exemple le champ appliqué h parallèle à la direction de l'axe du grain ; le moment magnétique du grain possède deux positions possibles d'équilibre : l'une dans la direction du champ, l'autre en sens inverse. L'application de la statistique de Boltzmann montre que le moment magnétique moyen \bar{m} du grain est donné par

$$(6) \quad \bar{m} = m_0 \operatorname{th} \frac{m_0 h}{kT}.$$

Pour écrire cette relation, nous avons négligé les petites oscillations thermiques du moment magnétique du grain autour des deux positions d'équilibre : cette approximation est légitime dans les cas qui nous intéressent ⁽¹⁾. La formule (6) montre que l'aimantation moyenne du grain dépend réversiblement du champ h : l'hystérésis a disparu.

3) Dans le cas où le champ appliqué est perpendiculaire à l'axe du grain, les phénomènes, déjà réversibles lorsque le temps de relaxation était grand devant la durée de l'expérience, ne se modifient pas lorsque le temps de relaxation devient inférieur à la durée de l'expérience.

9. LE RÔLE DE LA TEMPÉRATURE. — Considérons un grain G d'axe \bar{A} parallèle au champ h et dont le temps τ_0 de relaxation soit, à la température ordinaire, bien supérieur aux durées des expériences possibles. La théorie montre et c'est d'ailleurs assez évident que le temps de relaxation diminue continuellement à mesure que la température s'élève et tend vers zéro au point de Curie. Il existe donc une température T_r , nécessairement inférieure au point de Curie, à laquelle le temps de relaxation du grain considéré devient de l'ordre de grandeur de la durée d'une expérience : nous l'appellerons la *température de relaxation*.

A strictement parler, il s'agit plutôt d'un intervalle fini de température plutôt que d'une température déterminée puisque les durées des expériences possibles varient de quelques secondes à quelques heures, mais comme le temps de relaxation varie très rapidement avec la température, cet intervalle est très étroit de sorte qu'il est, non seulement commode, mais légitime, de parler d'une température de relaxation sans spécifier la durée de l'expérience à laquelle elle se rapporte.

La température T_r de relaxation joue un rôle extrêmement important puisqu'au-dessus de cette température le grain est toujours en équilibre magnétique dans le champ h , tandis qu'au-dessous l'action de ce même champ est incapable d'en modifier l'état initial ⁽²⁾.

10. LE MÉCANISME DE L'AIMANTATION DU GRAIN. — Supposons par exemple que nous refroidissions, depuis le point de Curie jusqu'à la température ordinaire, un grain dans le champ magnétique h , éventuellement variable avec la température. Tant que la température T reste supérieure à T_r , il y a équilibre magnétique dans le champ h et le moment magnétique du grain est donné par la formule (6) où m_0 et h doivent être

⁽¹⁾ Un calcul élémentaire de mécanique statistique, basé sur les formules du paragraphe 11, montre que le moment réel s'obtient en multipliant par $(1 - kT/2v\beta H)$ l'expression de \bar{m} donnée en (6). Or $kT/2v\beta H$ est égal, d'après la formule 48, à $1 : 4 (Q + \log \tau)$, quantité qui est voisine de un pour cent d'après les données numériques du paragraphe 44. Il est donc permis de négliger ce terme.

⁽²⁾ Il faut remarquer ici que la température de relaxation est une fonction du champ h (cf. § 10, *in fine*).

considérés comme des fonctions de la température. Dès que la température descend au-dessous de T_c , les renversements d'aimantation deviennent impossibles : dans chaque grain, le moment magnétique garde le sens qu'il posséderait à la température T_c . La tangente hyperbolique, qui figure dans la formule (6) et qui mesure la probabilité de trouver le moment orienté dans un sens ou dans l'autre, conserve donc la valeur qu'elle avait prise à la température T_c . A partir de ce moment, les seules variations de moment que l'on puisse observer proviennent de la variation thermique de l'aimantation spontanée. Ainsi, à une température T , inférieure à T_c , le moment magnétique moyen est une fonction réversible de la température donnée par la formule

$$(7) \quad m = m_0 \operatorname{th} \frac{2J_0 H}{4T}$$

dans laquelle J_0 et J_c représentent respectivement les valeurs de l'aimantation spontanée aux températures T_c et T_c , et où J_0 est égal à la valeur du champ appliqué au moment où le grain a traversé la température T_c de relaxation.

Pour produire des variations irréversibles du moment magnétique du grain, il est donc indispensable de le porter à une température supérieure ou égale à la température de relaxation.

Cette proposition est en contradiction apparente avec la théorie classique des propriétés magnétiques du grain G , exposée plus haut, selon laquelle on obtient, à une température T donnée, des variations irréversibles en appliquant un champ h supérieur au champ critique H_c , sans qu'il soit nécessaire d'élever la température du grain. Cette contradiction se résoud aisément, car, comme nous le verrons plus loin, la température de relaxation dépend de la valeur du champ appliqué et tend vers le zéro absolu à mesure que le champ h tend vers le champ critique H_c . Il en résulte que lorsque h s'approche de H_c , la température T_c de relaxation descend au-dessous de la température T_c de l'expérience.

Ce qui vient d'être dit des propriétés d'un grain G , montre qu'il doit être possible d'expliquer les propriétés remarquables des terres cuites en les considérant comme un ensemble de grains à températures de relaxation différentes. Cependant avant d'aller plus loin, il paraît indispensable de développer le calcul du temps de relaxation en fonction des différents paramètres qui définissent le grain. Ce sera l'objet de la III^e partie de ce mémoire.

Les lecteurs qui voudront bien admettre les formules, données à la fin de cette II^e Partie, pourront d'ailleurs passer directement à la III^e Partie dans laquelle nous précisons les propriétés d'un ensemble de grains G .

DEUXIÈME PARTIE

DÉTERMINATION DU TEMPS DE RELAXATION D'UN GRAIN

11. DISTRIBUTION D'ÉQUILIBRE DU MOMENT MAGNÉTIQUE. — Soit un grain de volume v suffisamment petit pour former un domaine élémentaire unique : tous les spins sont couplés rigidement entre eux et fournissent une résultante d'intensité invariable égale à vJ , où J désigne la valeur de l'aimantation spontanée à la température considérée. Par suite de l'existence du champ démagnétisant de forme et des forces de couplage entre le moment magnétique et le réseau cristallin, l'énergie du grain dépend de l'orientation du moment par rapport à des axes liés au grain. Dans le cas le plus simple d'une symétrie de révolution autour d'un axe Ox , le terme E_a de l'énergie du système qui dépend de l'orientation du moment s'écrit, pour 1 cm³, sous la forme

$$(8) \quad E_a = B \sin^2 \theta$$

où B est une constante positive et θ l'angle du moment avec Ox .

Nous rapporterons le grain à trois axes de coordonnées rectangulaires $Oxyz$. La direction Ox , ou la direction opposée Ox' , correspondant à l'énergie minimum, est dite la direction de facile aimantation : c'est la direction occupée au zéro absolu par le moment magnétique. A la température T , lorsque l'équilibre thermodynamique est réalisé en l'absence de forces extérieures, la probabilité $g(\theta) d\theta$ de trouver θ compris entre θ et $\theta + d\theta$ est donnée par la formule de Boltzmann

$$(9) \quad g(\theta) d\theta = C \exp \left\{ - \frac{Bv \sin^2 \theta}{kT} \right\} \sin \theta d\theta$$

dans laquelle on détermine le coefficient C en écrivant que la probabilité de trouver θ compris entre 0 et π est égale à 1.

Nous nous bornerons ici à étudier les cas dans lesquels Bv/kT est suffisamment grand pour que les directions pratiquement occupables par le moment magnétique soient concentrées dans de petits angles solides centrés autour de Ox ou de Ox' , de sorte que dans le calcul de C on puisse confondre $\sin \theta$ avec θ . On trouve alors :

$$(10) \quad C = \frac{Bv}{kT}$$

ce qui donne finalement :

$$(11) \quad g(\theta) = \frac{Bv}{kT} \exp \left\{ - \frac{Bv \sin^2 \theta}{kT} \right\} \sin \theta, \quad 0 < \theta < \pi$$

Naturellement, la probabilité de trouver le moment magnétique au voisinage de Ox est 1/2 ; de même pour Ox' .

Supposons maintenant qu'on dirige initialement le moment magnétique suivant Ox , en faisant agir par exemple suivant Ox un champ magnétique d'intensité suffisante que l'on supprime ensuite. Un premier état d'équilibre provisoire s'établit très rapidement, dans lequel la probabilité $g'(\theta)d\theta$ de trouver le moment compris entre θ et $\theta + d\theta$ est donnée par

$$(12) \quad g'(\theta) = 2g(\theta), \quad 0 < \theta < \frac{\pi}{2}$$

où θ est compris entre 0 et $\frac{\pi}{2}$. La probabilité de trouver θ compris entre $\frac{\pi}{2}$ et π est négligeable puisque le moment doit, pour se rendre dans cette région, franchir la barrière de potentiel correspondant à $\theta = \frac{\pi}{2}$. Nous nous proposons de rechercher la vitesse d'établissement de l'état final d'équilibre, caractérisé par l'équation 11, avec θ compris entre 0 et π .

12. L'ÉTABLISSEMENT DE L'ÉQUILIBRE. — D'une manière plus générale, considérons un système de N grains identiques dans lequel P grains sont, à l'instant t , aimantés dans le voisinage de Ox et $N-P$ grains dans le voisinage de Ox' . Un premier état d'équilibre provisoire s'établit dans lequel le nombre dN des grains dont les directions d'aimantation spontanée sont comprises entre θ et $\theta + d\theta$ est donné par l'une ou l'autre des deux formules :

$$(13) \quad dN = 2Pg(\theta)d\theta;$$

$$(14) \quad dN = 2(N-P)g(\theta)d\theta,$$

suivant que θ est compris entre 0 et $\frac{\pi}{2}$, ou entre $\frac{\pi}{2}$ et π .

Le système tend ensuite vers une répartition symétrique selon le mécanisme suivant : pendant l'intervalle de temps dt , le moment magnétique d'un certain nombre de grains passe de la région Ox à la région Ox' en traversant le plan équatorial yOz . Ce nombre est évidemment proportionnel à l'intervalle de temps dt et au nombre P des grains situés dans la région Ox . De même le moment de certains autres grains passe de la région Ox' à la région Ox . Le bilan des grains perdus et gagnés par la région Ox peut donc s'écrire sous la forme :

$$(15) \quad dP = \frac{N-P}{2\tau_0} dt - \frac{P}{2\tau_0} dt,$$

où τ_0 est une constante homogène à un temps.

Macroscopiquement, l'aimantation résultante du système est proportionnelle à la quantité $S = 2P - N$, solution d'une équation différentielle qui se déduit immédiatement de (15). On trouve :

$$(16) \quad S = S_0 e^{-\frac{t}{\tau_0}};$$

en désignant par S_0 la valeur initiale de S au temps $t = 0$. Ainsi, au bout d'un temps τ_0 , l'aimantation initiale du système est divisée par e . Nous avons déjà donné à τ_0 le nom de *temps de relaxation*. C'est une caractéristique fondamentale du système qu'il s'agit de calculer.

13. LE RÔLE DES FORCES PERTURBATRICES. — La constante τ_0 dépend du nombre des moments magnétiques qui traversent, dans l'un ou l'autre sens, le plan équatorial : ces passages seraient impossibles sans l'action de forces perturbatrices capables de transférer, au système des spins couplés, l'énergie d'agitation thermique du réseau cristallin. En effet, ce système de spins est équivalent à un gyroscope de moment cinétique $\vec{\sigma}$ égal à $\frac{2m\vec{J}}{eg}$ (pour 1 cm³); g est le facteur de Landé ici égal à 2, tandis que e et m représentent la charge et la masse de l'électron. D'autre part, les forces de couplage avec le réseau équivalent à un couple $\vec{\Gamma}$, situé dans le plan équatorial et perpendiculaire à \vec{J} , d'intensité

$$(17) \quad \Gamma = -\frac{\partial E_a}{\partial \theta} = -2B \sin \theta \cos \theta.$$

Le théorème général du moment cinétique

$$(18) \quad \frac{d\vec{\sigma}}{dt} = \vec{\Gamma}$$

montre que le moment magnétique du grain décrit un mouvement de précession autour de Ox , qui conserve à l'angle θ sa valeur initiale, et dont la vitesse angulaire ω autour de Ox (vitesse angulaire du plan méridien qui contient l'aimantation) est donnée par

$$(19) \quad \omega = \frac{2eB}{mJ} \cos \theta.$$

En particulier, lorsque le moment est dirigé dans le plan équatorial, sa vitesse de précession est nulle et il conserve indéfiniment son orientation initiale en l'absence de perturbations.

Supposons maintenant qu'il existe des couples perturbateurs, liés aux déformations thermiques du réseau cristallin, et désignons par $|\overline{\Gamma}|$ la valeur absolue moyenne de la composante de ces couples suivant une direction quelconque du plan équatorial. Il en résulte que les moments magnétiques, qui sont orientés dans le voisinage du plan équatorial, sont alors animés, dans le plan méridien qui les contient, d'une vitesse

angulaire $\frac{d\theta}{dt}$ dont la valeur absolue moyenne $\left| \frac{d\theta}{dt} \right|$ est donnée par

$$(20) \quad \left| \frac{d\theta}{dt} \right| = \frac{e}{mJ} |\overline{\Gamma}|.$$

Le nombre $-dP$ des grains dont le moment magnétique traverse le plan équatorial, dans le sens des croissants, pendant l'intervalle de temps dt , est donc égal au nombre des grains dont le moment t , est compris entre le plan équatorial et le cône d'angle au sommet $\frac{\pi}{2} - \frac{d\theta}{dt} dt$ et dont la vitesse $\frac{d\theta}{dt}$ est positive. Ce nombre est aussi égal par définition à $\frac{P}{2\tau_0} dt$. Il vient alors d'après l'équation 13 :

$$P \frac{d\theta}{dt} dt = P R \left(\frac{\pi}{2} \right) \left| \frac{d\theta}{dt} \right| dt \quad (21)$$

et finalement, tous calculs faits :

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{2B \sigma_e |F|}{m k T f} \exp \left\{ -\frac{Rv}{kT} \right\} \quad (22)$$

Le problème est ainsi ramené à la détermination de la valeur moyenne des couples perturbateurs.

14. NATURE DES COUPLES PERTURBATEURS. —

Dou viennent ces couples ? Il est clair qu'il ne faut pas les rechercher dans les variations des actions d'échange de Heisenberg, liées aux variations thermiques de distances interatomiques, puisque ces actions sont invariantes par rapport aux rotations de l'ensemble des spins. Il reste donc à considérer les variations du champ de magnétisme de forme et des forces magnéto-cristallines et magnétoélastiques de couplage avec le réseau cristallin, provenant des déformations de celui-ci sous l'influence de l'agitation thermique.

En toute rigueur, il faudrait, pour résoudre ce problème, connaître les différents modes de vibration du grain, ce qui n'est généralement pas possible, mais on obtient une solution approchée en se bornant à considérer les déformations *homogènes*, caractérisées par les six composantes d'un tenseur symétrique A_{ij} . Comme il s'agit d'étudier des couples situés dans le plan yz et agissant sur un moment magnétique situé dans ce même plan, seules les trois composantes A_{22} , A_{33} , A_{32} du tenseur de déformation jouent un rôle à cet égard ou, ce qui revient au même, les trois combinaisons linéaires $A_{22} + A_{33}$, $A_{22} - A_{33}$ et A_{32} . Finalement, il n'y a d'ailleurs qu'à tenir compte des deux dernières combinaisons, puisque la première, qui correspond à une dilatation homogène ne peut donner naissance à aucun couple.

D'autre part, l'énergie de déformation élastique E_d d'un grain de volume v , suppose élastiquement isotrope, s'exprime sous la forme d'une somme de six carrés dont les deux seuls qui nous intéressent sont (*) :

$$E_d = \frac{2G}{v} (A_{22}^2 - A_{33}^2 + 2GvA_{32}^2 + \dots) \quad (23)$$

(*) Cf. BROKER et DORING, *Erronmagneismus*, p. 132, ch. II b.

où G est le module de glissement. La valeur moyenne de chacun de ces termes est égale à $kT/2$, ce qui donne :

$$(24) \quad \overline{(A_{22} - A_{33})^2} = \frac{kT}{vG};$$

$$(25) \quad \overline{A_{23}^2} = \frac{kT}{4vG}.$$

15. COUPLES DUS A L'ÉNERGIE MAGNÉTOÉLASTIQUE. — Dans une substance à magnétostriction isotrope dont la direction de l'aimantation spontanée est située dans le plan yOz et fait un angle φ avec Oy , l'énergie magnétoélastique E_e s'écrit ⁽¹⁾ :

$$(26) \quad E_e = -3G\lambda[(A_{22} - A_{33}) \cos^2 \varphi + 2A_{23} \cos \varphi \sin \varphi],$$

en désignant par λ la magnétostriction longitudinale à saturation. On en déduit comme expression de la composante Γ du couple qui s'exerce de ce chef sur l'aimantation spontanée :

$$(27) \quad \Gamma = 6G\lambda[(A_{22} - A_{33}) \cos \varphi \sin \varphi - A_{23}(\cos^2 \varphi - \sin^2 \varphi)].$$

Compte tenu des équations (24) et (25) et de ce que les fluctuations de A_{23} sont indépendantes de celles de $A_{22} - A_{33}$, la valeur du carré moyen $\overline{\Gamma^2}$ de ce couple s'écrit :

$$(28) \quad \overline{\Gamma^2} = \frac{9G\lambda^2 kT}{v};$$

elle est indépendante de φ .

Comme les valeurs de Γ sont probablement réparties suivant une loi de Gauss, on en déduit finalement la valeur moyenne cherchée $|\overline{\Gamma}|$ des valeurs positives de Γ :

$$(29) \quad |\overline{\Gamma}| = 3\lambda \sqrt{\frac{2GkT}{\pi v}}.$$

16. COUPLES DUS AU CHAMP DÉMAGNÉTISANT. — Pour obtenir l'ordre de grandeur de ces couples, supposons au grain une forme d'ellipsoïde de révolution allongé suivant Ox , avec un moment magnétique dirigé dans le plan équatorial et soit φ l'angle de ce moment avec Oy . L'énergie E_d provenant des variations du champ démagnétisant liées à la déformation s'écrit pour 1 cm^3 :

$$(30) \quad E_d = -D\mathcal{J}^2[(A_{22} - A_{33}) \cos^2 \varphi + 2A_{23} \cos \varphi \sin \varphi],$$

où D est un coefficient numérique qui varie depuis la valeur $\frac{4\pi}{5}$ pour une sphère jusqu'à la valeur π pour un cylindre : en moyenne on peut prendre $D = 3$.

E_d possède la même expression analytique que E_e ; le calcul du couple moyen est

(1) Cf. BECKER et DÖRING, *Ferromagnetismus*, p. 132, ch. 11 b.

donc identique. En tenant compte des deux effets que nous venons d'analyser, on obtient en définitive pour le couple moyen la valeur :

$$(31) \quad |\bar{\Gamma}| = |3G\lambda + DJ^2| \sqrt{\frac{2kT}{\pi vG}}$$

En général le terme en DJ^2 est petit devant $3G\lambda$: à moins que la magnétostriction ne soit nulle, l'effet magnétoélastique est bien plus important que l'effet de champ démagnétisant de forme.

17. CALCUL DU TEMPS DE RELAXATION. — Finalement, en rapprochant les formules (22) et (31) et en se rappelant que, d'après les formules (3) et (8) il faut poser

$$(32) \quad B = \frac{HJ}{2},$$

où H est le champ magnétique qui est nécessaire pour retourner l'aimantation du grain en l'absence de fluctuations thermiques, on obtient :

$$(33) \quad \frac{1}{\tau_0} = \frac{eH}{m} |3G\lambda + DJ^2| \sqrt{\frac{2v}{\pi GkT}} \exp \left\{ -\frac{vHJ}{2kT} \right\}$$

18. APPLICATION AUX GRAINS FINS DE FER. — Appliquons la formule (33) aux grains fins de fer obtenus par réduction à basse température d'un sel organique : ces grains possèdent un champ critique H élevé, voisin de 1 000 oersteds⁽¹⁾. En adoptant les valeurs numériques suivantes : $J = 1\,700$; $H = 1\,000$; $e/m = 1,76 \cdot 10^7$; $\lambda = 20 \cdot 10^{-6}$; $G = 0,77 \cdot 10^{12}$; $k = 1,38 \cdot 10^{-16}$, la formule (33) s'écrit, en négligeant le terme en DJ^2 :

$$(34) \quad \log_{10} \tau_0 = 2,68 \cdot 10^{21} \cdot \frac{v}{T} - 19,80 - 0,5 \cdot \log_{10} \frac{v}{T}$$

Le tableau I donne les valeurs de v/T correspondant à quelques valeurs de τ_0 .

TABLEAU I

τ_0	10^{-1}	10	10^3	10^5	10^7	10^9	sec
v/T	3,2	3,9	4,7	5,4	6,2	7,0	10^{-21}

Pour que des grains conservent au bout de plusieurs années l'aimantation qui leur a été communiquée initialement, il faut que v/T soit au moins égal à $7 \cdot 10^{-21}$. A la température ambiante $T = 300^\circ\text{K}$, leur volume doit ainsi être supérieur à $2 \cdot 10^{-18} \text{cm}^3$, qui est le volume d'une sphère d'environ 160 Å de diamètre.

Nous avons d'autre part montré antérieurement⁽²⁾ que les grains devaient avoir

⁽¹⁾ L. NÉEL, L. WEIL et J. AUBRY, *Brev. Fr. dép. Chambéry*, le 7 avril 1942, n° pv. 323 ; L. NÉEL, *C. R. Ac. Sc.*, 1947, t. 224, p. 1488 ; I. WEIL, *C. R. Ac. Sc.*, 1947, t. 225, p. 229.

⁽²⁾ L. NÉEL, *C. R. Ac. Sc.*, 1947, t. 224, p. 1488.

un diamètre inférieur à 320 Å pour constituer les domaines élémentaires uniques qui sont nécessaires pour obtenir un champ coercitif élevé. Il semble donc que, pour être apte à la fabrication de bons aimants permanents, la poudre de fer doit être formée de grains de diamètres bien déterminés compris entre 160 et 320 Å. En fait, F. Bertaut ⁽¹⁾ a montré que les diamètres des grains des meilleures poudres étaient compris entre 200 et 300 Å.

19. INFLUENCE D'UN CHAMP EXTÉRIEUR h SUR LA VALEUR DU TEMPS DE RELAXATION. — Par action sur le grain d'un champ magnétique h constant parallèle à Ox , l'énergie devient

$$(35) \quad E'_a = -\frac{vJH}{2} \cos^2 \theta - vJh \cos \theta.$$

Pourvu que h soit inférieur en module à H , les positions $\theta = 0$ et $\theta = \pi$ sont encore deux positions d'équilibre, mais les barrières de potentiel à franchir pour passer de l'une à l'autre dépendent du sens du passage. Un calcul élémentaire montre que la barrière $E(0, \pi)$ à franchir pour passer de $\theta = 0$ à $\theta = \pi$ est donnée par

$$(36) \quad E(0, \pi) = \frac{vJ(H+h)^2}{2H}.$$

On obtient de même :

$$(37) \quad E(\pi, 0) = \frac{vJ(H-h)^2}{2H}.$$

Par suite de cette dissymétrie, il faut donc remplacer la formule (15) par la formule plus générale

$$(38) \quad dP = \frac{(N-P)}{\tau(\pi, 0)} dt - \frac{P}{\tau(0, \pi)} dt$$

avec deux constantes de temps différentes $\tau(0, \pi)$ et $\tau(\pi, 0)$ qui correspondent respectivement au passage de $\theta = 0$ à $\theta = \pi$ et au passage inverse. Des raisonnements et des calculs tout à fait semblables à ceux qui font l'objet des §§ 11, 12 et 13 permettent de calculer ces constantes. On obtient ainsi

$$(39) \quad \frac{1}{\tau(0, \pi)} = C \left(1 + \frac{h}{H}\right) \left(1 - \frac{h^2}{H^2}\right)^{1/2} \exp \left\{ -\frac{vJ(H+h)^2}{2HkT} \right\},$$

$$(40) \quad \frac{1}{\tau(\pi, 0)} = C \left(1 - \frac{h}{H}\right) \left(1 - \frac{h^2}{H^2}\right)^{1/2} \exp \left\{ -\frac{vJ(H-h)^2}{2HkT} \right\}$$

avec :

$$(41) \quad C = \frac{eH}{2m} |3G\lambda + DJ^2| \sqrt{\frac{2v}{\pi GkT}}.$$

(1) F. BERTAUT, *Thèse*, à paraître, 1949 (Grenoble).

Evolution en fonction du temps du moment magnétique résultant de N grains G, dans un champ constant. Si vJ est la grandeur du moment d'un grain G, le moment résultant de N grains est égal à SvJ avec $S = 2P - N$. En intégrant l'équation (38), on trouve

$$(42) \quad S = S_1 + (S_0 - S_1) e^{-\frac{t}{\tau_h}}$$

où S_0 et S_1 sont les valeurs initiales ($t = 0$) et finale ($t = \infty$) de S . Le temps τ_h de relaxation s'exprime en fonction des deux constantes de temps calculées plus haut sous la forme :

$$(43) \quad \frac{1}{\tau_h} = \frac{1}{\tau(\pi, 0)} + \frac{1}{\tau(0, \pi)}$$

On doit avoir en outre :

$$(44) \quad S_1 = N \frac{\tau(0, \pi) - \tau(\pi, 0)}{\tau(0, \pi) + \tau(\pi, 0)}$$

On ne commet pas une grande erreur en supposant égaux les coefficients des exponentielles des formules (39) et (40), puisque ce sont les variations de ces exponentielles elles-mêmes qui jouent un rôle prépondérant. On trouve dans ces conditions

$$(45) \quad S_1 = N \operatorname{th} \frac{vJh}{kT}$$

en accord avec la relation (6)

Quand le champ h tend vers zéro, ou plus précisément lorsque vJh/kT devient petit devant l'unité, τ_h tend vers la valeur τ_0 calculée plus haut. Au contraire, quand h étant positif, vJh/kT dépasse quelques unités, τ_h devient pratiquement égal à la valeur $\tau(\pi, 0)$ donnée par la relation (40).

TROISIÈME PARTIE

PROPRIÉTÉS MAGNÉTIQUES D'UN ENSEMBLE DE GRAINS A TEMPS DE RELAXATION DIFFÉRENTS

20. L'ENSEMBLE DES GRAINS G. — Étudions maintenant les propriétés d'une substance composée d'un ensemble E de grains G, *indépendants*, de même aimantation spontanée J mais de volume v et de champ critique H différents. L'ensemble E est défini par le nombre $n(H_0, v) dH_0 dv$ des grains dont le volume est compris entre v et $v + dv$ et dont le champ critique H_0 , à la température ordinaire, est compris entre H_0 et $H_0 + dH_0$. A chaque grain correspond un point du plan (H_0, v) .

Pour simplifier la question de l'orientation des grains, nous admettrons que les axes de révolution du tiers des grains sont parallèles au champ h d'aimantation et que les axes des deux tiers restants sont perpendiculaires à ce champ.

21. PROPRIÉTÉS MAGNÉTIQUES DES GRAINS DONT LES AXES DE RÉVOLUTION SONT PERPENDICULAIRES A LA DIRECTION DU CHAMP. — Nous avons indiqué plus haut (§ 6) que chaque grain contribuait à l'aimantation totale par un moment magnétique m proportionnel au champ appliqué h :

$$(46) \quad m = \frac{vJh}{H}, \quad |h| < H.$$

C'est là l'une des origines de la grande susceptibilité magnétique que les terres cuites et les laves possèdent dans les *champs faibles*. Dans les champs forts, supérieurs au champ critique H , la saturation des grains G est atteinte et la susceptibilité tend vers zéro : il ne s'agit donc pas d'un paramagnétisme au sens propre du terme.

Naturellement, si la substance contient $Fe_2O_3\alpha$, la susceptibilité due à l'antiferromagnétisme de cette substance ⁽¹⁾, qui est de l'ordre de $20 \cdot 10^{-6}$ par gramme, doit aussi se manifester. Cependant, dans l'argile de Noron, qui contient 7,4 % de Fe_2O_3 , la contribution de ce constituant à la susceptibilité spécifique n'est que de $1,5 \cdot 10^{-6}$: elle est négligeable devant la susceptibilité des terres cuites qui est au minimum de $18 \cdot 10^{-6}$.

Nous n'insisterons pas davantage sur les propriétés relativement peu intéressantes des grains aux axes de révolution perpendiculaires au champ et nous étudierons maintenant les grains dont l'axe de révolution est parallèle au champ h .

22. LES GRAINS DONT LES AXES DE RÉVOLUTION SONT PARALLÈLES A LA DIRECTION DU CHAMP. — Les propriétés des grains G dépendent essentiellement de leur temps de relaxation τ_h que nous venons de calculer (équations 33, 39, 40 et 43) en fonction de leur volume v , de leur champ critique H , de la température T et du champ appliqué h . Ce temps connu, il est possible en principe de calculer exactement le moment magnétique probable d'un grain, connaissant les conditions expérimentales auxquelles il a été soumis, puis de calculer les propriétés de l'ensemble E connaissant la répartition des grains dans le plan (H_0, v) . Pratiquement de tels calculs ne peuvent être développés qu'avec des répartitions particulièrement simples et restent pénibles même lorsque la température et le champ agissant varient d'une manière très simple.

Il importe cependant de se faire une idée générale des propriétés de tels ensembles : pour cela nous classerons les grains du plan (H_0, v) en deux catégories suivant les valeurs de leur temps de relaxation τ_h par rapport à la durée t d'une expérience, consistant par exemple, à appliquer, pendant cette durée, un champ h à la température T .

Nous supposerons que les grains dont le temps de relaxation est inférieur à t prennent leur équilibre thermodynamique parfait dans le champ h au bout du temps t tandis que les grains dont le temps de relaxation est supérieur à t conservent l'état magnétique qu'ils possédaient avant le commencement de l'expérience considérée.

(1) Cf. NÉEL, *Annales de Physique*, 1949.

Cette décomposition du plan (H_0, v) en deux régions bien tranchées est naturellement très schématique : en réalité la région des grains qui prennent leur équilibre au bout du temps t est séparée de la région des grains dont l'aimantation ne se modifie pas durant cet intervalle de temps par une région de transition d'une certaine largeur et non pas par une ligne géométrique. Néanmoins cette approximation est précieuse par sa simplicité : une discussion serrée montre d'ailleurs qu'elle fournit des résultats assez exacts sauf dans le cas d'un champ h variable et faible. Nous l'utiliserons donc pour débrouiller dans leurs grandes lignes les principales propriétés magnétiques de l'ensemble E.

Remarque : Nous sommes amenés ici à étudier les propriétés d'un ensemble de grains avec des temps de relaxation répartis dans une échelle de plusieurs dizaines d'octaves. F. Preisach ⁽¹⁾, inspiré par la théorie des diélectriques, avait déjà utilisé un tel ensemble, donné à priori, pour interpréter formellement le traînage magnétique et ses relations avec l'angle de perte : nous retrouverons donc ici deux ou trois résultats déjà établis par cet auteur. En fait, la théorie proposée ici va beaucoup plus loin, car elle précise l'origine du phénomène et la valeur du temps de relaxation. Au surplus, elle diffère profondément de la théorie de Preisach en ce que le temps de relaxation n'est pas une constante mais dépend de la température et du champ magnétique : on établit ainsi de nombreuses et intéressantes relations entre des phénomènes très variés et on lève les difficultés relatives à l'éventuelle non-validité du principe de superposition ⁽²⁾.

23. LE TEMPS DE RELAXATION ET LES COURBES \mathcal{H} . — Comme les grains de l'ensemble E ont été classés d'après les valeurs H_0 de leur champ critique à la température ordinaire T_0 , il est avantageux de poser

$$(47) \quad H = FH_0$$

où F est une fonction de T, indépendante de v , égale à 1 pour $T = T_0$, lentement variable avec T au voisinage de T_0 et tendant vers zéro lorsque T tend vers le point de Curie θ .

On peut alors transformer les expressions qui donnent le temps de relaxation τ_h et écrire, suivant les valeurs de $v\mathcal{H}/kT$:

$$(48) \quad vH_0 = \frac{Q + \log \tau_h}{RF}, \quad \frac{v\mathcal{H}}{kT} \ll 1;$$

$$(49) \quad \frac{v \left(H_0 - \frac{\hbar}{F} \right)^2}{H_0} = \frac{Q + \log \tau_h}{RF}, \quad \frac{v\mathcal{H}}{kT} > 4;$$

⁽¹⁾ F. PREISACH, *Z. f. Physik*, 1935, t. 94, p. 277 ; cf. également BECKER et DÖRING, *Ferromagnetismus*, p. 244 et suivantes.

⁽²⁾ Cf. BECKER, *loc. cit.*

où R , Q et Q' sont donnés par les relations :

$$(50) \quad R = \frac{J}{2kT};$$

$$(51) \quad Q = \log \left\{ \frac{eH}{m} |3G\lambda + DJ^2| \sqrt{\frac{2v}{\pi GkT}} \right\};$$

$$(52) \quad Q' = Q + \log \left\{ \frac{1}{2} \left(1 - \frac{h}{H}\right)^{3/2} \left(1 + \frac{h}{H}\right)^{1/2} \right\}.$$

Les coefficients Q et Q' sont des fonctions de v , T , H et h , mais par l'intermédiaire d'un logarithme, de sorte que leurs variations sont négligeables vis-à-vis des autres termes des relations (48) et (49). En première approximation, on pourra donc supposer que Q et Q' sont égaux et constants. Nous verrons plus loin (§ 43) que cette valeur commune est voisine de 22 quand il s'agit des terres cuites et des grains qui interviennent dans les phénomènes étudiés ici.

Dans le domaine intermédiaire des valeurs de vJh/kT , l'expression de la fonction $f(H_0, v)$ est beaucoup plus compliquée.

Nous désignerons sous le nom de courbe \mathcal{R} le lieu des points du plan (H_0, v) correspondant à des grains de temps de relaxation égal à t , pour un champ h et une température T donnés; lorsqu'il importera de préciser les paramètres, nous emploierons la notation $\mathcal{R}(T, h, t)$.

24. ALLURE GÉNÉRALE DES COURBES \mathcal{R} . — Il convient de distinguer deux cas :

a) *Le champ appliqué h est nul.* — Dans ce cas, l'équation du lieu \mathcal{R} est l'équation (48). Les courbes \mathcal{R} sont des hyperboles équilatères dont les asymptotes sont les axes de coordonnées. Le second

membre de l'équation (48) est une fonction compliquée de la température qui commence par croître lentement avec la température au voisinage de la température ambiante, puis de plus en plus vite pour devenir finalement infinie au point de Curie, comme le montre schématiquement la figure 5 dans laquelle ont été tracées les courbes \mathcal{R} relatives à différentes températures : les chiffres qui accompagnent les courbes représentent les températures réduites T/θ , où θ est la température de Curie.

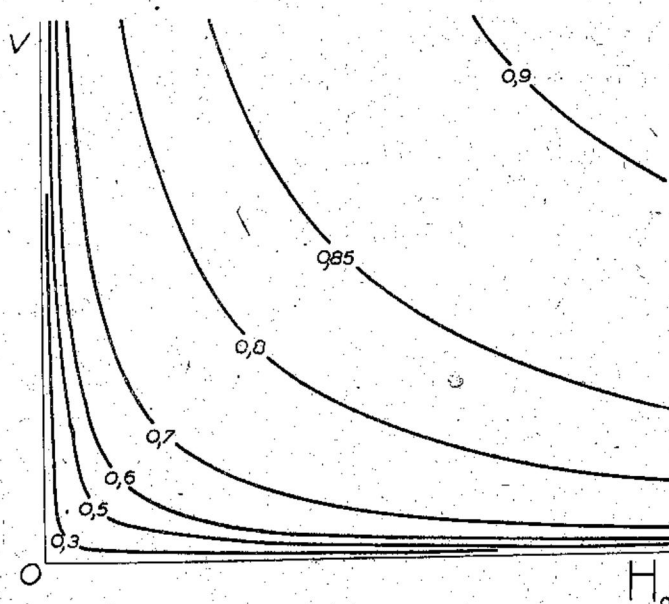


FIG. 5. — Allure schématique des courbes \mathcal{R} , en fonction de la température réduite T/θ .

Tous les points situés à gauche d'une courbe \mathcal{H} quelconque, c'est-à-dire dans la région comprise entre la courbe \mathcal{H} et les axes de coordonnées, correspondent à des grains dont le temps de relaxation est inférieur à t . Au bout du temps t les grains appartenant à cette région ont pris l'équilibre magnétique correspondant au champ h de sorte que leur moment magnétique individuel moyen m est donné par la formule :

$$(53) \quad \bar{m} = v J \operatorname{th} \frac{v J h}{kT}$$

Au contraire, les points situés à droite de la courbe \mathcal{H} correspondent à des grains dont le temps de relaxation est supérieur à t et par conséquent à des grains qui conservent au bout du temps t l'état initial qu'ils possédaient avant l'application du champ h .

b) *Le champ h n'est pas nul.* — L'équation générale de la courbe $\mathcal{H}(T, h, t)$ est alors très compliquée. Quand $v J h / kT$ est supérieur à quelques unités, elle se réduit à l'équation (49) et représente une courbe d'allure hyperbolique (fig. 6 ; courbes C_1, C_2, C_3, C_4) asymptote à la droite

$$(54) \quad H_0 = \frac{h}{F}$$

Quand $v J h / kT$ devient petit, c'est-à-dire quand H_0 devient Q fois plus grand que h/F (Q voisin de 20), la courbe $\mathcal{H}(T, h, t)$ se rapproche de la courbe $\mathcal{H}(T, 0, t)$ et vient se confondre avec elle.

De même qu'en *a*), les points situés à droite de la courbe $\mathcal{H}(T, h, t)$ correspondent à des grains dont le temps de relaxation est supérieur à t et qui, par suite, conservent leur état antérieur un temps t après application du champ h . Au contraire, les points situés à gauche de la courbe possèdent un temps de relaxation inférieur à t et se mettent en équilibre thermodynamique dans le champ h , au bout du temps t .

25. AIMANTATION DE L'ENSEMBLE E DANS UN CHAMP h_0 , A LA TEMPÉRATURE T_0 . — Partons initialement d'un ensemble E vierge de toute aimantation, c'est-à-dire tel que le moment magnétique probable de chacun de ses grains soit nul. A température constante T_0 , appliquons un champ h_0 à l'instant $t = 0$; à l'instant t_0 , tous les grains situés à gauche de la courbe $\mathcal{H}(T_0, h_0, t_0)$, tracée en C_1 sur la figure 6, se sont aimantés. Le moment magnétique moyen m d'un de ces grains est donné par la formule :

$$(55) \quad \bar{m} = v J_0 \operatorname{th} \frac{v J_0 h_0}{kT_0}$$

Le moment magnétique moyen des grains situés à droite de la courbe $\mathcal{H}(T_0, h_0, t_0)$ reste nul.

A un instant ultérieur t , tous les grains situés à gauche de la courbe $\mathcal{H}(T_0, h_0, t)$, tracée en C_2 sur la figure 6, se sont aimantés. L'aimantation de E est donc une fonction du temps. Si la différence $\log t - \log t_0$ est petite devant Q , l'examen de l'équation

des courbes \mathcal{H} montre que l'aire comprise entre les courbes $\mathcal{H}(T_0, h_0, t)$ et $\mathcal{H}(T_0, h_0, t_0)$ est proportionnelle à $\log t - \log t_0$. Dans ces conditions, l'aimantation σ de E s'écrit :

$$(56) \quad \sigma = A + B (\log t - \log t_0),$$

B étant petit devant A ; elle dépend du temps, il y a *trainage magnétique*.

L'intervalle de validité de cette formule dépend de la manière selon laquelle la densité $n(H_0, v)$ des grains varie au voisinage des courbes \mathcal{H} en question. Si cette densité varie suffisamment lentement, comme dans certaines terres cuites étudiées par Thellier, $\log_e t$ peut varier de 0 à 10 ou 12 sans que la formule (56) cesse d'être valable.

26. ACQUISITION DE L'AIMANTATION RÉMANENTE ISOTHERME.

Après avoir ainsi aimanté l'ensemble E dans un champ h_0 , pendant une durée t , maintenons toujours constante la température T_0 et faisons décroître le champ depuis h_0 jusqu'à zéro. La courbe $\mathcal{H}(T_0, h, \tau)$ correspondant à une valeur h de ce champ décroissant est représentée en C_3 sur la figure 6. Le temps τ auquel se rapporte cette courbe \mathcal{H} est en relation avec la vitesse de décroissance du champ : il est d'autant plus petit que cette vitesse est plus grande, mais il n'est pas utile ici de préciser autrement sa valeur.

Lorsque le champ décroît de la valeur h à la valeur $h-dh$, le moment magnétique des grains situés entre les courbes $\mathcal{H}(T_0, h, \tau)$ et $\mathcal{H}(T_0, h-dh, \tau)$ représentées en C_3 et C_4 sur la figure 6, se stabilise à la valeur

$$(57) \quad m = vJ_0 \operatorname{th} \frac{vJ_0 h}{kT_0}$$

qui ne varie plus désormais, tandis que les grains situés à gauche de $\mathcal{H}(T_0, h-dh, \tau)$ s'équilibrent dans le nouveau champ $h-dh$. Finalement quand h est devenu nul, tous les grains situés entre les courbes $\mathcal{H}(T_0, h_0, t)$ et $\mathcal{H}(T_0, 0, \tau)$ représentées respectivement en C_2 et C_5 sur la figure 6, restent aimantés avec un moment donné par l'équation 57, où h est le champ correspondant à la courbe $\mathcal{H}(T_0, h, \tau)$ qui passe par le point représentatif du grain considéré : on obtient ainsi l'aimantation rémanente isotherme (A. R. I.).

Pour un champ h_0 suffisamment intense, la grande majorité des grains situés entre $\mathcal{H}(T_0, h_0, t)$ et $\mathcal{H}(T_0, 0, \tau)$ restent aimantés à la saturation vJ_0 , car $vJ_0 h/kT$ est presque partout bien supérieur à l'unité.

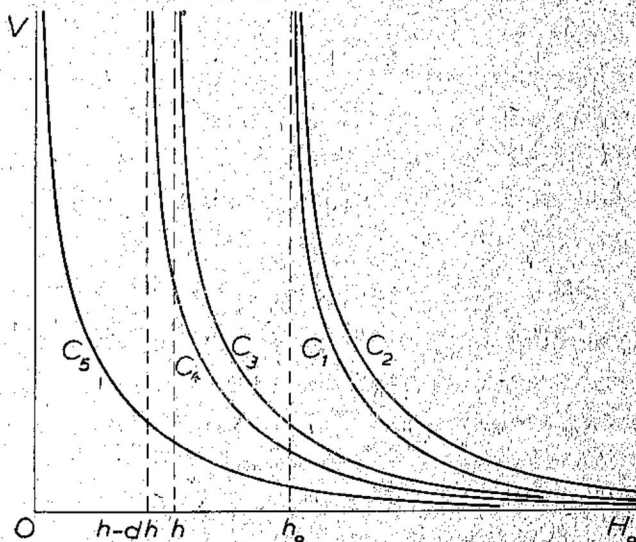


FIG. 6. — Pour illustrer le mode d'acquisition de l'aimantation rémanente isotherme.

27. INFLUENCE DU TEMPS SUR L'AIMANTATION RÉMANENTE ISOTHERME. — Il ressort de la fin du paragraphe précédent que lorsque h_0 est assez grand, la plupart des grains qui restent aimantés conservent après la suppression du champ h_0 le moment à saturation vJ_0 qui leur avait été communiqué par l'action de ce champ : ils ne changent pas d'état et par suite la vitesse de diminution du champ ne doit pas avoir d'influence sensible sur la valeur de l'aimantation finale de l'ensemble.

Nous ne tiendrons donc pas compte de la durée de décroissance du champ et nous supposerons que nous mesurons le moment de l'ensemble E un instant t' après la suppression du champ h_0 . Les courbes $\mathcal{H}(T_0, h_0, t)$ et $\mathcal{H}(T_0, 0, t')$ qui limitent la région des grains aimantés dépendent la première de t et la seconde de t' : un raisonnement analogue à celui du paragraphe 25, montre que l'aimantation rémanente σ_{ri} de l'ensemble E prend la forme

$$(58) \quad \sigma_{ri} = A + B(\log t - \log t_0) - C(\log t' - \log t'_0)$$

dans laquelle A, B, C sont des quantités positives indépendantes de t et de t' et t_0, t'_0 des temps de l'ordre de grandeur desquels doivent rester t et t' pour que la formule reste valable.

Certaines expériences sur les terres cuites rapportées dans la thèse de Thellier ⁽¹⁾ conduisent à une formule du type 58, en ce qui concerne les variations de σ_{ri} avec t' . Une telle formule représente bien les faits quand t' varie dans le rapport à 1 à 10^4 et peut-être même dans le rapport des 1 à 10^6 .

Remarquons que le terme B de la formule (58) provient des variations d'aimantation des grains situés dans le voisinage de la courbe $\mathcal{H}(T_0, h_0, t)$ tandis que le terme en C est dû aux grains situés dans le voisinage de la courbe $\mathcal{H}(T_0, 0, t')$. Ces courbes s'écartent d'autant plus et traversent des régions du plan (H_0, v) où les densités $n(H_0, v)$ diffèrent de plus en plus, à mesure que h_0 croît. Il en résulte que B et C doivent avoir des valeurs d'abord voisines quand h_0 est petit et s'écartant ensuite quand h_0 augmente.

28. INFLUENCE DU CHAMP h_0 SUR LA VALEUR DE L'A. R. I. — Si la densité des grains dans le plan (H_0, v) varie doucement, si h_0 est assez petit et si $\log \frac{t}{t_0}, \log \frac{t'}{t'_0}$ ne dépassent pas quelques unités, le nombre n des grains compris entre les courbes $\mathcal{H}(T_0, 0, t')$ et $\mathcal{H}(T_0, h_0, t)$ varie linéairement avec h_0 et avec $\log \frac{t}{t_0} - \log \frac{t'}{t'_0}$:

$$(59) \quad n = ah_0 + b \left(\log \frac{t}{t_0} - \log \frac{t'}{t'_0} \right).$$

Les nombres a et b sont indépendants de h_0, t et t' . Il faut alors distinguer deux cas suivant les valeurs de h_0 .

⁽¹⁾ Thèse, *loc. cit.*, § 73.

a) h_0 est assez petit pour que, dans la presque totalité des n grains, le produit $v\mathcal{J}_0 h_0$ soit petit devant kT_0 . — On obtient alors en désignant par \bar{v}^2 le carré moyen du volume des n grains :

$$(60) \quad \sigma_{ri} = \frac{\bar{v}^2 \mathcal{J}_0^2}{kT_0} \left[ah_0^2 + bh_0 \left(\log \frac{t}{t_0} - \log \frac{t'}{t'_0} \right) \right].$$

b) h_0 est assez grand pour que, dans la presque totalité des n grains, le produit $v\mathcal{J}_0 h_0$ soit grand devant kT_0 . Dans ces conditions, chaque grain possède un moment $v\mathcal{J}_0$, dirigé dans le sens du champ h_0 et l'on obtient :

$$(61) \quad \sigma_{ri} = \bar{v} \mathcal{J}_0 \left[ah_0 + b \left(\log \frac{t}{t_0} - \log \frac{t'}{t'_0} \right) \right]$$

où \bar{v} est le volume moyen des grains. Les termes qui dépendent du temps sont alors indépendants de h_0 .

Lorsque h_0 croît à partir de zéro et lorsqu'on fait abstraction des termes de traînage, l'A. R. I. σ_{ri} croît d'abord comme h_0^2 puis ensuite comme h_0 , conformément aux observations de Thellier⁽¹⁾. Naturellement si les valeurs de h_0 deviennent suffisamment grandes pour que les conditions précisées au début de ce paragraphe ne soient pas satisfaites, il faudra tenir compte de la variation de la densité des grains dans le plan (H_0, v) et les formules donnant σ_{ri} se compliqueront.

29. DESCRIPTION D'UN CYCLE D'HYSTÉRÉSIS. — Après avoir ramené le champ d'aimantation à zéro, appliquons maintenant un champ négatif $-h_0$ pendant une durée t'' : tous les grains situés à gauche de $\mathcal{H}(T_0, h_0, t'')$ doivent s'aimanter négativement. Après suppression du champ $-h_0$ et t''' secondes après cette suppression, les grains situés entre $\mathcal{H}(T_0, 0, t''')$ et $\mathcal{H}(T_0, h_0, t'')$ restent aimantés négativement, ceux qui sont situés à droite de $\mathcal{H}(T_0, h_0, t'')$ conservent leur état antérieur. Si nous négligeons l'effet du temps en posant $t = t' = t'' = t'''$, on voit que l'aimantation acquise dans le champ $-h_0$ est égale et opposée à celle qui est acquise dans le champ h_0 .

Il est intéressant de tracer le cycle d'hystérésis de l'aimantation rémanente : ce cycle diffère d'un cycle ordinaire d'hystérésis en ce que, pour chaque valeur du champ, on mesure non pas l'aimantation prise dans ce champ, mais l'aimantation qui subsiste après suppression de ce champ. En supposant réalisée la condition b) du § 28, on obtient ainsi un cycle parallépipédique, composé de deux branches horizontales et de deux branches latérales de pente égale à $2a\bar{v}\mathcal{J}_0$ (cf. fig. 7), qui présente les plus grandes analogies avec les cycles déterminés par Thellier⁽²⁾ et Mlle Roquet⁽³⁾.

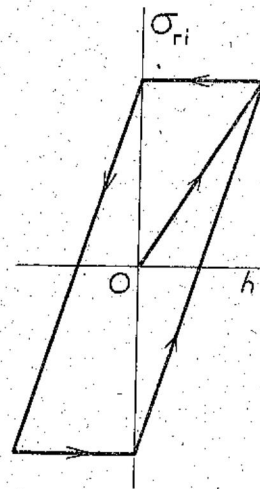


FIG. 7. — Cycle d'hystérésis de l'aimantation rémanente isotherme.

(1) Cf. notamment, *Thèse (loc. cit.)*, § 71.

(2) *Thèse loc. cit.* § 71, fig. 35.

(3) *C. R. Ac. Sc.*, 1947, t. 224, p. 1418.

30. DÉSAIMANTATION PAR UN CHAMP ALTERNATIF DÉCROISSANT. — Des raisonnements analogues aux précédents permettent de déterminer l'action d'un champ alternatif décroissant sur l'aimantation de l'ensemble E. Désignons par $h_0, -h_1, h_2, -h_3, \dots$ les maxima et minima successifs du champ et par \mathcal{H}_i la courbe $\mathcal{H}(T_0, h_i, \tau)$ relative ⁽¹⁾ au maximum (ou au minimum) h_i . Le plan (H_0, v) est alors décomposé en bandes successives $\mathcal{H}_0 - \mathcal{H}_1, \mathcal{H}_1 - \mathcal{H}_2, \mathcal{H}_2 - \mathcal{H}_3, \dots$ aimantées alternativement, la première positivement, la seconde négativement, la troisième positivement, etc... Si le taux de décroissance du champ, par période, est très faible, les bandes seront très étroites, de sorte qu'un élément quelconque $\delta H_0 \delta v$ du plan (H_0, v) choisi entre les deux courbes extrêmes $\mathcal{H}(T_0, h_0, \tau)$ et $\mathcal{H}(T_0, 0, \tau)$ sera traversé par plusieurs bandes et possédera

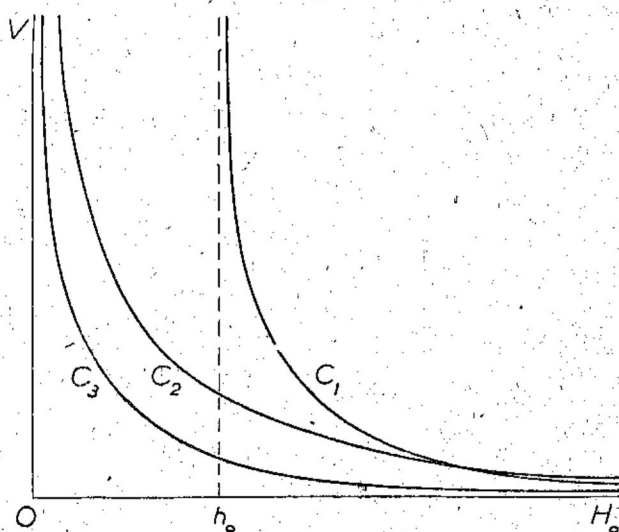


FIG. 8. — Effet d'un recuit sur l'aimantation rémanente isotherme ; il désaimante les grains situés entre C_3 et C_2 .

recuit provoque la désaimantation des grains encore aimantés situés à gauche de la courbe $\mathcal{H}(T_1, 0, t)$ représentée en C_2 sur la figure 8.

Si nous négligeons l'effet du temps, on vérifie aisément que la diminution d'aimantation rémanente est proportionnelle à $T_1 - T_0$, tout au moins au début tant que cette quantité n'est pas trop grande. On s'aperçoit aussi que tous les recuits ultérieurs, effectués à des températures inférieures ou égales à T_1 n'altèrent plus l'aimantation rémanente : il y a eu *stabilisation*.

32. EFFET COMPARÉ DU TEMPS ET DES RECUIES SUR L'AIMANTATION RÉMANENTE.

— Dans un champ nul, l'équation des courbes \mathcal{H} s'écrit :

$$(62) \quad vH_0 = K$$

⁽¹⁾ La constante τ relative à \mathcal{H}_i est le temps pendant lequel agit la valeur maximum du champ h_i ; c'est donc un temps qui est de l'ordre de grandeur du quart de la période du champ alternatif appliqué

avec

$$(63) \quad K = \frac{2kT}{JF} (Q + \log t).$$

En donnant à K un accroissement dK , nous désaimantons les $n dK$ grains situés entre les courbes $vH_0 = K$ et $vH_0 = K + dK$ et, en désignant par \bar{m} le moment magnétique moyen de ces grains, la variation $d\sigma_r$ de la rémanence s'écrit

$$(64) \quad d\sigma_r = -n\bar{m}dK.$$

Le facteur K dépend du temps et de la température ; on a donc :

$$(65) \quad dK = \frac{\partial K}{\partial \log t} d \log t + \frac{\partial K}{\partial T} dT.$$

Du rapprochement des équations (63) et (64), on tire :

$$(66) \quad \frac{\partial \sigma_r}{\partial \log t} = -n\bar{m} \frac{\partial K}{\partial \log t};$$

$$(67) \quad \frac{\partial \sigma_r}{\partial T} = -n\bar{m} \frac{\partial K}{\partial T}.$$

Il existe ainsi une étroite relation entre la diminution de l'aimantation rémanente produite par le recuit et la diminution produite par le temps ; on déduit en effet des relations précédentes :

$$(68) \quad \frac{\frac{\partial \sigma_r}{\partial \log t}}{\frac{\partial \sigma_r}{\partial T}} = \frac{\frac{\partial K}{\partial \log t}}{\frac{\partial K}{\partial T}}.$$

Cette relation est indépendante de la valeur initiale du moment rémanent. Elle est susceptible de vérifications numériques, d'où son importance (cf. § 44).

33. STABILISATION DE L'AIMANTATION RÉMANENTE PAR RECUIT. — Ainsi une même diminution de rémanence, *provenant des mêmes grains*, peut être produite soit par un recuit de durée τ à la température T_1 , soit en maintenant la température égale à la température initiale T_0 et en attendant un temps t suffisant. Les valeurs de t doivent être les mêmes dans les deux cas et en négligeant les variations thermiques de J et de F , cette égalité se traduit par la relation :

$$(69) \quad T_1(Q + \log \tau) = T_0(Q + \log t)$$

d'où :

$$(70) \quad \log \frac{t}{\tau} = \frac{(Q + \log \tau)(T_1 - T_0)}{T_0}.$$

Dans un exemple étudié plus loin (§ 44), nous verrons que $(Q + \log \tau)/T_0$, à la température ambiante, pour $\tau = 5$ m, est voisin de $1/9$. Avec $T_1 - T_0 = 90^\circ$, on obtient

$\log \frac{t}{\tau} = 10$ d'où $t = \tau e^{10} = 22\,000 \tau$, soit sensiblement 76 jours. Un recuit de 5 m à la température indiquée est donc équivalent à un vieillissement de 76 jours. Au lieu d'attendre la stabilisation d'une aimantation rémanente par vieillissement naturel, il est beaucoup plus avantageux de provoquer un vieillissement artificiel en effectuant un recuit.

Inversement, un vieillissement prolongé produit les mêmes effets qu'une élévation de température sur une substance non vieillie. A cent millions d'années correspond $\log_e t = 35,6$. Si la formule (70) était encore valable, un tel vieillissement effectué à la température ambiante (300°K) produirait le même effet qu'un chauffage de 5 m à 650°K, en admettant toujours $Q = 22$. Un recuit à température aussi élevée détruirait une grande partie de l'aimantation rémanente. On conçoit ainsi que certaines roches très anciennes ne possèdent actuellement, selon Koenigsberger ⁽¹⁾, qu'une aimantation permanente bien plus faible que celle qu'elles devraient normalement présenter, à la suite de leur refroidissement dans le champ terrestre : il n'est pas nécessaire de supposer pour cela qu'au moment du refroidissement de la roche l'intensité du champ magnétique terrestre ait été plus faible qu'à l'époque actuelle.

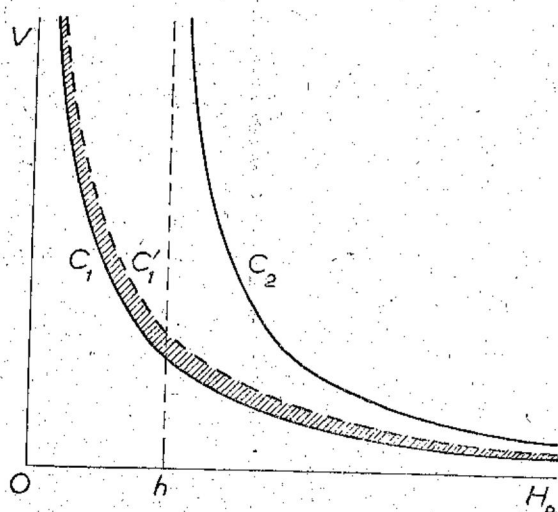


FIG. 9. — L'aimantation rémanente isotherme acquise dans le champ h correspond aux grains situés entre les courbes C_1 et C_2 ; les grains susceptibles de se désaimanter, en fonction du temps ou d'une faible élévation de température, sont situés dans la région hachurée.

34. STABILISATION DE L'AIMANTATION RÉMANENTE ISOTHERME PAR ACTION D'UN CHAMP MAGNÉTIQUE. — Les grains d'où provient le traînage magnétique à la température T_0 sont situés au voisinage de la courbe $\mathcal{A}C(T_0, 0, t)$ (cf. fig. 9). Pour stabiliser l'aimantation rémanente, il faut par un moyen quelconque désaimanter ces grains, tout au moins en moyenne, afin que la courbe $\mathcal{A}C(T_0, 0, t)$ balaye, quand t varie, des régions déjà désaimantées du plan (H_0, v) . Il suffit pour cela, comme nous l'avons montré antérieurement (cf. § 30), d'appliquer un champ alternatif lentement décroissant à partir d'une valeur maximum h_0 : les grains situés à gauche de $\mathcal{A}C(T_0, h_0, \tau)$, où τ est de l'ordre du quart de la période du champ appliqué, sont ainsi pratiquement désaimantés. Naturellement, il faut donner à h_0 une valeur suffisante pour que la bande balayée soit assez large, mais pas trop large cependant afin de ne pas désaimanter tous les grains et laisser subsister une certaine aimantation rémanente.

⁽¹⁾ *Beitr. angew. Geophys.*, 1935, t. 5, p. 193 ; *Terr. Magn. Atm., Elect.*, 1935, t. 43, p. 119 et 299.

35. SUSCEPTIBILITÉ DE L'ENSEMBLE E DANS UN CHAMP MAGNÉTIQUE ALTERNATIF.

— Il résulte de l'analyse des phénomènes qui se produisent au cours de la description d'un cycle d'hystérésis (cf. § 29) que les grains situés à gauche de la courbe $\mathcal{H}(t_0, 0, \tau)$ s'aimantent réversiblement dans le champ variable h appliqué. Ces grains ne constituent pas d'ailleurs la source unique de l'aimantation réversible de l'ensemble E : nous avons montré en effet antérieurement (cf. § 21) que tous les grains dont les axes de révolution étaient perpendiculaires à la direction du champ appliqué présentaient aussi une aimantation variant réversiblement avec h .

Revenons maintenant aux grains situés à gauche de $\mathcal{H}(T_0, 0, \tau)$; nous supposons h assez faible pour qu'aucun de ces grains ne soit saturé. Dans ces conditions, en désignant par N leur nombre total et par \bar{v}^2 le carré moyen de leur volume, l'aimantation induite correspondante σ_i s'écrit :

$$(71) \quad \sigma_i = \frac{N\bar{v}^2 J^2 h}{kT}.$$

La susceptibilité $\chi_i = \sigma_i/h$ dépend de la température d'une manière complexe, non seulement par le terme en T mais aussi par le nombre N qui varie avec T puisque la courbe \mathcal{H} se déplace avec T . En outre, la susceptibilité χ_p provenant des grains à axes de révolution perpendiculaires au champ doit se superposer à χ_i , et cette susceptibilité χ_p est aussi une fonction de T par l'intermédiaire du champ critique H (cf. équ. 46, § 21). Le phénomène total est donc compliqué.

Plus intéressante est la variation de χ_i avec la pulsation ω du champ alternatif $h = h_0 \sin \omega t$ appliqué, car la susceptibilité χ_p ne dépend pas de ω : l'interprétation est donc plus simple. En gros, les grains qui suivent les variations du champ sont ceux dont le temps de relaxation τ est inférieur à $1/\omega$. Lorsque la pulsation varie de ω à $\omega + d\omega$, l'aimantation subit une variation $d\sigma_i$ due à ce que les grains dont le temps de relaxation est compris entre $\frac{1}{\omega}$ et $\frac{1}{\omega + d\omega}$ ne participent plus à l'aimantation. En se reportant au paragraphe 32, on constate que le nombre de ces grains est égal à $-n \frac{\partial K}{\partial \log t} d \log \tau$, avec $-d \log \tau = d \log \omega$. En désignant par \bar{m} le moment magnétique moyen que prennent ces grains dans le champ constant h_0 , on obtient :

$$(72) \quad -d\sigma_i = n\bar{m} \frac{\partial K}{\partial \log t} d \log \omega \cdot \sin \omega t.$$

En introduisant la variation $d\chi_i$ de susceptibilité correspondant à $d\sigma_i$ et en comparant avec la formule (66) relative à la perte d'aimantation par trainage magnétique, on trouve finalement l'intéressante relation suivante qui paraît susceptible de vérifications numériques :

$$(73) \quad \frac{\partial \chi_i}{\partial \log \omega} = \frac{1}{h_0} \frac{\partial \sigma_i}{\partial \log t}.$$

Dans cette formule, σ_r représente l'aimantation rémanente acquise dans le champ h_0 . Pour que cette formule soit rigoureusement valable, il faut :

1) que les valeurs des dérivées de χ_i et de σ_r se rapportent à la même valeur de K , c'est-à-dire que le temps t , au bout duquel on mesure, après la fin de l'aimantation, la dérivée de σ_r , soit de l'ordre de grandeur de $1/\omega$:

2) que χ_i soit mesuré dans un champ de l'ordre de grandeur de h_0 .

Fort heureusement, il ressort des expériences de Thellier que $\frac{\partial \sigma_r}{\partial \log t}$ ne varie que lentement avec $\log t$: il doit en être de même pour les variations de $\frac{\partial \chi}{\partial \log \omega}$ avec $\log \omega$, ce qui doit faciliter d'éventuelles vérifications de la formule (73).

Dans une substance étudiée par Thellier ⁽¹⁾, $\frac{1}{h_0} \frac{\partial \sigma_r}{\partial \log t}$, quand h_0 est petit, est sensiblement égal à $0,5 \cdot 10^{-6}$. Il en résulte que la susceptibilité devrait diminuer de $1,15 \cdot 10^{-6}$ chaque fois que la fréquence est multipliée par 10. Comme la susceptibilité totale est de $18 \cdot 10^{-6}$, l'effet devrait facilement se mettre en évidence.

36. PERTES DE L'ENSEMBLE E DANS UN CHAMP ALTERNATIF. — Un grain G, de constante de temps τ_0 , soumis à un champ alternatif $h = h_0 \sin \omega t$, de très faible amplitude, prend un moment m donné par la solution permanente de l'équation différentielle.

$$(74) \quad \tau_0 \frac{dm}{dt} + m = m_0 \sin \omega t,$$

où m_0 désigne le moment pris par le grain au bout d'un temps infini dans le champ constant h_0 . On trouve ainsi :

$$(75) \quad m = \frac{m_0 \sin \omega t}{1 + \omega^2 \tau_0^2} - \frac{m_0 \omega \tau_0 \cos \omega t}{1 + \omega^2 \tau_0^2}.$$

Le système d'aimantation doit donc fournir au grain G une certaine énergie w , qui se retrouve sous forme de chaleur, donnée, en ergs par seconde, par la formule

$$(76) \quad w = - \int_{t=0}^{t=1} m dh = \frac{1}{2} \frac{m_0 h_0 \omega^2 \tau_0}{1 + \omega^2 \tau_0^2}.$$

Pour l'ensemble E, l'énergie totale W ainsi transformée en chaleur, c'est-à-dire les pertes, s'écrit, en ergs par seconde, en utilisant les notations du paragraphe 32 :

$$(77) \quad W = \int_0^\infty m \omega dK$$

mais :

$$(78) \quad dK = \frac{\partial K}{\partial \log \tau_0} d \log \tau_0.$$

⁽¹⁾ Il s'agit de l'échantillon C 25.

Or il résulte de l'expression (76) que w ne possède une valeur notable que dans le cas où τ est de l'ordre de grandeur de ω ; dans un tel domaine, n est à peu près indépendant de τ ; on peut donc intégrer la relation (77), ce qui donne :

$$(79) \quad W = \frac{\pi}{4} n m_0 \omega h_0 \frac{\partial K}{\partial \log t}.$$

Les pertes, par cycle, ne dépendent de la fréquence que par l'intermédiaire de n . Si les variations de n avec τ sont négligeables (1), les pertes par cycle sont indépendantes de la fréquence. Il fallait d'ailleurs s'attendre à ce résultat qui est classique pour tout système comportant un spectre étalé de constantes de temps, comme l'ensemble E. Du point de vue expérimental, on reconnaît là ce qu'il est convenu d'appeler le terme de Jordan, dans les pertes magnétiques.

Il est intéressant de relier ces pertes au traînage magnétique. En tenant compte de la relation 66, il vient :

$$(80) \quad W = - \frac{\pi \omega h_0}{4} \frac{\partial \sigma_r}{\partial \log t},$$

où σ_r est l'aimantation rémanente acquise dans le champ h_0 . Pour que cette formule soit rigoureuse, il faut que la pulsation ω à laquelle se rapporte la mesure de W soit de l'ordre de grandeur de $1 : t$, t étant le temps auquel se rapporte la mesure de la dérivée de σ_r ; sinon cette formule n'est qu'approximative.

37. FORMULES FAISANT INTERVENIR L'ANGLE DE PERTE. — Il est souvent avantageux dans l'expression des pertes, de faire intervenir l'angle de phase δ , dit angle de perte, que fait l'induction avec le champ h . Appelons μ la perméabilité conservative, c'est-à-dire le rapport ayant comme dénominateur le champ magnétique et comme numérateur la composante de l'induction qui est en phase avec le champ. Les pertes W , en ergs par seconde et par centimètre cube, sont alors données par

$$(81) \quad W = \frac{\omega \mu h_0^2 \operatorname{tg} \delta}{8\pi}.$$

En comparant avec la formule (80), on obtient

$$(82) \quad \operatorname{tg} \delta = - \frac{2\pi^2}{\mu h_0} \frac{\partial \sigma_r}{\partial \log t}.$$

Cette expression prend une forme plus élégante lorsque h est très faible. Dans ce cas en effet, en désignant par B la variation d'induction consécutive à l'application du

(1) Il s'agit maintenant de variations de τ s'étendant sur plusieurs octaves tandis que pour l'intégration 77 soit légitime, il suffit que n reste à peu près constant quand τ varie dans un domaine de un octave centré autour de $1/\omega$.

champ constant h_0 et par B_r l'induction rémanente correspondante, on a approximativement d'après le § 28 :

$$(83) \quad \frac{\partial B}{\partial \log t} = - \frac{\partial B_r}{\partial \log t}$$

On peut donc écrire :

$$(84) \quad \operatorname{tg} \delta = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{1}{B} \cdot \frac{\partial B}{\partial \log t}$$

Cette formule n'est rigoureusement valable que dans le cas où la pulsation ω , pour laquelle est mesuré δ , est de l'ordre de grandeur de $1/t$, t étant le temps, compté en prenant comme origine l'instant d'application du champ h , auquel se rapporte la mesure de la dérivée de B .

D'autre part, en rapprochant les équations (73) et (82) on écrit :

$$(85) \quad \operatorname{tg} \delta = - \frac{2\pi^2}{\mu} \frac{\partial \chi_i}{\partial \log \omega}$$

Mais d'après le paragraphe (52), on a :

$$(86) \quad \mu = 1 + 4\pi(\chi_i + \chi_p)$$

où χ_p est indépendant de la fréquence, On peut donc écrire l'équation (85) sous la forme :

$$(87) \quad \operatorname{tg} \delta = - \frac{\pi}{2} \cdot \frac{1}{\mu} \cdot \frac{\partial \mu}{\partial \log \omega}$$

Les deux formules (84) et (87) se prêtent bien à des vérifications numériques. Elles s'appliquent à tout système de grains dont les temps de relaxation sont étalés dans une large bande, quelle que soit la nature du mécanisme de la relaxation. Elles généralisent deux résultats de Preisach ⁽¹⁾.

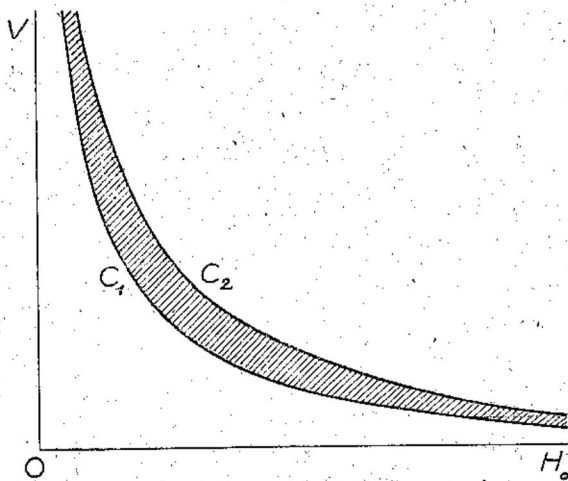


FIG. 10. — Pour illustrer le mode d'acquisition de l'aimantation thermo-rémanente.

38. L'AIMANTATION THERMORÉMANENTE. — *Son acquisition.* — Choisissons, entre la température ambiante T_0 et le point de Curie θ , deux températures T_1 et T_2 , T_1 étant inférieur à T_2 , et après avoir porté l'ensemble E à une température supérieure à θ , refroidissons-le dans un champ magnétique, nul à l'extérieur de l'intervalle T_1, T_2 et égal à h à l'intérieur de cet intervalle. Pour simplifier

nous supposons h faible. Traçons en C_1 et C_2 (fig. 10) les deux courbes $\mathcal{H}(T_1, h, \tau)$

(1) F. PREISACH, *Z. f. Physik*, 1935, t. 94, p. 277.

et $\mathcal{H}(T_2, h, \tau)$ qu'on peut d'ailleurs confondre avec $\mathcal{H}(T_1, 0, \tau)$ et $\mathcal{H}(T_2, 0, \tau)$ puisque h est petit.

Lorsque la température s'est abaissée à la valeur T_2 , l'application du champ h aimante tous les grains situés à gauche de C_2 , puis lorsqu'on atteint T_1 , le retour du champ à la valeur zéro désaimante tous les grains situés à gauche de C_1 : finalement seuls restent aimantés les grains situés entre C_1 et C_2 , dans la zone hachurée de la figure 10. Lorsque le système est revenu à la température T_0 , il possède donc une certaine aimantation rémanente que nous noterons $\sigma(T_1, h, T_2)$, pour rappeler les circonstances de son acquisition.

L'ordre de grandeur du temps τ . — L'ordre de grandeur du temps τ , tel qu'il figure par exemple dans l'équation de la courbe C_2 , peut s'estimer de la façon suivante : c'est le temps qui est nécessaire pour que le temps de relaxation d'un grain, situé dans le voisinage de la courbe $\mathcal{H}(T_2, 0, \tau)$, soit multiplié par e par l'effet du refroidissement. En admettant pour $Q + \log \tau$ la valeur 27, on voit que τ représente le temps nécessaire pour que la substance se refroidisse de $T/27$ degrés, soit 25° pour $T = 675^\circ\text{K}$. En effet, un grain dont le temps de relaxation est notablement supérieur à τ ne peut s'aimanter que faiblement puisque, τ secondes après l'établissement du champ h , le temps de relaxation de ce grain est déjà multiplié par e . Inversement si le temps de relaxation du grain considéré est notablement inférieur à τ , le grain considéré aura pris son aimantation d'équilibre bien avant que son temps de relaxation soit multiplié par e .

Effet des recuits. — Il est important de noter que les recuits dans des champs nuls, effectués à des températures inférieures ou égales à T_1 , n'altèrent pas la valeur de l'aimantation rémanente à la température ordinaire, puisque les courbes \mathcal{H} correspondantes restent toujours à gauche de C_1 . Pour provoquer une diminution de rémanence, il faut que la température de recuit T' dépasse la température T_1 , ce qui désaimante les grains situés entre $\mathcal{H}(T', 0, \tau)$ et $\mathcal{H}(T_1, 0, \tau)$. Un recuit au delà de T_2 fait complètement disparaître la rémanence.

Définitions. — Un cas particulier important est celui où les températures T_1 et T_2 coïncident respectivement avec T_0 et θ : le champ magnétique h agit alors pendant tout le refroidissement et n'est supprimé qu'au moment où la température devient égale à T_0 . Tous les grains situés à droite de $\mathcal{H}(T_0, 0, \tau)$ sont intéressés dans ce phénomène puisque la courbe $\mathcal{H}(\theta, 0, \tau)$ est à l'infini. L'aimantation rémanente $\sigma(T_0, h, \theta)$ ainsi acquise constitue l'*aimantation thermorémanente complète*, en abrégé A. T. R. Lorsque T_1 est supérieur à T_0 , ou lorsque T_2 est inférieur à θ , nous parlerons d'*aimantation thermorémanente partielle*, en abrégé A. T. R. P.

39. PROPRIÉTÉS COMPARÉES DE L'A. T. R. ET DE L'A. R. I. — L'A. T. R. acquise dans un champ h modéré est beaucoup plus grande que l'A. R. I. acquise dans le même champ : la première correspond en effet à tous les grains situés à droite de

$\mathcal{H}(T_0, 0, \tau)$ tandis que la seconde correspond seulement aux grains situés entre $\mathcal{H}(T_0, 0, \tau)$ et $\mathcal{H}(T_0, h, \tau)$.

La diminution d'aimantation rémanente produite par un recuit à la température T' est en valeur absolue sensiblement la même qu'il s'agisse d'une A. R. I. ou qu'il s'agisse d'une A. T. R., pourvu que ces aimantations aient été acquises dans le même champ : en effet, les grains qui sont responsables de cette diminution, situés au voisinage de $\mathcal{H}(T_0, 0, \tau)$ entre $\mathcal{H}(T_0, 0, \tau)$ et $\mathcal{H}(T', 0, \tau)$ sont aimantés de la même façon dans les deux processus. Mais comme l'A. T. R. est, à champ d'aimantation égal, beaucoup plus grande que l'A. R. I., la diminution *relative* de l'aimantation due au recuit est bien plus faible pour l'A. T. R. que pour l'A. R. I. : l'aimantation thermorémanente complète est donc bien plus stable thermiquement que l'aimantation rémanente isotherme. Des raisonnements analogues montrent que la stabilité en fonction du temps, ou vis-à-vis de champs magnétiques négatifs, est également bien meilleure pour l'A. T. R. que pour l'A. R. I.

L'ensemble de ces conclusions est entièrement d'accord avec les résultats expérimentaux de Thellier.

40. L'EFFET DE SATURATION. — Le moment magnétique moyen \bar{m} pris, dans l'expérience décrite dans le paragraphe 38, par un grain G situé entre les courbes C_1 et C_2 est donné, à la température ambiante T_0 , par la formule

$$(88) \quad \bar{m} = vJ_0 \operatorname{th} \frac{vJh}{kT},$$

en désignant par T la température correspondant à la courbe $\mathcal{H}(T, 0, \tau)$ qui passe par les coordonnées H_0, v de ce grain G, et par J la valeur de l'aimantation spontanée à cette température T . Ce moment reste proportionnel à h aussi longtemps que vJh/kT est petit devant l'unité, puis tend vers une limite égale à vJ quand vJh/kT dépasse l'unité. Il en résulte que l'A. T. R. commence par croître proportionnellement à h puis tend vers une limite conformément aux observations de Thellier. Il est naturellement possible d'atteindre la même limite par aimantation isotherme mais les champs nécessaires sont bien plus grands.

41. ADDITIVITÉ DES AIMANTATIONS THERMORÉMANENTES PARTIELLES. — Toutes les propriétés si curieuses d'additivité des A. T. R. P., acquises dans des intervalles de température extérieurs l'un à l'autre, mises en évidence par Thellier sur les terres cuites (cf. § 4) et confirmées par Nagata sur les laves, s'interprètent immédiatement en se reportant au mécanisme d'aimantation décrit dans le paragraphe 38. En particulier l'A. T. R. P. $\sigma(T_1, h, \theta)$, acquise par refroidissement dans un champ h agissant depuis le point de Curie jusqu'à la température T_1 , est due à tous les grains situés à droite de $\mathcal{H}(T_1, h, \tau)$ tandis que l'A. T. R. P. $\sigma(T_0, h, T_1)$, acquise en ne faisant agir le champ que depuis la température T_1 jusqu'à la température ambiante T_0 , est due aux

grains situés entre $\mathcal{H} (T_0, 0, \tau)$ et $\mathcal{H} (T_1, h, \tau)$. La somme de ces deux aimantations est donc égale à l'A. T. R. complète $\sigma(T_0, h\theta)$ due à tous les grains situés à droite de $\mathcal{H} (T_0, 0, \tau)$:

$$(89) \quad \sigma(T_0 h\theta) = \sigma(T_0 h T_1) + \sigma(T_1 h\theta).$$

On montre de même que l'A. T. R. acquise dans un refroidissement de T_1 à T_0 est précisément égale à la diminution d'A. T. R. produite par un recuit à T_1 , etc..

42. VARIATION THERMIQUE RÉVERSIBLE DES A. T. R. P. — Soit par exemple l'A. T. R. P. $\sigma(T_1, h, \theta)$ acquise au cours d'un refroidissement dans un champ agissant depuis le point de Curie θ jusqu'à la température T_1 . Au-dessous de T_1 , cette A. T. R. P. est une fonction réversible de la température. En effet, à la température $T' < T_1$, chaque grain situé à droite de la courbe $\mathcal{H} (T_1, h, \tau)$ possède un moment magnétique

$$(90) \quad m = v \mathcal{J}' \operatorname{th} \frac{v \mathcal{J}' h}{kT}$$

où \mathcal{J} et T sont complètement déterminés pour chaque grain et caractérisent les conditions dans lesquelles le grain en question a acquis son aimantation rémanente. Au contraire \mathcal{J}' est la valeur de l'aimantation spontanée à la température T' d'observation de l'aimantation rémanente du système : c'est une fonction réversible de la température. Ainsi au-dessous de T , l'aimantation rémanente du système varie proportionnellement à l'aimantation spontanée. Nagata a observé cette variation dans quelques cas particuliers.

43. CALCUL DE LA VALEUR DE Q . — Nous avons montré antérieurement qu'à la température T les grains responsables de l'influence du temps et de la température sur l'aimantation rémanente étaient situés au voisinage de la courbe $\mathcal{H} (T, 0, \tau)$ d'équation

$$(91) \quad vH = \frac{2kT}{\mathcal{J}} (Q + \log \tau)$$

où τ est un temps de l'ordre de grandeur de la durée de l'expérience. D'autre part, Q est en réalité une fonction lentement variable de v et de H donnée par la formule 51. En éliminant v entre ces deux équations, on trouve entre H et Q une relation de la forme

$$(92) \quad \log H = aQ - b \log (Q + c)$$

telle qu'à des variations considérables de H , de 100 à 5.000 oersteds, couvrant l'ensemble des valeurs vraisemblables, les variations correspondantes de Q ne dépassent pas 5 % de part et d'autre de la moyenne : il est donc possible de déterminer à cette approximation la valeur de Q .

Nous supposons que les grains sont constitués d'une substance de propriétés

voisines de celles de la magnétite. Nous prendrons donc : $J = 500$, $G = 10^{12}$, $\lambda = 10 \cdot 10^{-6}$, $T = 300^\circ\text{K}$, et nous négligerons les termes en DJ^2 de la formule 51. Les valeurs numériques ainsi choisies seraient-elles fausses de 50 % qu'il n'en résulterait d'ailleurs qu'une erreur de quelques % sur Q . Pour τ nous adopterons 100 secondes, ordre de grandeur de la durée d'une mesure au magnétomètre.

Après substitution des valeurs numériques, la relation 92 s'écrit :

$$(93) \quad \log_{10} H = 0,868 Q - 14,86 - \log_{10} (Q + 4,6).$$

Voici les valeurs de Q correspondant à quelques valeurs de H :

TABLEAU II

H	10	10 ²	10 ³	10 ⁴
Q	19,9	21,0	22,2	23,4

Il paraît raisonnable d'adopter la valeur $Q = 22$.

44. VÉRIFICATION NUMÉRIQUE. — Il s'agit du rapport entre la variation de l'aimantation rémanente en fonction du temps et sa variation thermique. Si l'on pose :

$$(94) \quad \rho = \frac{\partial \sigma_r}{\partial \log t} : \frac{\partial \sigma_r}{\partial T},$$

nous avons montré (§ 32) que

$$(95) \quad \rho = \frac{\partial K}{\partial \log t} : \frac{\partial K}{\partial T}.$$

En prenant la dérivée de K par rapport à T , il faut noter que J et F sont des fonctions de la température. En l'absence de données plus précises, nous supposerons que F , qui caractérise la variation thermique du champ coercitif, varie proportionnellement à l'aimantation spontanée. On trouve ainsi finalement :

$$(96) \quad \frac{1}{\rho} = \frac{Q + \log \tau}{T} \left(1 - \frac{2T}{J} \frac{\partial J}{\partial T} \right).$$

De l'étude de la variation thermique de l'aimantation spontanée de la magnétite ⁽¹⁾ on déduit, au voisinage de la température ambiante, $\frac{2T}{J} \frac{\partial J}{\partial T} = 0,29$. Comme la substance ferromagnétique qui compose les grains possède un point de Curie à 675°C , légèrement plus élevé que celui de la magnétite qui est à 590°C , nous multiplierons cette valeur de 0,29 par le rapport inverse des températures absolues de Curie, ce qui donne 0,26. Nous prendrons τ , qui en l'espèce est la durée de séjour à la température T lors de

la mesure de $\frac{\partial \sigma_r}{\partial T}$, de l'ordre de 5 m, soit finalement :

$$(97) \quad \rho = \frac{300}{(22 + 5,7) 1,26} = 8,6.$$

⁽¹⁾ P. WEISS et R. FORRER, *Ann. de Phys.*, 1929, t. 12, p. 279.

Il n'existe malheureusement qu'un seul cas où des déterminations simultanées de $\frac{\partial \sigma_r}{\partial \log t}$ et de $\frac{\partial \sigma_r}{\partial T}$, faites sur le même échantillon permettent une détermination expérimentale du rapport ρ . Il s'agit de l'échantillon C.25 de Thellier, constitué d'argile de Noron cuite dans l'azote à 665°C et aimanté à la température ambiante dans un champ de 470 œersteds. Les figures 2 et 3 indiquent respectivement, d'après cet auteur, les variations de l'aimantation rémanente spécifique en fonction du temps t et de la température de recuit.

On en déduit :

$$(98) \quad \frac{\partial \sigma_r}{\partial \log t} = -12,8 \cdot 10^{-6} ; \quad \frac{\partial \sigma_r}{\partial T} = -1,43 \cdot 10^{-6}$$

d'où un rapport :

$$(99) \quad \rho = 8,95$$

en excellent accord avec la valeur théorique donnée plus haut.

Volume moyen des grains. — Le même échantillon permet d'obtenir quelques précisions sur le volume moyen v des grains auxquels sont dus le trainage magnétique et la variation de l'A. R. I. après recuit. Il suffit pour cela de comparer, après un même recuit, la diminution de l'A. T. R. à celle de l'A. R. I. Dans les deux cas, la courbe \mathcal{A} balaye la même portion du plan (H_0, v) : la seule différence vient de ce que dans le second cas, les grains de cette région ont été aimantés à saturation par un champ important de 470 œersteds, tandis que dans le premier cas l'A. T. R. est acquise dans un champ h trop faible pour produire cette saturation. Le rapport des deux aimantations est égal à $th \frac{v \mathcal{J} h}{kT}$. On doit donc avoir :

$$(100) \quad \frac{\partial \sigma_{tr}}{\partial T} : \frac{\partial \sigma_{ri}}{\partial T} = th \frac{v \mathcal{J} h}{kT}$$

Nous avons donné déjà plus haut la valeur de $\frac{\partial \sigma_{ri}}{\partial T}$; quant à $\frac{\partial \sigma_{tr}}{\partial T}$, on tire d'expériences de Thellier sur l'échantillon C.21, sinon identique à C.25 mais cependant très voisin :

$$(101) \quad - \frac{\partial \sigma_{tr}}{\partial T} = 0,84 \cdot 10^{-6} \quad \text{avec } h = 13 \text{ oe.}$$

On en déduit :

$$(102) \quad th \frac{v \mathcal{J} h}{kT} = \frac{0,84}{1,43} = 0,587.$$

Finalement, avec $\mathcal{J} = 500$, on obtient :

$$v = 3,4 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^3$$

Champ critique. — En reportant cette valeur dans l'équation 91 qui donne vH en fonction de quantités connues, on en déduit finalement

$$(103) \quad H = 1300 \text{ oersteds}$$

qui représente le champ critique moyen des grains intéressés dans les phénomènes de traînage et de désaimantation par recuit. En substituant cette valeur dans la relation (93) on obtient :

$$(104) \quad Q = 22,3$$

valeur effectivement voisine de celle que nous avons adoptée.

45. CONCLUSIONS. — En résumé, les propriétés magnétiques de l'ensemble E, exposées notamment dans les paragraphes 25 à 32 et 38 à 42, s'accordent qualitativement dans leurs moindres détails avec les propriétés si remarquables des terres cuites et des laves mises en évidence par Thellier, Roquet et Nagata : il semble donc bien qu'on tienne là l'explication générale de ces phénomènes. Au surplus, les paragraphes 43 et 44 donnent un exemple de prévisions théoriques quantitativement vérifiées par l'expérience.

Les phénomènes de stabilisation et les propriétés dans un champ magnétique alternatif, traités dans les paragraphes 33 à 47, n'ont jusqu'ici fait l'objet d'aucune étude particulière en ce qui concerne les terres cuites et les laves : il y aurait là d'intéressantes possibilités de vérifications quantitatives de la théorie.

Pour achever de mettre celle-ci à l'épreuve, il faudrait maintenant déterminer, pour un échantillon donné, la fonction $n(H_0, v)$ qui règle la distribution des grains et comparer soigneusement les prévisions théoriques aux résultats expérimentaux. Malheureusement, il existe beaucoup trop peu de données expérimentales et trop de paramètres à notre disposition pour que ce problème présente de l'intérêt : il n'y aurait pas de vérifications possibles. En outre, de graves difficultés se présentent : 1) nous ignorons l'exakte variation thermique de l'aimantation spontanée J et du champ critique H de la substance qui constitue les grains. Si les erreurs introduites de ce chef sont faibles au voisinage de la température ambiante, il n'en serait plus de même près du point de Curie ; — 2) les terres cuites et surtout les laves sont des *mélanges* de substances à points de Curie différents (1).

Il semble néanmoins qu'en tout état de cause il n'y ait, pour chaque échantillon, aucune difficulté à trouver au moins une distribution $n(H_0, v)$ qui rende compte de l'ensemble des propriétés expérimentales.

(1) R. CHEVALIER et J. PIERRE, *Ann. de Physique*, 1932, t. 18, p. 383 ; cf. aussi NAGATA *loc. cit.*