



HAL
open science

Contribution à l'étude des interactions magnétoélastiques : les monocristaux de terres rares sous pression hydrostatique et contrainte uniaxiale

Henri Bartholin

► **To cite this version:**

Henri Bartholin. Contribution à l'étude des interactions magnétoélastiques : les monocristaux de terres rares sous pression hydrostatique et contrainte uniaxiale. Physique [physics]. Faculté des sciences de l'Université de Grenoble, 1970. Français. NNT: . tel-03381959

HAL Id: tel-03381959

<https://theses.hal.science/tel-03381959>

Submitted on 18 Oct 2021

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.

THÈSES

présentées à la

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

par

Henri BARTHOLIN

PREMIERE THÈSE

CONTRIBUTION A L'ETUDE DES INTERACTIONS MAGNETOELASTIQUES : LES MONOCRISTAUX DE TERRES RARES SOUS PRESSION HYDROSTATIQUE ET CONTRAINTE UNIAXIALE

DEUXIEME THÈSE

(Propositions données par la Faculté)

Soutenues le 30 janvier 1970 devant la Commission d'Examen

MM. L. NÉEL

A. HERPIN

G. AUBERT

D. BLOCH

Président

} *Examineurs*

A mes Parents.

Le présent travail a été effectué au Laboratoire d'Electrostatique et de Physique du Métal à Grenoble.

Monsieur le Professeur Néel, Membre de l'Institut, Directeur du Laboratoire s'est particulièrement intéressé à ce travail. Je le remercie des conseils qu'il a bien voulu me donner. Il me fait l'honneur d'assurer la présidence de ce Jury d'examen, je tiens à lui témoigner ma profonde et respectueuse reconnaissance.

Monsieur Bloch, Maître de Conférences, a proposé et dirigé cette étude. Je le remercie pour son aide et ses conseils de tous les jours. Je tiens à lui témoigner ma profonde reconnaissance pour ses encouragements et la formation scientifique qu'il m'a donnée.

Monsieur le Professeur Herpin a bien voulu me faire l'honneur de participer au Jury d'examen, qu'il soit assuré de ma profonde reconnaissance.

Monsieur le Professeur Aubert, s'est intéressé à ce travail, je le remercie vivement d'avoir bien voulu participer à ce Jury d'examen.

Monsieur le Professeur Fisher, du Laboratoire National d'Argonne, m'a transmis ses résultats expérimentaux en communication personnelle. Je lui exprime ma profonde gratitude.

Messieurs, Boutron et Féron, par leur aide et leurs conseils ont su me faire profiter de leurs connaissances sur les métaux de terres rares. Je tiens à les remercier sincèrement.

Monsieur Chaissé a été mon coéquipier, je le remercie de son aide amicale.

Je remercie le bureau d'études et l'atelier central du C.N.R.S. et en particulier, Messieurs Danish, Alexandre et Treille qui ont participé activement à la réalisation de l'appareillage expérimental.

Monsieur Dampne, technicien attaché à notre laboratoire a participé sans compter ses heures et ses peines à la réussite de ce travail. Je tiens à le remercier sincèrement.

Monsieur Dulac, Maître assistant, a accepté d'assumer une partie de mes responsabilités d'enseignant afin que je puisse rédiger en toute quiétude ce mémoire, qu'il sache que je lui en suis reconnaissant.

Je remercie Mademoiselle Menéroud et Mademoiselle Chabre qui ont assuré avec dévouement la tâche de dactylographe ce mémoire ainsi que tous ceux du laboratoire qui ont contribué à la réussite de ce travail.

Je terminerai mes remerciements, en m'excusant auprès de ma femme pour toutes les fois où j'ai choisi mon travail au lieu de la vie familiale. Je tiens à la remercier de son esprit compréhensif.

I N T R O D U C T I O N

Les métaux de terres rares peuvent être décrits comme un ensemble d'ions, généralement trivalents, à couche 4f incomplète, baignant dans une "mer d'électrons de conduction". Les électrons 4f qui occupent une couche profonde, sont à l'origine du moment magnétique. Les niveaux des électrons 4f du métal sont pratiquement ceux des ions isolés et le moment magnétique des ions R^{3+} dans le métal est celui des ions libres. Les interactions entre les moments magnétiques résultent d'un mécanisme d'échange indirect, par l'intermédiaire des électrons de conduction. L'anisotropie magnétocristalline est considérable. Elle a pour origine principale les effets de champ électrique cristallin. Les interactions d'échange entre les moments magnétiques et les coefficients d'anisotropie magnétocristalline sont des fonctions rapidement variables des distances interatomiques. Les valeurs des modules d'élasticité des terres rares sont faibles, il en résulte des effets magnétoélastiques importants. Les températures d'ordre magnétiques des terres rares sont fonction des interactions d'échange de l'anisotropie, elles seront modifiées sous l'action de la pression appliquée. On pourra déduire de leurs variations les variations de l'énergie d'échange et d'anisotropie avec les paramètres de la maille cristalline. On pourra alors interpréter quantitativement quelques uns des effets magnétoélastiques observés.

En l'absence de champ magnétique appliqué, chaque domaine de Weiss possède, en raison des interactions magnétoélastiques, une déformation propre. La variation thermique des

paramètres de la maille cristalline permet d'avoir accès à ces déformations. Une substance ferromagnétique comporte généralement un grand nombre de domaines. Les déformations macroscopiques dépendent alors de l'arrangement des domaines et des interactions entre les domaines.

L'étude de la magnétostriction spontanée est l'étude de ces anomalies magnétiques de longueur en champ nul ; les anomalies disparaissent à haute température en même temps que disparaît l'ordre magnétique. En présence d'un champ magnétique on observe deux types de magnétostriction. Le premier correspond à l'alignement des vecteurs aimantations dans le sens du champ magnétique appliqué. Le second processus correspond à l'augmentation de l'aimantation spontanée elle-même, c'est le seul processus efficace après saturation de l'aimantation, on l'appelle magnétostriction forcée.

Dans le premier chapitre nous décrivons les méthodes de mesure et les techniques expérimentales utilisées pour déterminer les variations des températures d'ordre magnétiques avec la pression hydrostatique et les contraintes uniaxiales. Le second chapitre est consacré aux résultats expérimentaux. Les échantillons étudiés sont des monocristaux de gadolinium ; de terbium et de dysprosium. Dans le troisième chapitre on discute brièvement des résultats expérimentaux obtenus. Dans le quatrième chapitre, on montre comment peuvent être déterminées les variations des interactions d'échange avec les paramètres de la maille cristalline. Les derniers chapitres sont consacrés à l'étude quantitative de la magnétostriction des terres rares. On discutera principalement de la magnétostriction spontanée, caractérisant la déformation de chaque domaine en l'absence de champ extérieur, et de la magnétostriction forcée en champ fort, après saturation de l'aimantation.

C H A P I T R E I

METHODES DE MESURE ET TECHNIQUES EXPERIMENTALES

A - METHODES DE MESURE

La méthode la plus généralement employée pour déterminer l'effet de la pression sur les températures de transition magnétiques consiste à étudier la variation thermique de la susceptibilité magnétique, en champ alternatif faible, pour diverses valeurs de la pression appliquée. Suivant la technique d'Adams et Green (A 31, F 54, R 64, MC 67, R 66), l'échantillon taillé sous forme de tore est muni de deux enroulements pour la mesure des susceptibilités. On peut également, (BL 62, L 63, BL 64, BL 66, A 67), placer l'échantillon au centre de deux enroulements présentant entre eux une inductance mutuelle dont la valeur est proportionnelle à la susceptibilité magnétique de l'échantillon (figure 1). Ces techniques sont satisfaisantes pour évaluer la variation avec la pression des températures d'ordre magnétiques ; elles ne conduisent pas cependant à une détermination rigoureuse des températures d'ordre elles-mêmes. Elles conviennent lorsque les courbes de variation thermique de la susceptibilité magnétique, à différentes pressions, (figures 2, 3, 4) se déduisent les unes des autres par de simples translations, ou bien lorsque ces températures de transition sont caractérisées, dans la variation thermique de la susceptibilité, par des discontinuités (figure 5), ou par des extrêmums accentués (figures 4 et 6). Les techniques utilisant la variation thermique de la résistivité (S 64, O 66,

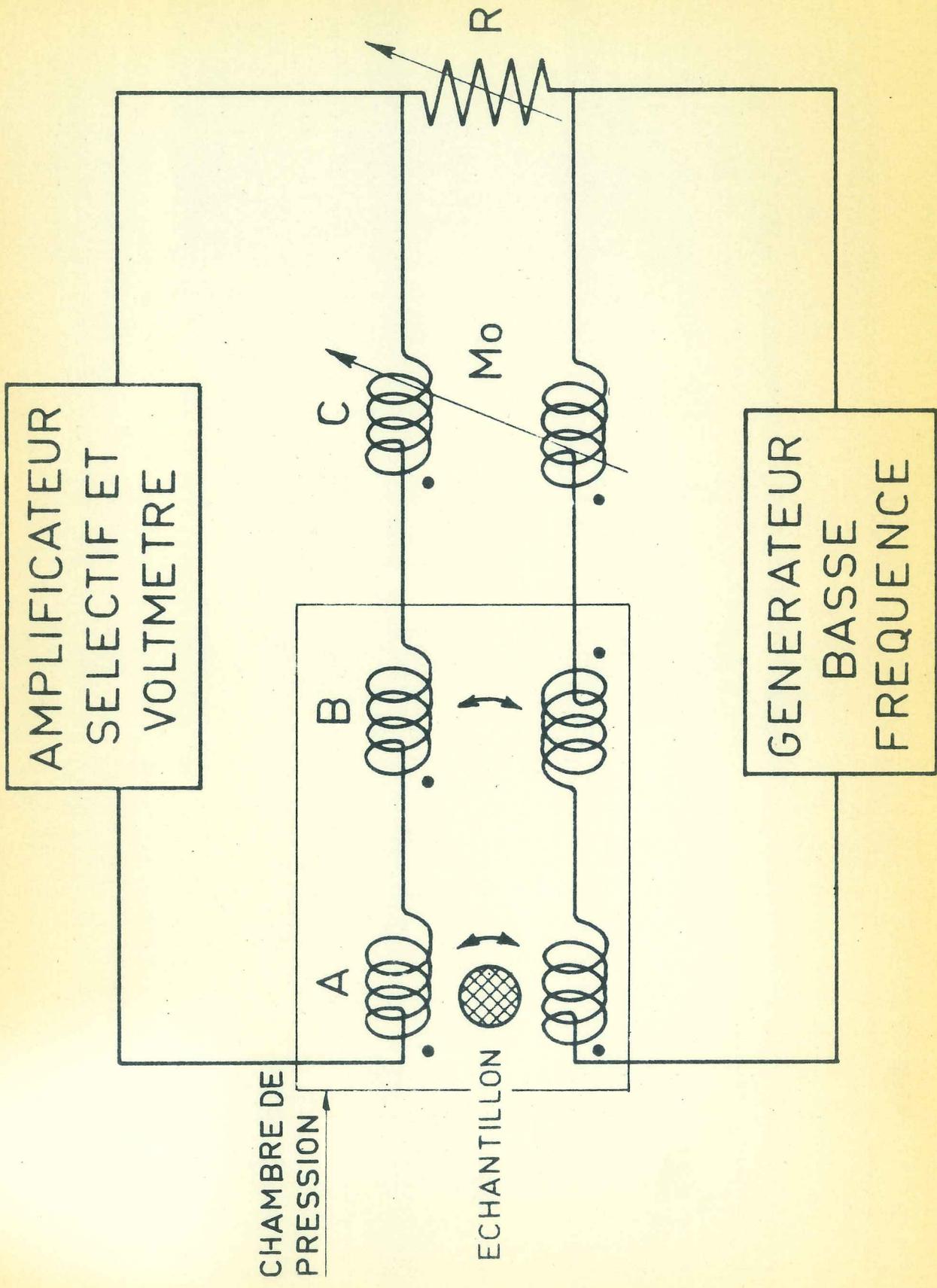


Figure 1 : Circuit de mesure des inductances mutuelles

A 67, W 67) conviennent dans les mêmes cas. Les méthodes utilisant la variation de l'aimantation avec la pression en champ fort continu, au voisinage des points d'ordre magnétiques, sont plus rigoureuses. Elles n'ont cependant que rarement et partiellement été utilisées (K 64, BL 66).

Nous avons déterminé les variations des températures d'ordre avec la pression à partir de la variation thermique de la susceptibilité magnétique et des pertes de l'échantillon placé dans un champ alternatif faible, de l'ordre de 1 à 2 Oe, dont la fréquence est égale à 495 c/s, (BL 62, L 63, BL 64, BL 66, BA 67, BA 68, BAR 68). L'échantillon (figure 1), est soumis, dans une enceinte non magnétique, à une pression hydrostatique, ou à une contrainte uniaxiale ; il est situé au centre de deux enroulements (A) présentant entre eux une inductance mutuelle. Les enroulements (B), destinés à compenser la variation thermique de l'inductance mutuelle à vide, sont identiques aux enroulements (A).

L'impédance de l'ensemble $M = M' - jM''$ est mesurée par une méthode de zéro, au pont de Hartshorn. La sensibilité est de 0,1 μH . La partie réelle M' de l'inductance mutuelle est proportionnelle à la susceptibilité magnétique de l'échantillon, elle est donnée par la valeur M_0 de l'inductance mutuelle étalonée (C), placée en série avec les bobines de mesure et de compensation. La partie imaginaire M'' est fonction des pertes, elle est proportionnelle à $1/R$, R étant la résistance d'équilibrage du pont de mesure (figure 1). L'impédance M'' dépend en partie des courants de Foucault dans l'enceinte de mesure ; M' et M'' ne donnent pas les valeurs absolues de la susceptibilité et des pertes de l'échantillon seul.

1 - Détermination des transitions magnétiques

Les températures de transition magnétiques sont déterminées à partir des courbes de variation thermique de la

susceptibilité magnétique et des pertes de l'échantillon obtenues expérimentalement à différentes pressions maintenues constantes. Nous avons rencontré trois types de transition. Le gadolinium présente une transition ferro-paramagnétique. Nous avons représenté figures 2 et 3, la variation thermique de la susceptibilité magnétique et des pertes au voisinage de la température de Curie d'un échantillon de gadolinium monocristallin. Le dysprosium et le terbium présentent une transition ferro-antiferromagnétique à basse température (figures 4 et 5) et une transition antiferro-paramagnétique à plus haute température (figures 4 et 6).

L'expérience montre qu'au voisinage d'une température de Curie et d'une température de transition ferro-antiferromagnétique, la variation thermique de la susceptibilité magnétique (M_0) et des pertes (R) présentent un changement de pente important (figures 2, 3 et 4), qui peut être représenté par un ensemble de droites (D_1) et (D_1') ; à plus basse température les variations de la susceptibilité sont à nouveau pratiquement linéaires et peuvent être représentées par un ensemble de droites (D_2) et (D_2'). On peut définir avec précision les points A, intersection de (D_1) et (D_2) et C intersection de (D_1') et (D_2'), ainsi que les points B et D intersection de (D_1) et (D_1') avec les tangentes horizontales à la partie coudée. Les variations des températures (θ_A , θ_B , θ_C , θ_D) avec la pression sont égales. On admet que la variation de ces températures avec la pression est identique à celle de la température de transition avec la pression ($\frac{\partial \theta}{\partial p}$).

La température de Néel est caractérisée par un maximum dans la variation thermique de la susceptibilité magnétique et des pertes (figure 6). On détermine la température de Néel par le point de rencontre des droites (D_3) et (D_3'), tangentes au sommet, respectivement avec les droites (D_4) et (D_4') reliant le milieu des segments horizontaux E F. Les

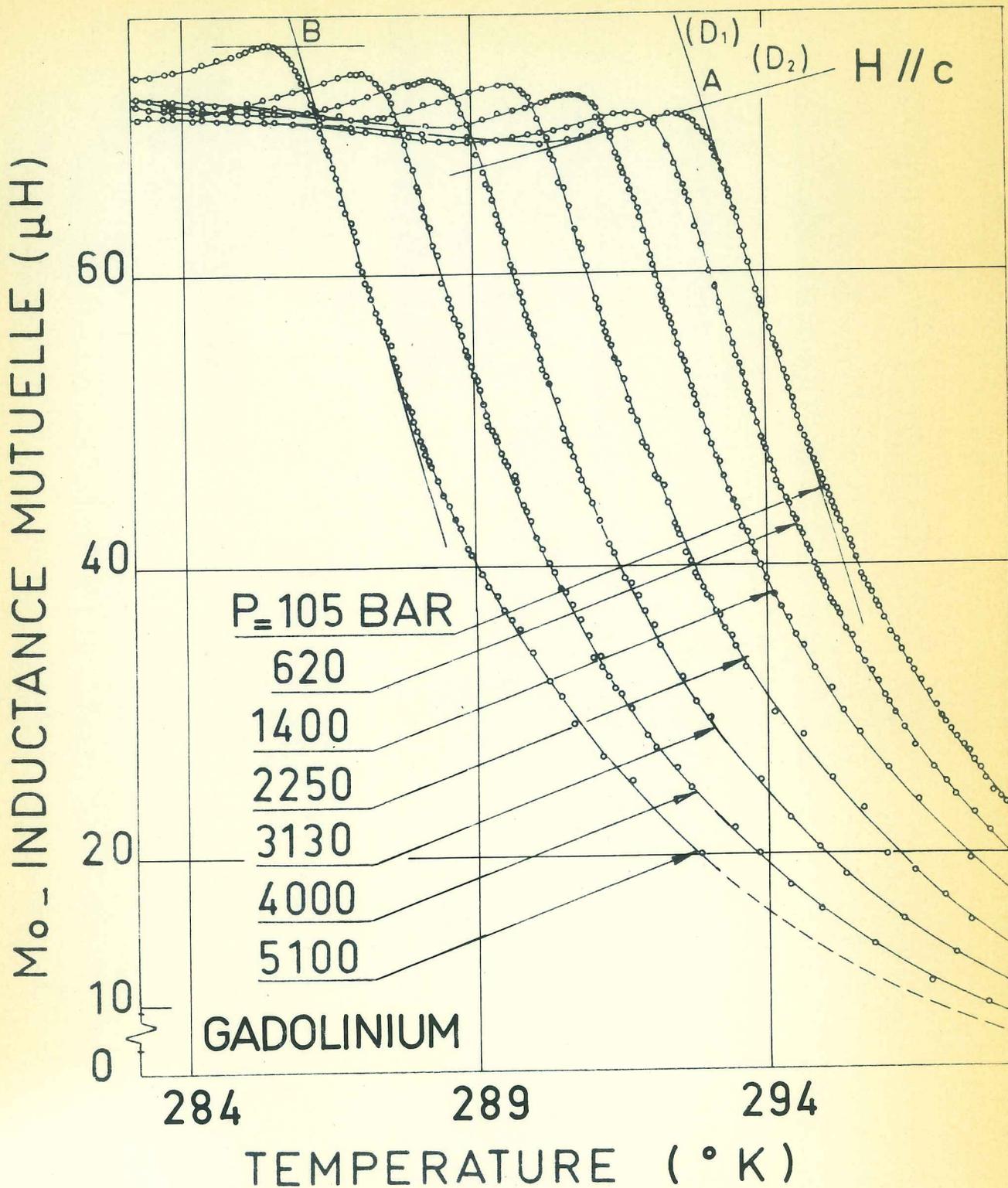


Figure 2 : Monocrystal de gadolinium. Variation thermique de l'inductance mutuelle M_o à différentes pressions. Le champ magnétique H est appliqué suivant l'axe c.

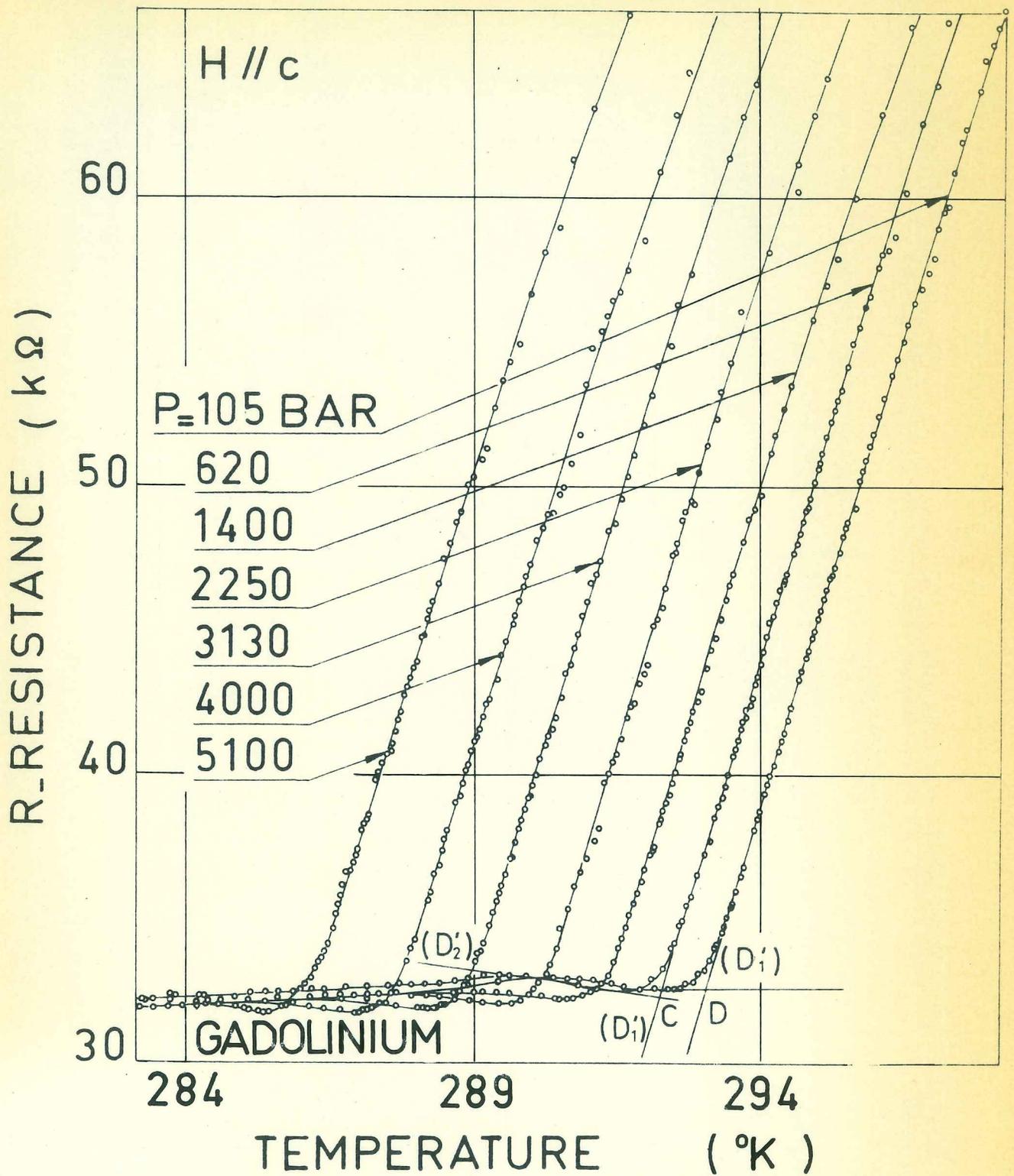


Figure 3 : Monocrystal de gadolinium. Variation thermique de la résistance R d'équilibrage du pont à différentes pressions. Le champ magnétique H est appliqué suivant l'axe c.

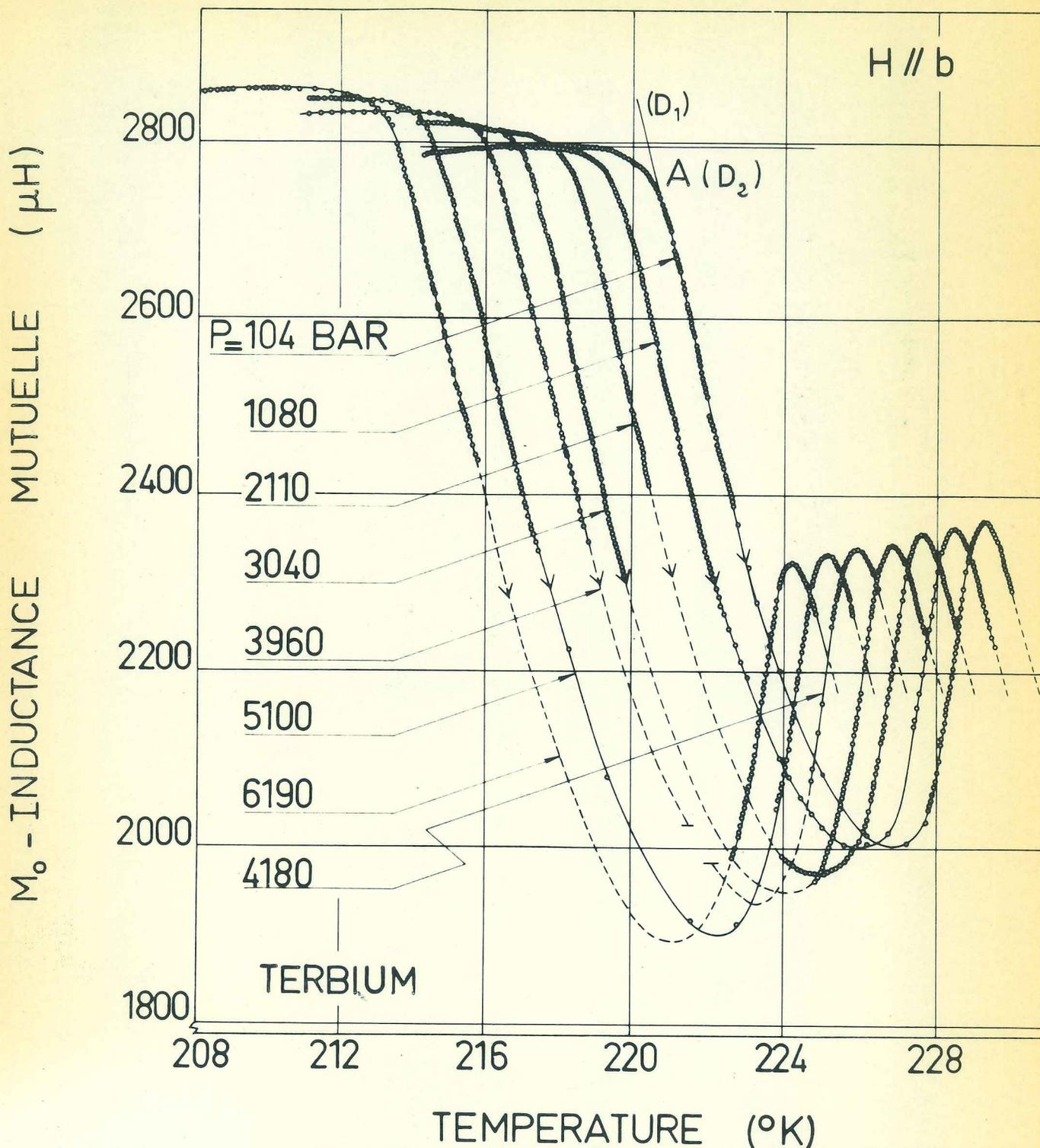


Figure 4 : Monocrystal de terbium. Variation thermique de l'inductance mutuelle M_0 , en températures croissantes à différentes pressions. Le champ H est appliqué suivant l'axe b

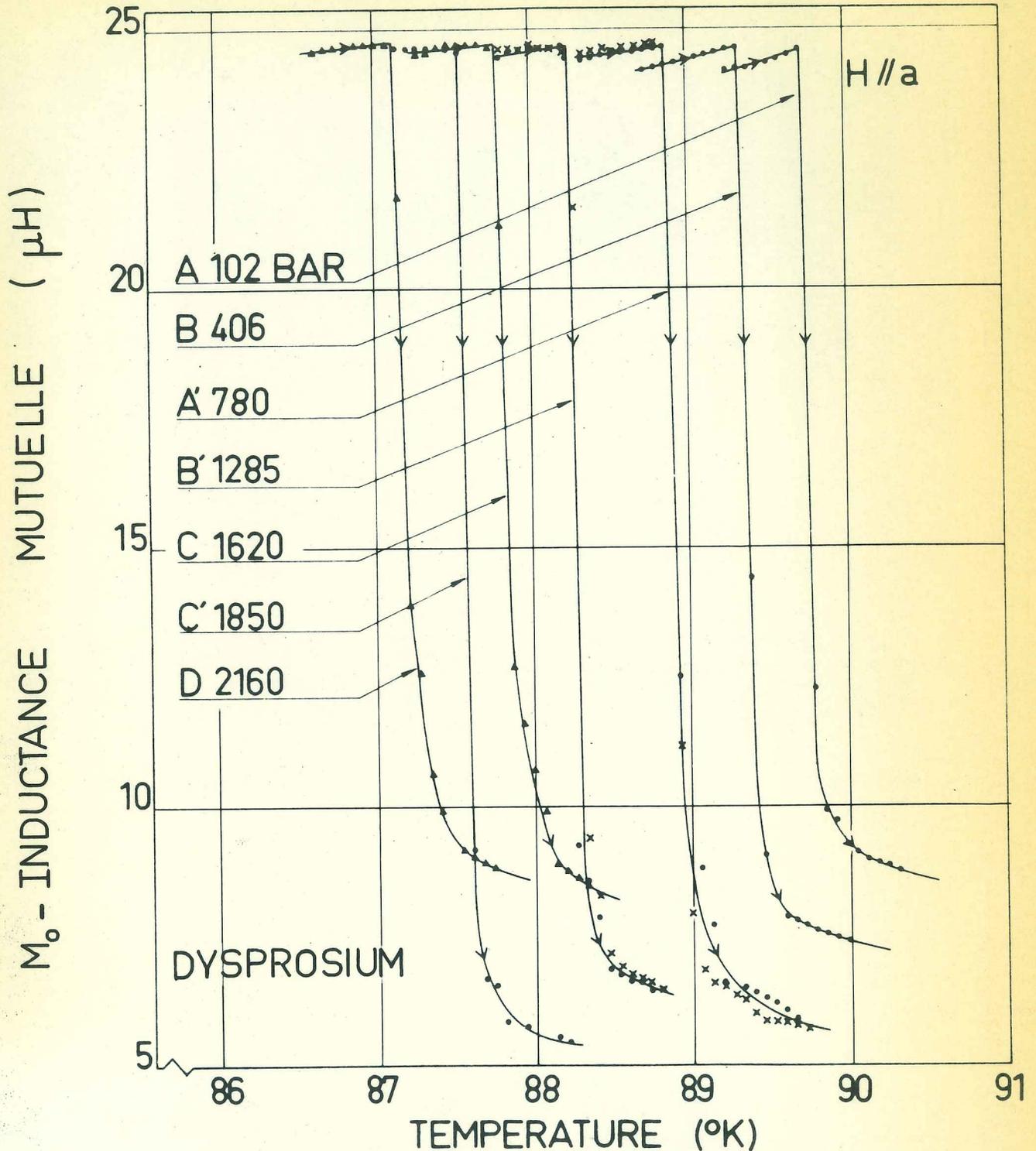


Figure 5 : Monocrystal de dysprosium. Variation thermique de l'inductance mutuelle M_o , en températures croissantes, à différentes pressions. Le champ H est appliqué suivant l'axe a -
 Les courbes (A,B,C,D) et (A',B',C') correspondent à deux expériences différentes. Les points expérimentaux représentés par une croix (x) sur les courbes A' et B' correspondent à une répétition de l'expérience afin de vérifier la reproductibilité de la transition magnétique.

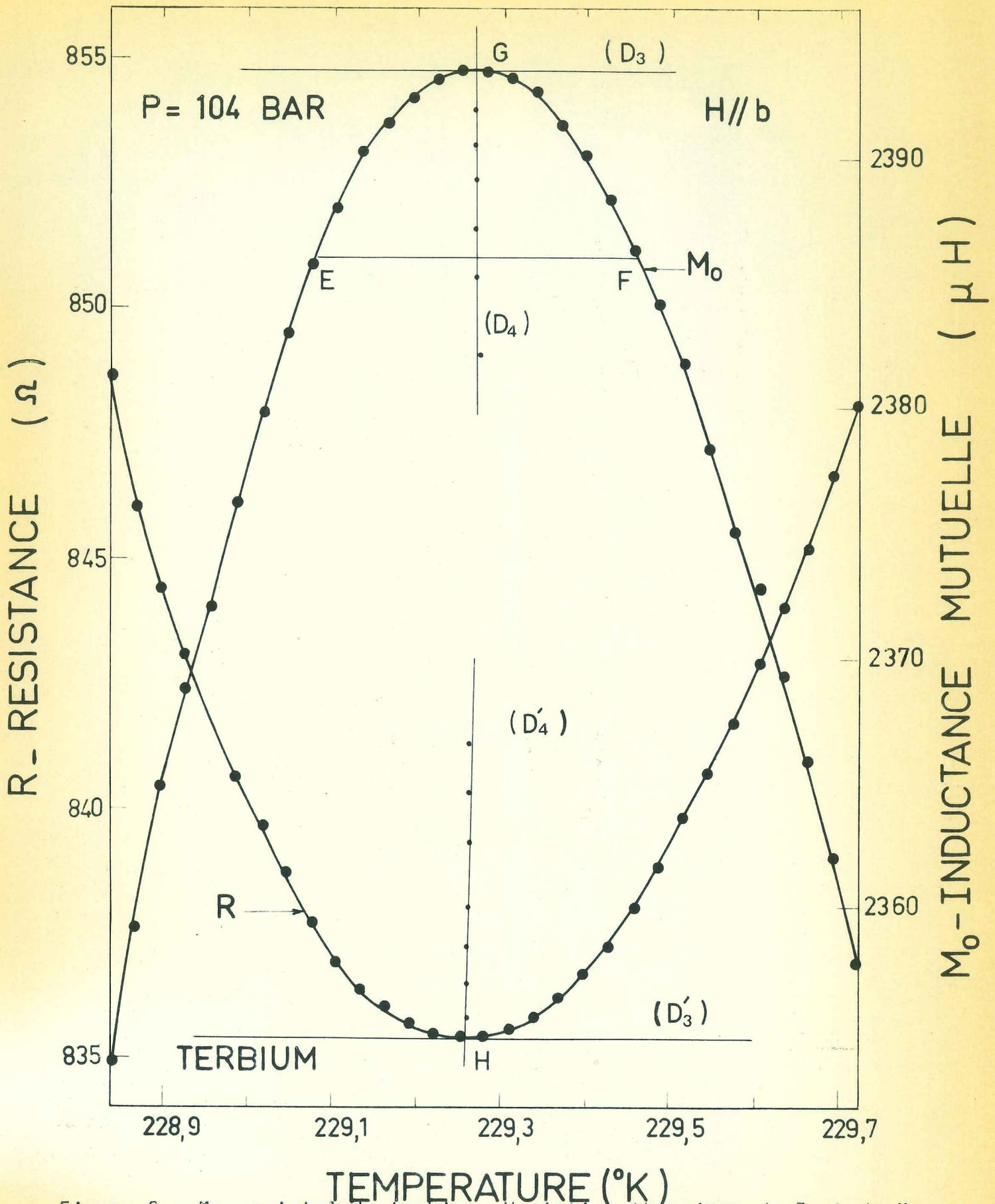


Figure 6 : Monocristal de terbiium. Variation thermique de R et de M₀, au voisinage de la température de Néel. Le champ est parallèle à l'axe b.

températures θ_G et θ_H caractérisant les points de rencontre des droites (D_3) et (D_4), (D_3') et (D_4') varient de façon identique avec la pression. On admet que la variation de la température de Néel avec la pression est égale à la variation des températures θ_G et θ_H . La reproductibilité des températures $\theta_A, \theta_B, \theta_C, \theta_D, \theta_G, \theta_H$ est de 5×10^{-3} à 5×10^{-2} degré.

2 - Mesure de la température

La température est déterminée à l'aide d'un thermocouple cuivre-constantan dont la sensibilité est de $41 \mu\text{V}/^\circ\text{K}$ à la température ambiante et de $16 \mu\text{V}/^\circ\text{K}$ à 77°K . La soudure du thermocouple est placée au contact du support de l'échantillon. La température de référence est obtenue à l'aide d'une cellule à point triple de l'eau que nous avons fabriquée (D 57). Elle nous fournit une température de référence de $273,16^\circ\text{K}$, en principe stable à mieux de $0,001^\circ\text{K}$ sur quelques semaines (B 59). On peut déterminer des forces électromotrices de l'ordre de $0,5 \mu\text{V}$. Les thermocouples employés sont toujours réalisés avec les mêmes bobines de fil, ils sont étalonnés périodiquement à l'aide des points d'ébullition du parahydrogène, de l'azote et de l'eau distillée. Le coefficient d'étalonnage est reproductible à mieux de 5×10^{-4} . Les mesures de température sont différentes pour les expériences effectuées en pression hydrostatique ou sous contraintes uniaxiales. Dans le premier cas, la soudure du thermocouple est située à l'intérieur de l'enceinte contenant l'échantillon et elle est donc soumise à la pression ; dans le second cas, elle ne subit aucune contrainte.

La force électromotrice des thermocouples dépend de la pression appliquée et les effets de la pression sont d'autant plus importants, pour une même température et au niveau de la soudure, que le gradient de température entre la soudure et les sorties isolées du thermocouple est important.

Pour des raisons techniques et de sécurité, les sorties isolées sont maintenues à la température ambiante.

Les effets de la pression sur la force électromotrice des thermocouples avaient fait l'objet d'études seulement à haute température (B 18, BU 61). Nous avons étudié avec F. Chaissé, les effets de la pression sur la force électromotrice de deux thermocouples à basse température, le thermocouple cuivre-constantan et le thermocouple cuivre-(or - 2,1 % at. cobalt) (B 67, BAR 69). Ce dernier, stable aux basses températures, possède une sensibilité deux fois plus forte que celle du cuivre-constantan à 77°K. Pour effectuer cette expérience, nous avons utilisé (figure 7), un dispositif comportant un tube A_1 en alliage cuivre 2 % béryllium, dont le diamètre intérieur est de 3 mm et le diamètre extérieur de 16 mm, contenant de l'hélium gazeux à la pression P . Il est placé sur toute sa longueur (75 cm) dans un cryostat (B). Le tube A_1 est relié, au moyen d'un tube en acier inoxydable de diamètre intérieur 2 mm et de diamètre extérieur 6 mm, à un générateur de pression A_6 (figures 7 et 9). La pression est mesurée au moyen de bobines de fil de manganine A_4 (figure 7) dont la résistance a été préalablement étalonnée en fonction de la pression (I-A-3-a). La soudure A_7 du thermocouple est placée à l'intérieur du tube A_1 , à la pression P , à la température T_1 du bain cryogénique. Les sorties isolées et étanches A_5 , à la température T_2 , sont traversées de part en part par les fils de thermocouple. La température de référence du thermocouple est obtenue au moyen d'une cellule à point triple de l'eau. La pression utilisée a été limitée à 2 kbar, à la température d'ébullition de l'hydrogène, afin que l'hélium sous pression reste à l'état fluide (BE 68).

A une température donnée, la variation de la force électromotrice aux bornes du thermocouple est une fonction linéaire de la pression appliquée, aussi avons-nous reporté

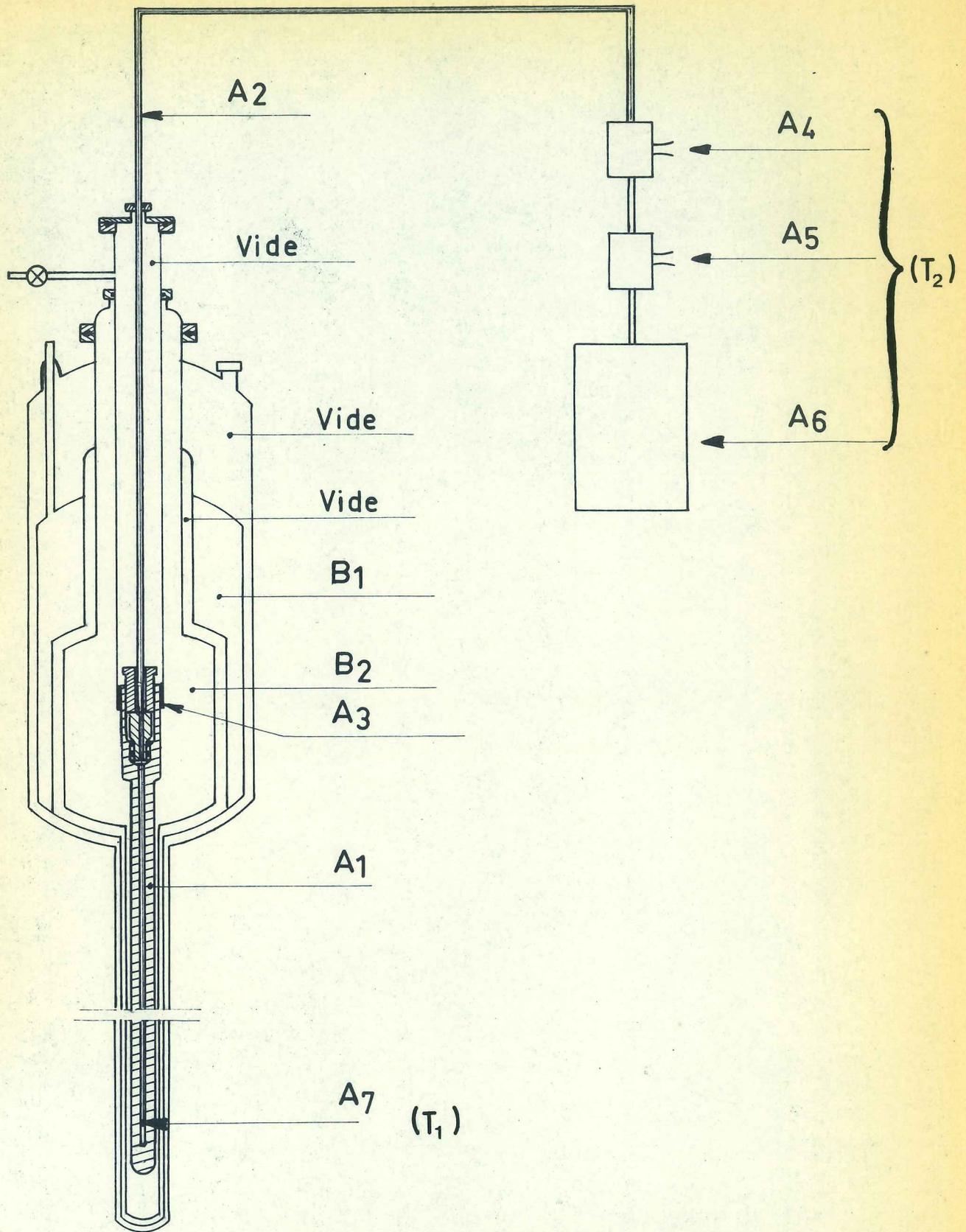


Figure 7

figure 8, la variation de la force électromotrice thermo-électrique avec la pression, en fonction de la température ; la température des sorties isolées A₅ est maintenue à T₂ = 295°K. On constate que ces variations ne sont pas négligeables ; ainsi, pour le thermocouple cuivre-constantan à 77°K, la variation de la force électromotrice avec la pression est de - 4,5 μV/kbar, ce qui correspond à une augmentation apparente de température égale à 0,27°K/kbar.

3 - Mesure de la pression

a - Pression hydrostatique

La pression hydrostatique est appliquée à l'échantillon au moyen d'un gaz (hélium ou azote). On mesure la variation de pression à partir de la variation de la résistance électrique d'un enroulement de fil de manganine placé dans la chambre de pression (figure 9d) et compensé thermiquement par une autre bobine de fil de manganine à la même température et à la pression atmosphérique. La variation de la résistance de l'enroulement du fil de manganine a été préalablement étalonnée au moyen d'une jauge à piston libre ; la pression est connue avec une précision de 1 %. On mesure la variation relative de résistance associée à la variation de pression, par une méthode de zéro, au moyen d'un pont d'extensiométrie (figure 9E).

b - Contraintes uniaxiales

Les contraintes uniaxiales sont obtenues au moyen de masses dont la force résultante est appliquée sur la surface s d'un cristal en forme de cube (BART 69, BA 69). Les valeurs des masses ont été déterminées par le service de Contrôle des poids et mesures de Grenoble, à 0,1 gramme près et la valeur de la surface s, au microscope, par déplacement étalonné de l'échantillon. Les frottements ont été réduits au maximum au moyen de guidages à billes et correspondent à

VARIATION DE LA FORCE THERMOELECTRIQUE AVEC LA PRESSION

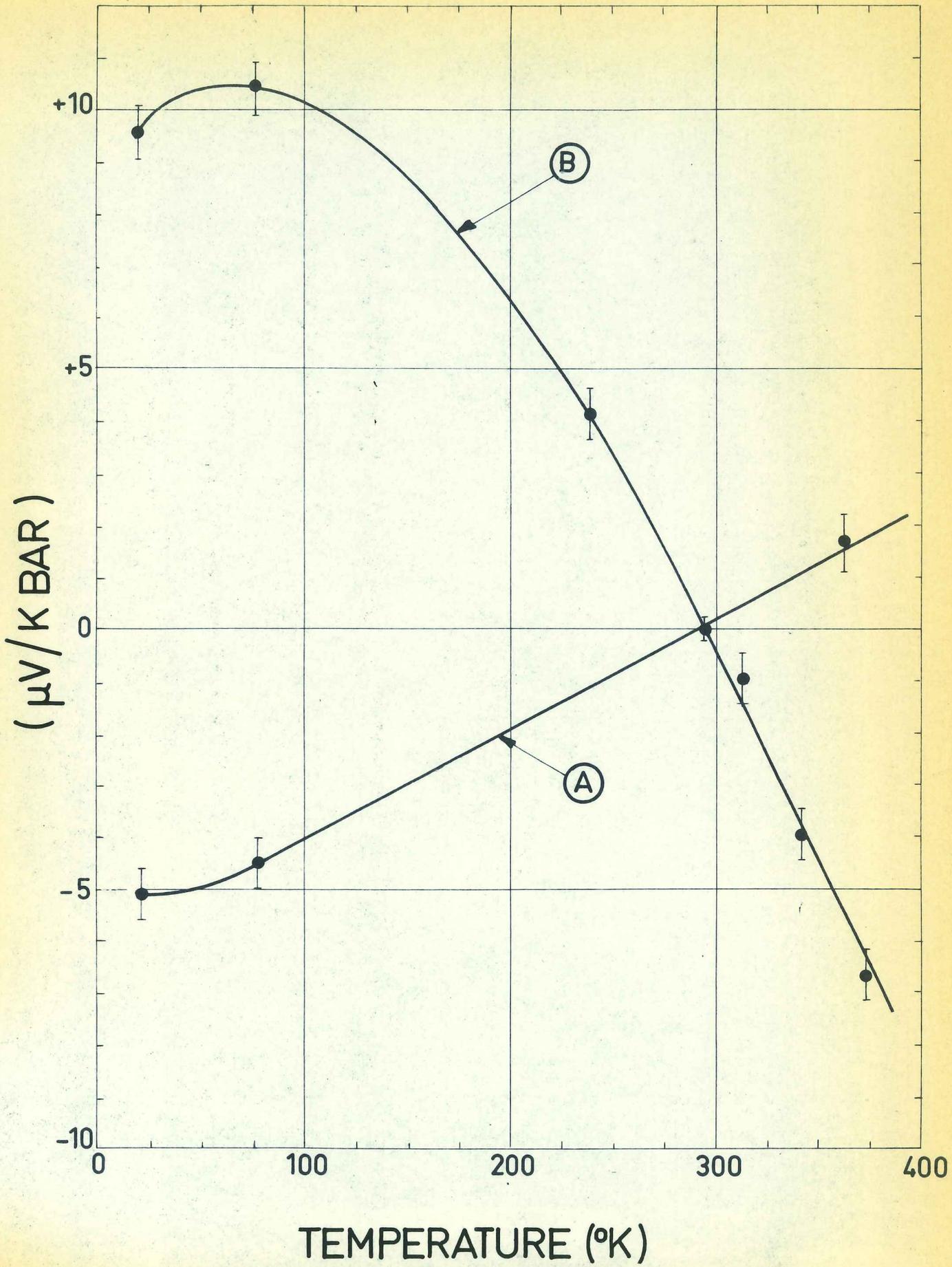


Figure 8 : Thermocouples ; (A) cuivre-constantan, (B) cuivre(or-2 % at.Co

l'effet d'une masse de 20 grammes, ce qui est faible par rapport à la valeur des masses utilisées qui varie de 500 grammes à 25 000 grammes. Les frottements à température constante sont pratiquement indépendants de la force appliquée. L'erreur due aux frottements est donc une erreur systématique qui disparaît lorsque sont déterminées les variations des températures de transition avec la pression.

B - DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Nous avons utilisé deux appareillages pour obtenir les pressions ; un appareillage permettant d'obtenir des pressions hydrostatiques et l'autres des contraintes uniaxiales.

1 - Applications des pressions hydrostatiques

L'appareillage permettant l'étude de la variation des températures de transition magnétiques avec des pressions hydrostatiques a été réalisé par Bloch (BL 65). Nous avons adapté cet appareillage pour les mesures aux très basses températures.

Le générateur de pression est un multiplicateur du type Basset (BA 54) (figure 9a) ; il permet d'obtenir des pressions jusqu'à 12 kbar dans un volume utile d'environ 6 cm^3 . Aux températures comprises entre 200 et 300°K, on obtient la pression en comprimant de l'azote gazeux ; au-dessous de 200°K, on utilise de l'hélium gazeux. La pression de solidification de l'hélium est de 1,8 kbar à 20°K ; elle est de 14 kbar à 77°K (D 53, L 61, BE 68). Les pressions réellement hydrostatiques pouvant être obtenues à basse température sont donc limitées. Pour amener le gaz sous pression, on le pré-comprime avec un compresseur à membranes à deux étages du type Aminco (figure 9b) qui permet d'atteindre des pressions jusqu'à 2 kbar. Pour obtenir des pressions supérieures, on réduit au moyen du multiplicateur de pression (figure 9a) le

Figure 9

Appareillage utilisé en pression hydrostatique

*

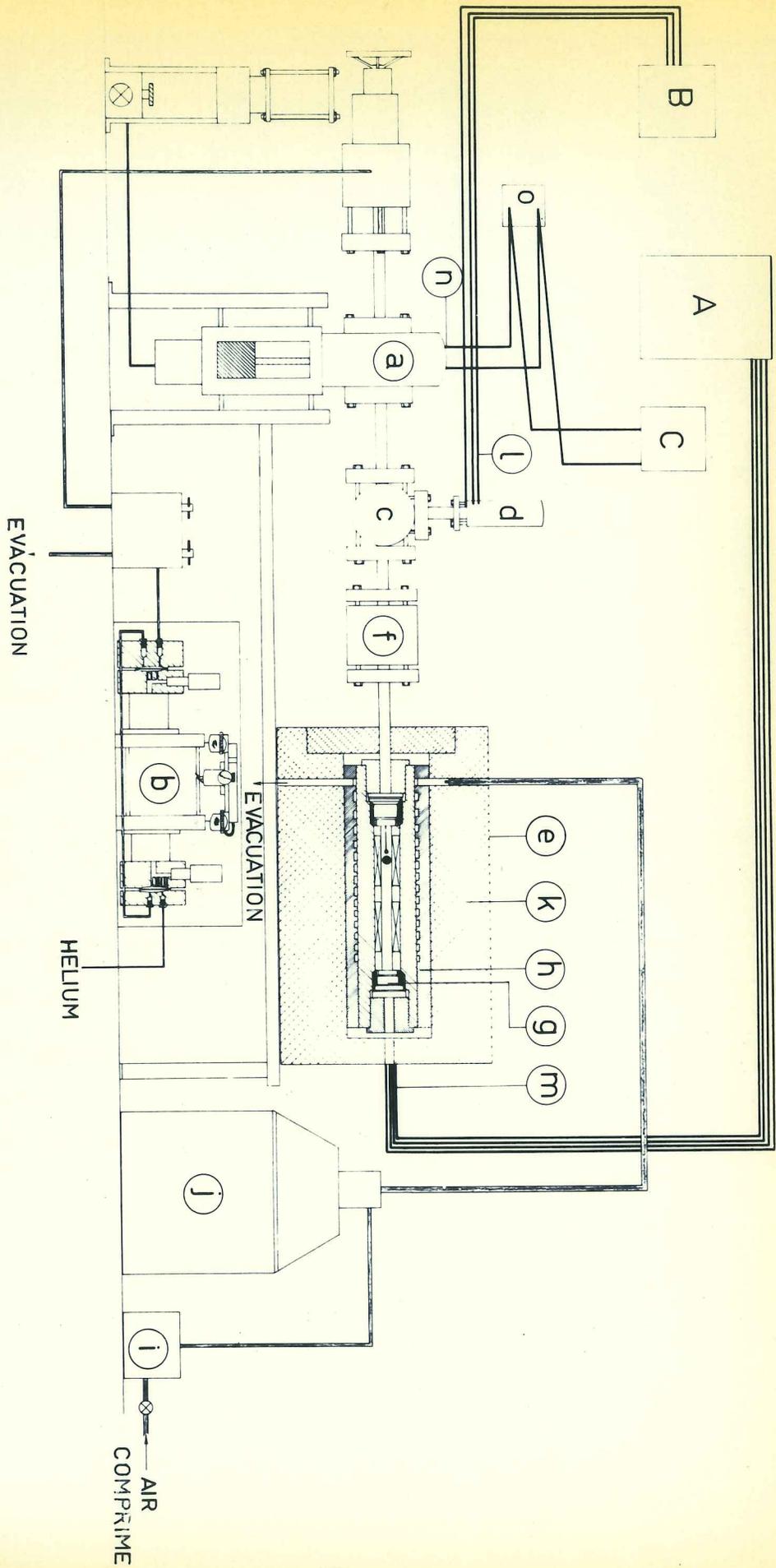


Figure 9

volume de l'enceinte dans laquelle le gaz est contenu. La sortie du générateur de pression est constituée d'un raccord haute pression (figure 9c), muni d'une sortie reliée à une enceinte contenant les jauges de manganine pour la mesure de la pression (figure 9d) et d'une sortie reliée à la chambre d'expérience (figure 9e). La chambre d'expérience contient les bobines d'inductance mutuelle à l'intérieur desquelles est placé l'échantillon (figure 1). La soudure du thermocouple est placée au contact de l'échantillon ; les fils du thermocouple remontent le tube de sortie du générateur de pression jusqu'au multiplicateur (figure 9a) qui comporte une culasse munie de sorties isolées et étanches pour les deux fils de thermocouple (figure 9n). La chambre d'expérience (figure 9e) est réalisée en alliage non magnétique de cuivre béryllium à l'état dur. Elle est formée d'un tube cylindrique de 16 mm de diamètre intérieur, de 80 mm de diamètre extérieur et de 300 mm de longueur. Elle est reliée (figure 9f) au générateur de pression et elle comporte une culasse traversée par 4 sorties isolées et étanches (figure 9g) pour le passage des fils des bobines d'inductance mutuelle. La chambre d'expérience est sertie dans un tube extérieur concentrique en bronze (figure 9h) emmanché à chaud. Cette enveloppe joue le rôle de frette. Un gaz d'échange peut circuler dans un double filetage usiné sur la paroi intérieure de la frette. Ce dispositif permet d'obtenir une température variable dans la chambre d'expérience. Pour atteindre les basses températures, l'enceinte est isolée thermiquement par une couche de chlorure de polyuréthane (figure 9k).

Tous les raccords et les joints sont du type à "zone non supportée" de Bridgman (BL 65). L'appareillage hautes pressions comprend huit sorties isolées et étanches, dont deux pour les mesures de pression (figure 9d, l), quatre pour les mesures d'inductance mutuelle (figure 9m) et deux pour les mesures de température (figure 9n). Ces sorties sont

réalisées au moyen de joints coniques du type Amagat (Am 1869). L'isolement électrique est obtenu par un mélange d'araldite et de poudre d'alumine ; pour éviter les forces thermoélectriques parasites, les fils du thermocouple traversent ces passages isolés de part en part et sont maintenus dans les sorties coniques par une brasure à l'argent.

2 - Application des contraintes uniaxiales

a - Appareillage utilisé au voisinage de la température ambiante (BA 69)

La pression est obtenue en plaçant des masses connues sur le plateau (a) (figure 10) (BA 69). Le poids total des masses et du support de celles-ci est appliqué sur la face d'un échantillon, en forme de cube de 4 mm de côté, au moyen d'un guidage mécanique à billes (b), à un degré de liberté. L'échantillon (c) est placé sur un support à rotule (d). L'échantillon est entouré par les enroulements d'inductance mutuelle M_0 (e). La soudure du thermocouple cuivre-constantan (f) est placée au contact avec le porte échantillon (d). La chambre d'expérience (g) est isolée de son support (h) par du verre epoxy stratifié (i). Les variations de température sont obtenues à l'aide d'un serpentin en cuivre (j) entourant la chambre d'expérience. Dans ce serpentin circule de l'eau à température stabilisée par un thermostat type Höppler. L'ensemble est isolé thermiquement par de la laine de quartz (k).

Pour déterminer les variations de la susceptibilité nous avons utilisé deux types de bobinages avec des axes perpendiculaires ou parallèles à la direction de la force appliquée. Le choix de ces bobines de mesure dépend de la direction du moment magnétique par rapport aux axes cristallographiques.



Figure 10

Appareillage d'application des contraintes uniaxiales pour l'étude au voisinage de la température ambiante.

* * * * *
 * * * * *
 * * * * *

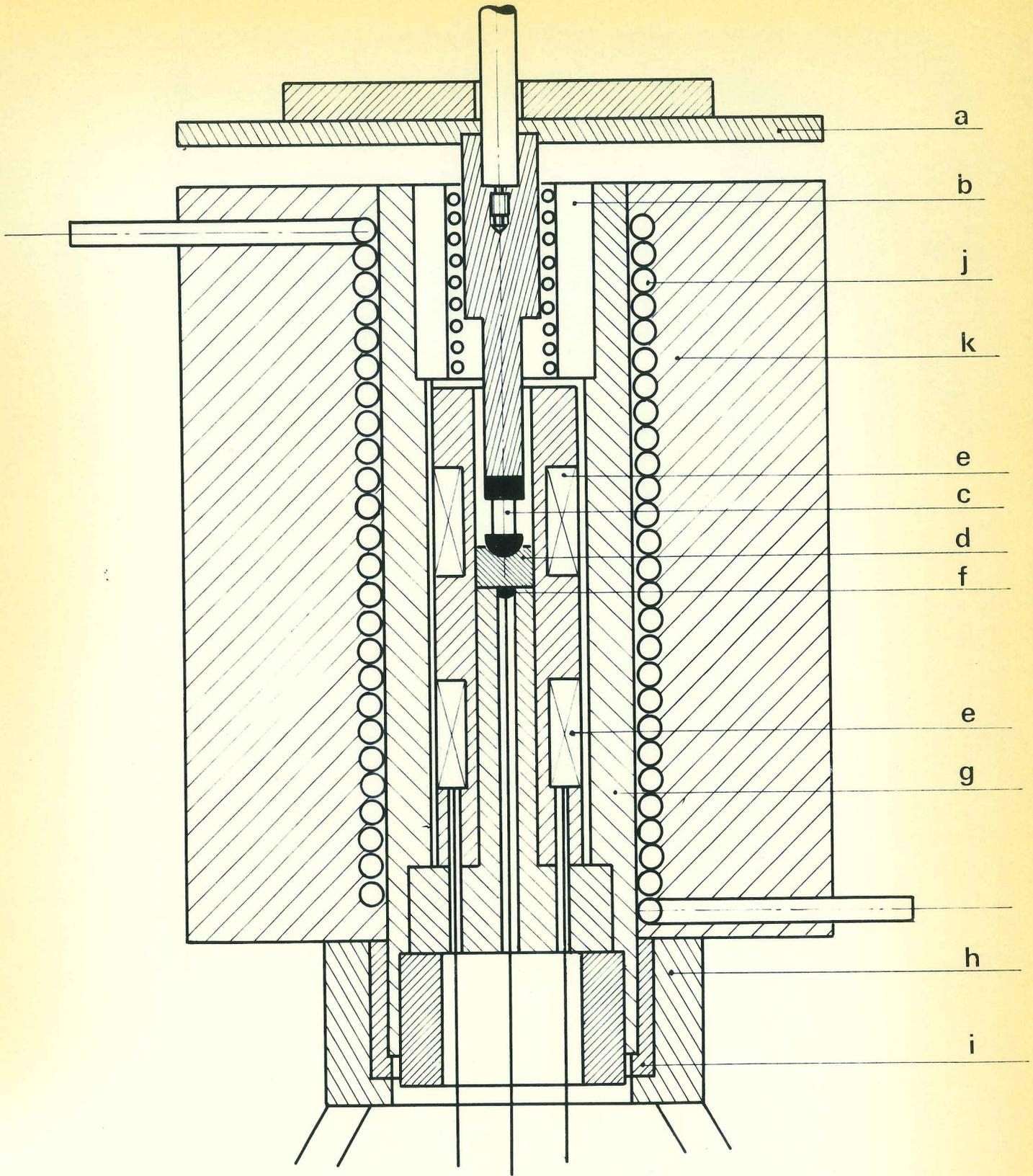


Figure 10

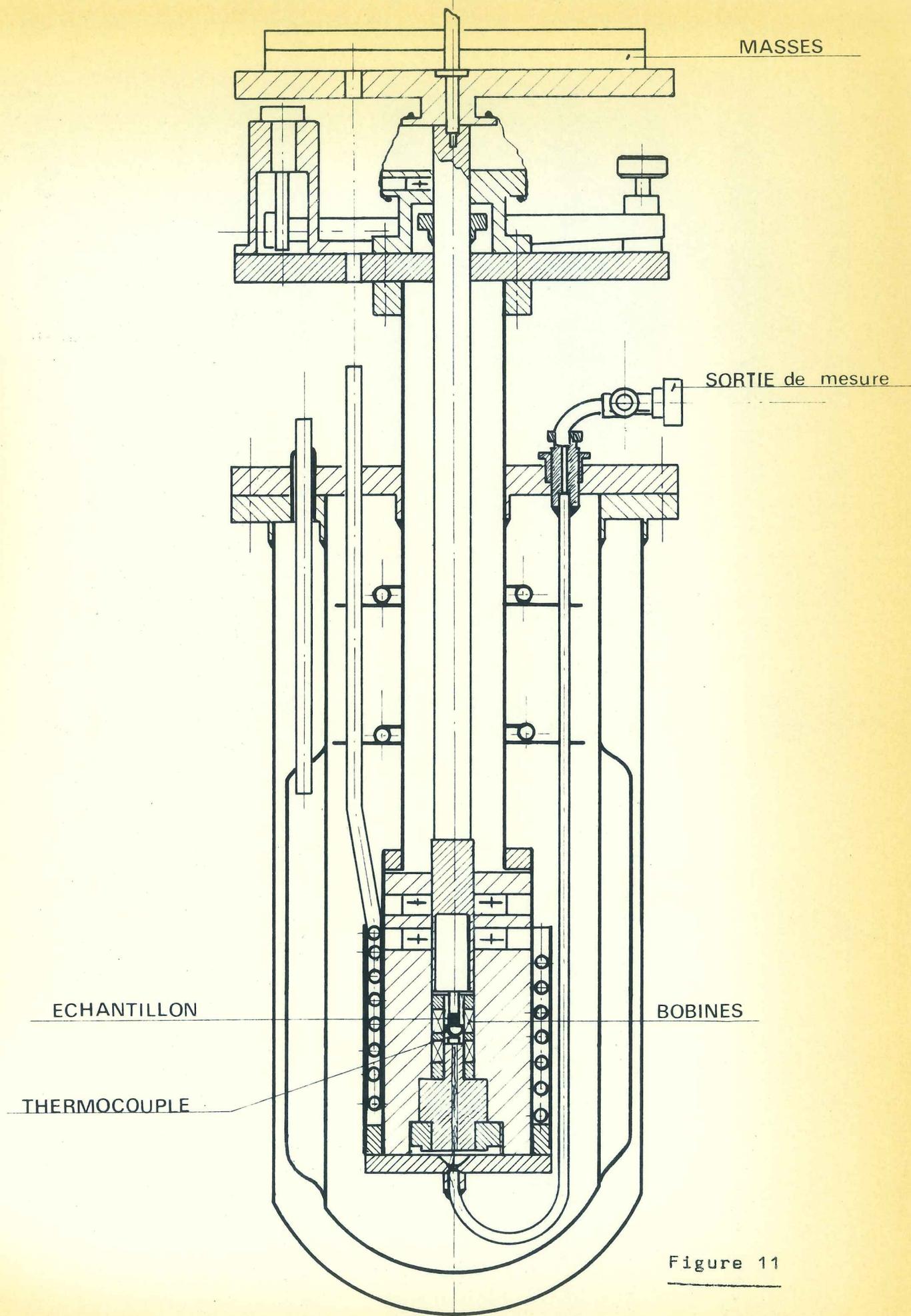


Figure 11

b - Appareillage utilisé à basse température (BART 69)

Pour obtenir des contraintes uniaxiales à basse température, nous avons utilisé un cryostat (figure 11). L'échantillon est placé sous atmosphère d'hélium gazeux afin d'améliorer les échanges thermiques. Les variations de température sont obtenues par la circulation d'un fluide cryogénique dans le serpentin entourant la chambre d'expérience.

Ces deux appareillages (figures 10 et 11) permettent d'atteindre des pressions maximales de l'ordre de 150 bar, entre 20 et 330°K.

3 - Régulation thermique à basse température

Pour que les expériences soient effectuées dans des conditions isothermes et que les transitions du premier ordre antiferro-ferromagnétique soient reproductibles, il est nécessaire de réaliser des variations thermiques très lentes. Nous avons mis à profit l'inertie thermique des chambres d'expérience. Les variations de températures s'obtiennent en agissant sur le débit du fluide circulant dans le serpentin entourant la chambre d'expérience, par modification de la pression sur le fluide cryogénique (figure 9i, j). L'ensemble de régulation a été réalisé par G. Dampne. Cet ensemble nous a permis d'effectuer des variations thermiques avec des taux de variation de l'ordre de 1/100^e de degré par minute.

CHAPITRE II

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous avons reporté tableau 1, quelques uns des résultats obtenus antérieurement pour des échantillons polycristallins de gadolinium (Gd), de terbium (Tb) et de dysprosium (Dy) soumis à des pressions hydrostatiques. Nous avons utilisé pour notre étude des échantillons monocristallins, car on peut s'attendre à des températures d'ordre mieux définies et, en conséquence, à des valeurs plus précises et plus exploitables des variations des températures d'ordre avec la pression.

Les monocristaux de terres rares ont été achetés à "Metals Research", à Cambridge ; la pureté indiquée est de 99,8 %. Les propriétés magnétiques en champs forts de ces monocristaux ont été déterminées par Féron (F 69) ; l'anisotropie de leur susceptibilité paramagnétique a été étudiée par Aléonard, Boutron et Bloch (A 69). Les échantillons sont taillés sous forme de sphère de 6 mm de diamètre. Les axes cristallographiques sont déterminés aux rayons X par la méthode de Laüe à mieux de 1 degré d'angle près. Pour l'étude sous contraintes uniaxiales, les échantillons utilisés sont taillés sous forme de cube de 4 mm de côté ; les axes a , b et c sont perpendiculaires aux faces du cube à ± 2 degré d'angle près (figure 12).

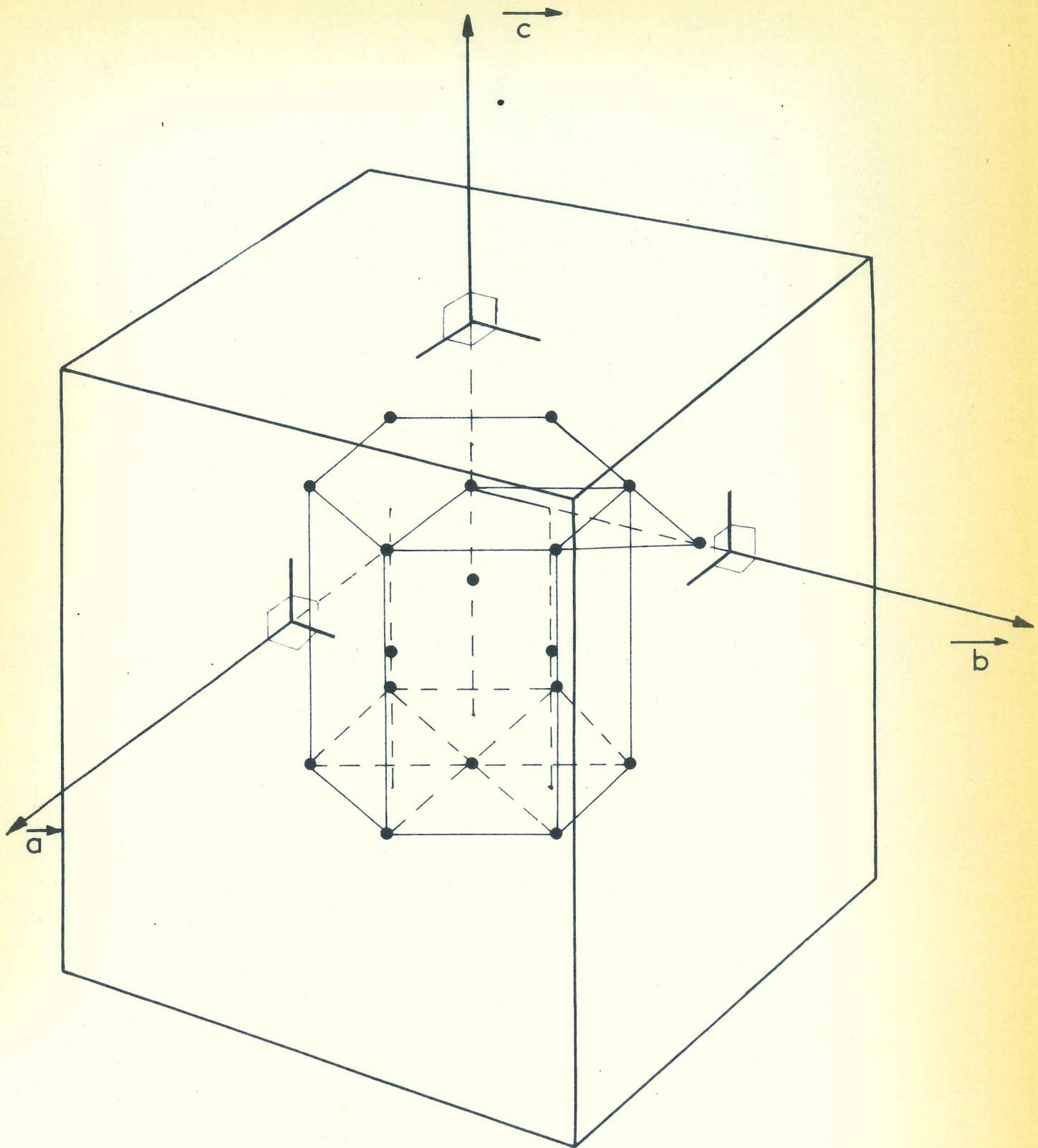


Figure 12 : Orientation des axes cristallographiques des monocristaux de Gd et Dy par rapport aux faces du cube.

T A B L E A U 1

Variation avec la pression des températures d'ordre
magnétiques des polycristaux de Gd, Tb et Dy

Les valeurs de θ_λ sont déterminées à partir des mesures
de chaleur spécifique

	θ_λ °K	$-(\partial\theta_N/\partial p) \times 10^3$ °K.bar ⁻¹	$-(\partial\theta_C/\partial p) \times 10^3$ °K.bar ⁻¹
Gd	291,8 ^(a) (θ_C)		1,2 ^(l) ; 1,53 ^(m) ; 1,63 ^(e) ; 1,60 ⁽ⁿ⁾ ; 1,4 ^(o) ; 1,34 ^(p) ; 1,56 ^(q) ; 1,55 ^(s) ; 1,42 ^(s) ; 1,8 ^(u) ; 1,72 ^(v) ; 1,4 ^(w)
Tb	227,7 ^(b) (θ_N) 221 ^(b) (θ_C)	0,82 ^(d) ; 1,08 ^(e) ; 1,0 ^(f) ; 1,05 ^(g) ; 0,86 ^(t) ; 1,3 ^(u) ; 0,86 ^(x)	1,24 ^(g) ; 1,10 ^(t) ; 1,10 ^(x)
Dy	174 ^(c) (θ_N) 83,5 ^(c) (θ_C)	0,56 ^(h) ; 0,6 ^(d) ; 0,62 ⁽ⁱ⁾ ; 0,62 ^(e) ; 0,44 ^(j) ; 0,32 ^(k) ; 0,4 ^(f) ; 0,44 ^(t) ; 0,40 ^(u) ; 0,66 ^(v) ; 0,44 ^(x)	\sim 2 ^(f) ; \sim 3,9 ^(r) ; \sim 1 ^(k) ; 1,24 ^(j) ; 1,24 ^(x)

(a) G 54 ; (b) J 57 ; (c) G 56 ; (d) DL 64 ; (e) MC 67 ; (f) R 66 ;
(g) W 67 ; (h) L 63 ; (i) S 64 ; (j) M 67 ; (k) O 66 ; (l) P 54 ;
(m) BL 62 ; (n) R 64 ; (o) K 64 ; (p) L 65 ; (q) A 67 ; (r) D 64 ;
(s) N 64 ; (t) T 68 ; (u) K 67 ; (v) MC 65 ; (w) I 68 ; (x) H 69.

A - ETUDES SOUS PRESSION HYDROSTATIQUE

1 - Gadolinium

Dans l'expérience illustrée figures 2 et 3, le champ est appliqué suivant l'axe c de facile aimantation du cristal. Dans une autre expérience (figures 13 et 14), nous avons appliqué le champ suivant l'axe b de difficile aimantation. Les températures θ_{Ac} , θ_{Bc} , θ_{Cc} , θ_{Dc} obtenues à 105 bar sont de $292,9_6$; $293,0_2$; $293,0_5$ et $293,0_6$ °K en bon accord avec la valeur de la température de Curie d'un monocristal de gadolinium déterminée à la pression ordinaire (tableau 2). On a reporté figure 17, la variation $\Delta\theta_c$ de leur valeur moyenne avec la pression. On en déduit $\frac{\partial\theta_c}{\partial p} = (-1,39 \pm 0,02) \times 10^{-3} \text{°K.bar}^{-1}$.

On peut définir de même les températures θ_{Ab} , et θ_{Cb} lorsque le champ est appliqué dans la direction de l'axe du cristal (figures 13 et 14). A 70 bar, on obtient respectivement les valeurs $292,7_6$ et $292,9_1$ °K ; la variation $\partial\theta/\partial p$ est égale à $(-1,41 \pm 0,02) \times 10^{-3} \text{°K.bar}^{-1}$. Il y a un excellent accord entre les valeurs θ_b , θ_c et la valeur de la température de Curie déterminées à la pression ordinaire. Par ailleurs, les diverses courbes $M_c(T)$ et $R(T)$ se déduisent sensiblement les unes des autres par une translation. On peut donc admettre que la variation de la température de Curie du gadolinium monocristallin avec la pression est égale à la variation de la température θ , c'est-à-dire $(-1,40 \pm 0,02) \times 10^{-3} \text{°K.bar}^{-1}$ (figure 17).

On a reporté, pour comparaison, les résultats obtenus pour un polycristal de gadolinium (figures 15 et 16). Les températures θ_A et θ_C , à 80 bar sont respectivement égales à $290,4_3$ et $290,8_2$ °K. Ces températures sont inférieures de 2° environ aux valeurs obtenues pour le monocristal.

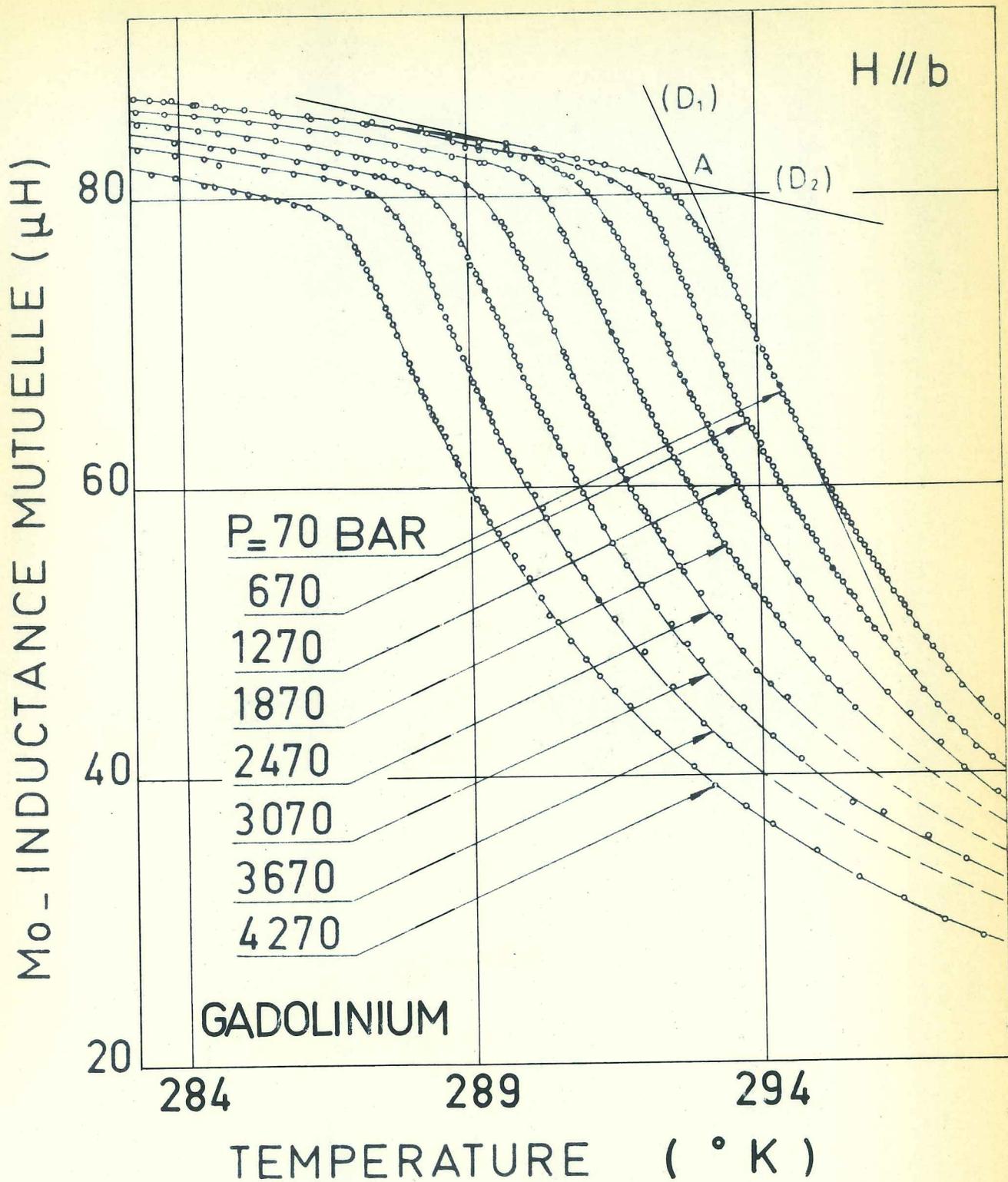


Figure 13 : Monocrystal de gadolinium. Variation thermique de l'inductance mutuelle M_0 à différentes pressions. Le champ H est appliqué suivant l'axe b .

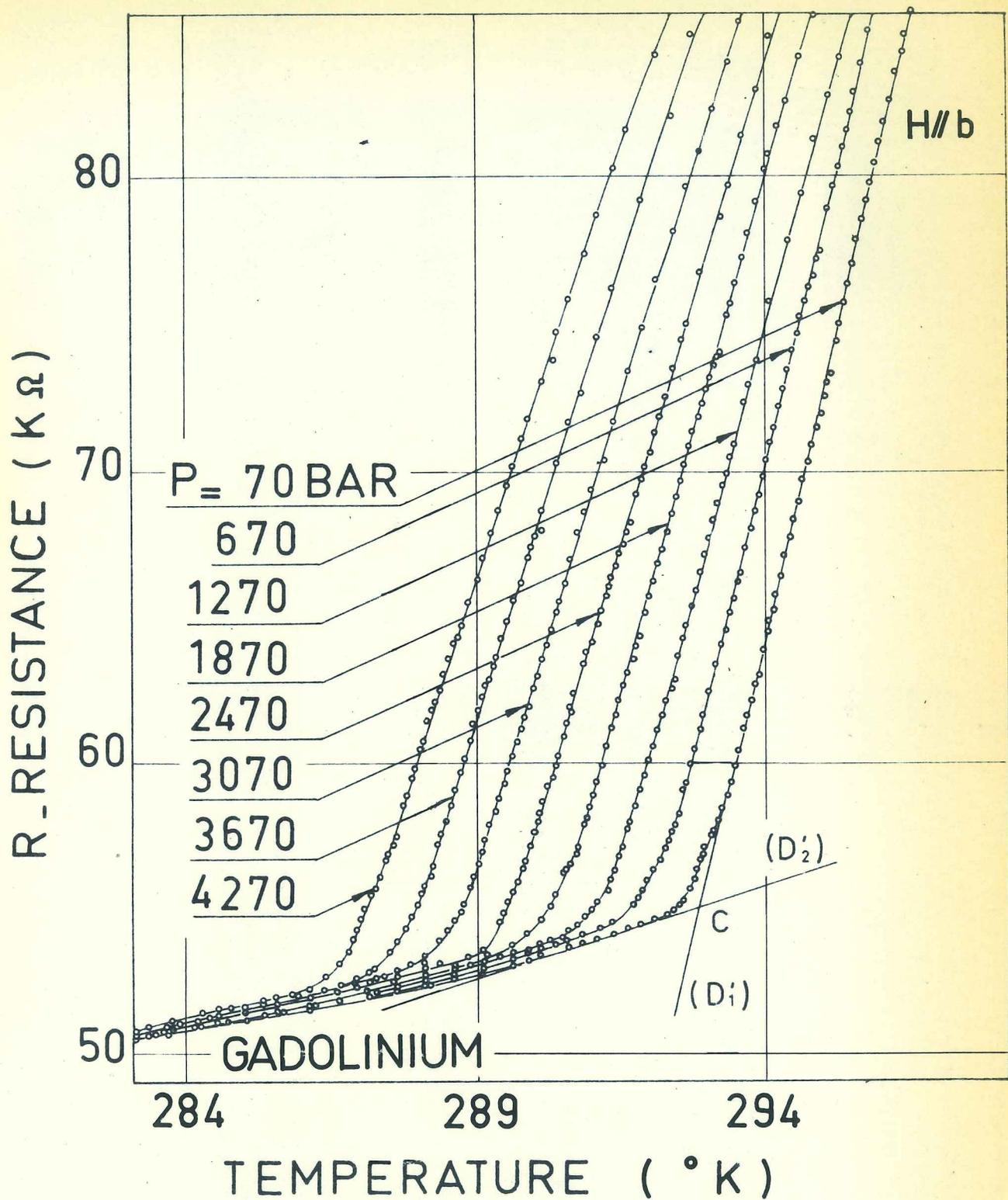


Figure 14 : Monocristal de gadolinium. Variation thermique de la résistance R d'équilibrage du pont à différentes pressions. Le champ H est appliqué suivant l'axe b.

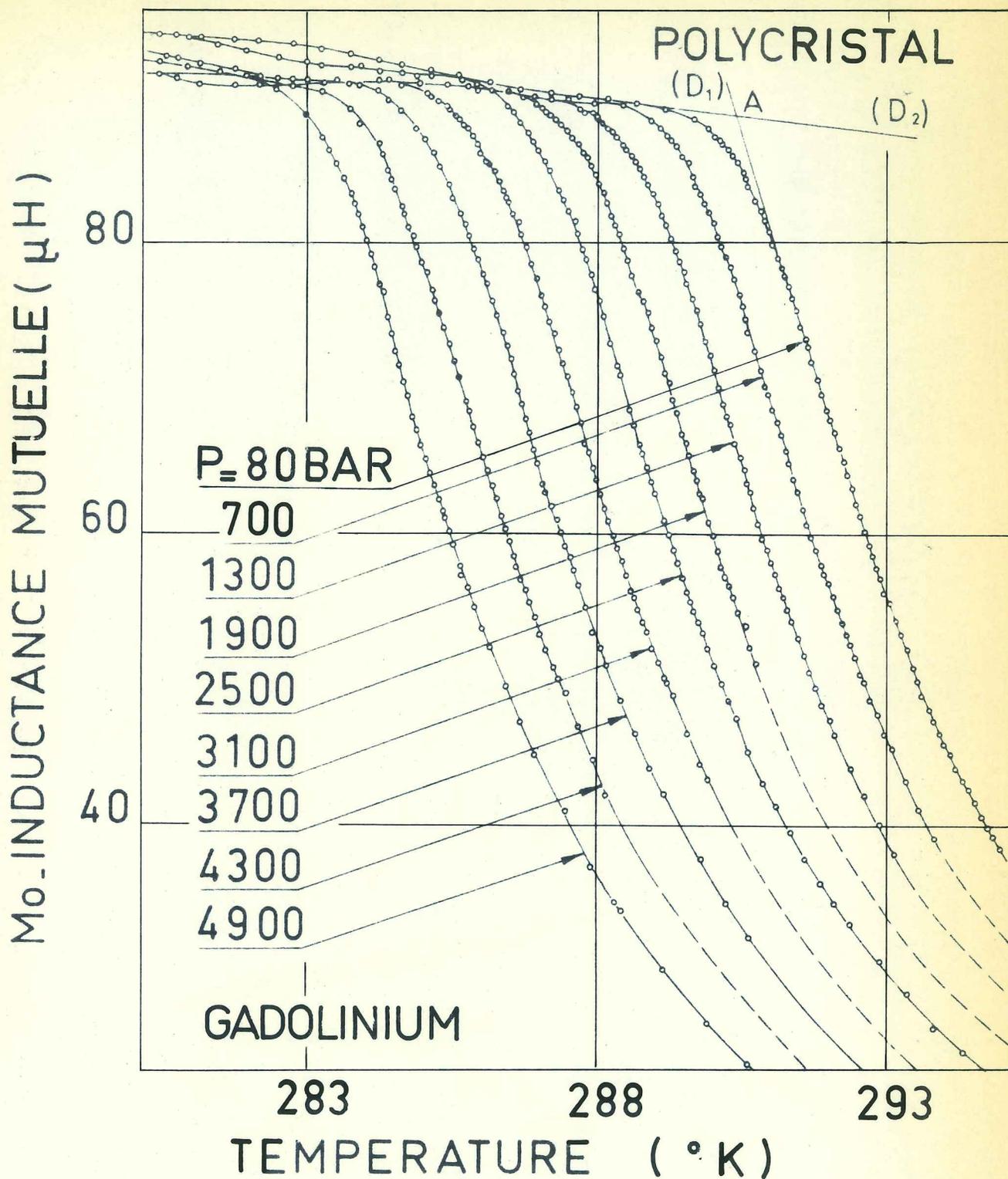


Figure 15 : Polycristal de gadolinium. Variation thermique de l'inductance mutuelle M_0 à différentes pressions.

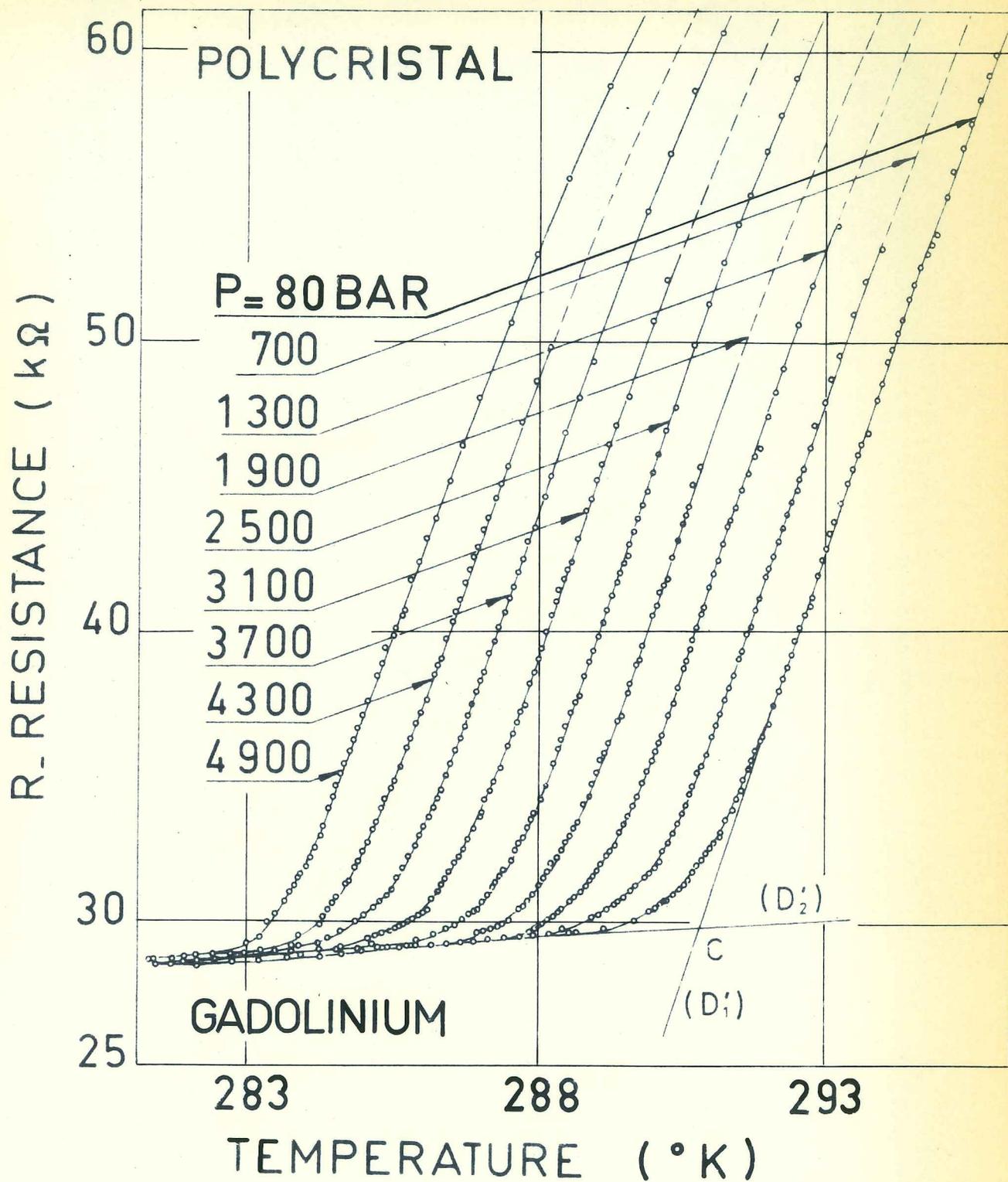
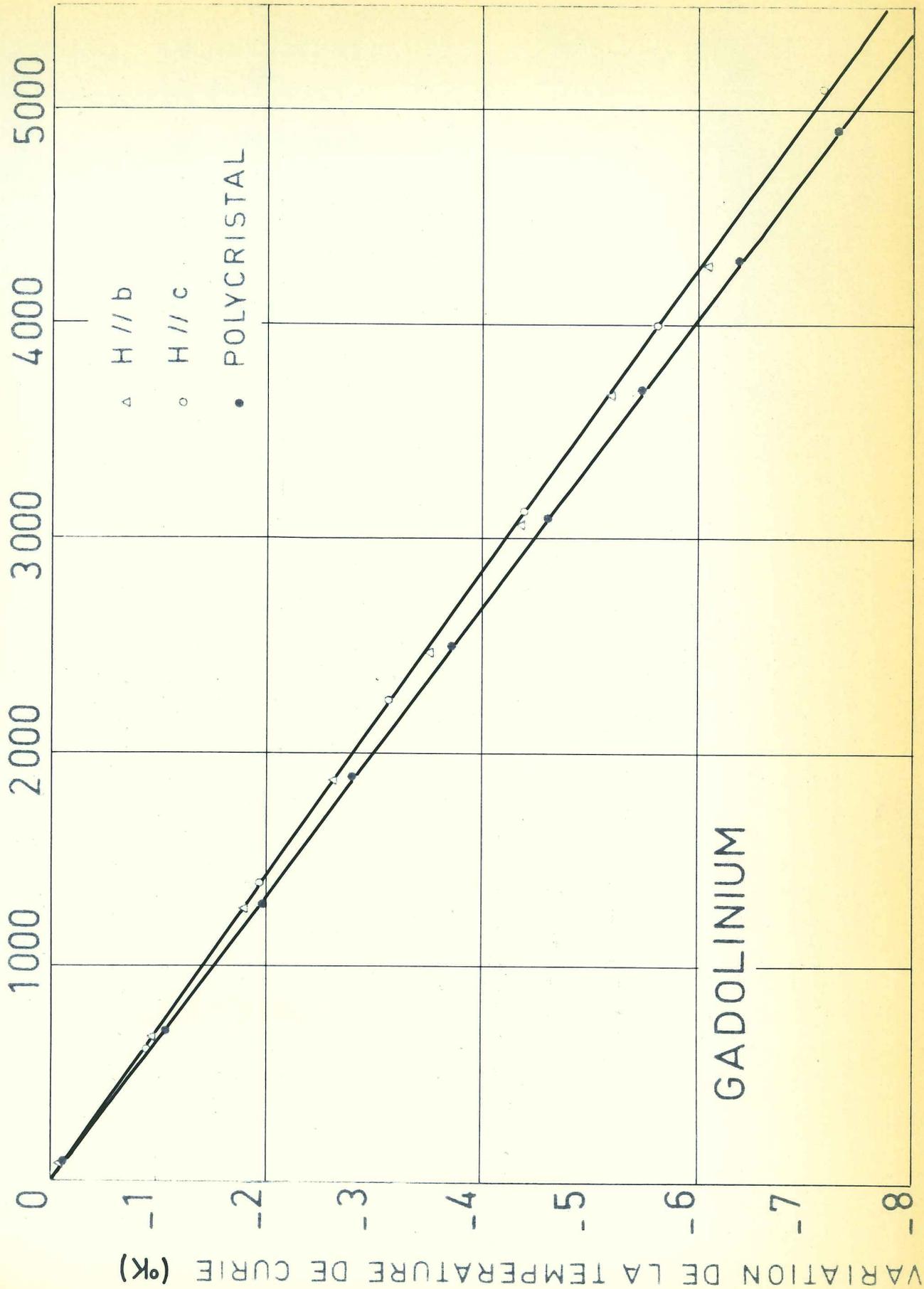


Figure 16 : Polycristal de gadolinium. Variation thermique de la résistance R d'équilibrage du pont à différentes pressions.

Figure 17 : Variation avec la pression de la température de Curie d'un monocristal et d'un polycristal de gadolinium

PRESSION (BAR)



GADOLINIUM

VARIATION DE LA TEMPERATURE DE CURIE (°K)

On considère que la variation avec la pression des températures θ_A et θ_B est égale à la variation de la température de Curie avec la pression qui est alors égale à $(- 1,48 \pm 0,02) \times 10^{-3} \text{°K.bar}^{-1}$ (figure 17). On n'a pas noté d'hystérésis en température ou en pression dans le cas du gadolinium, qu'il soit mono- ou poly-cristallin.

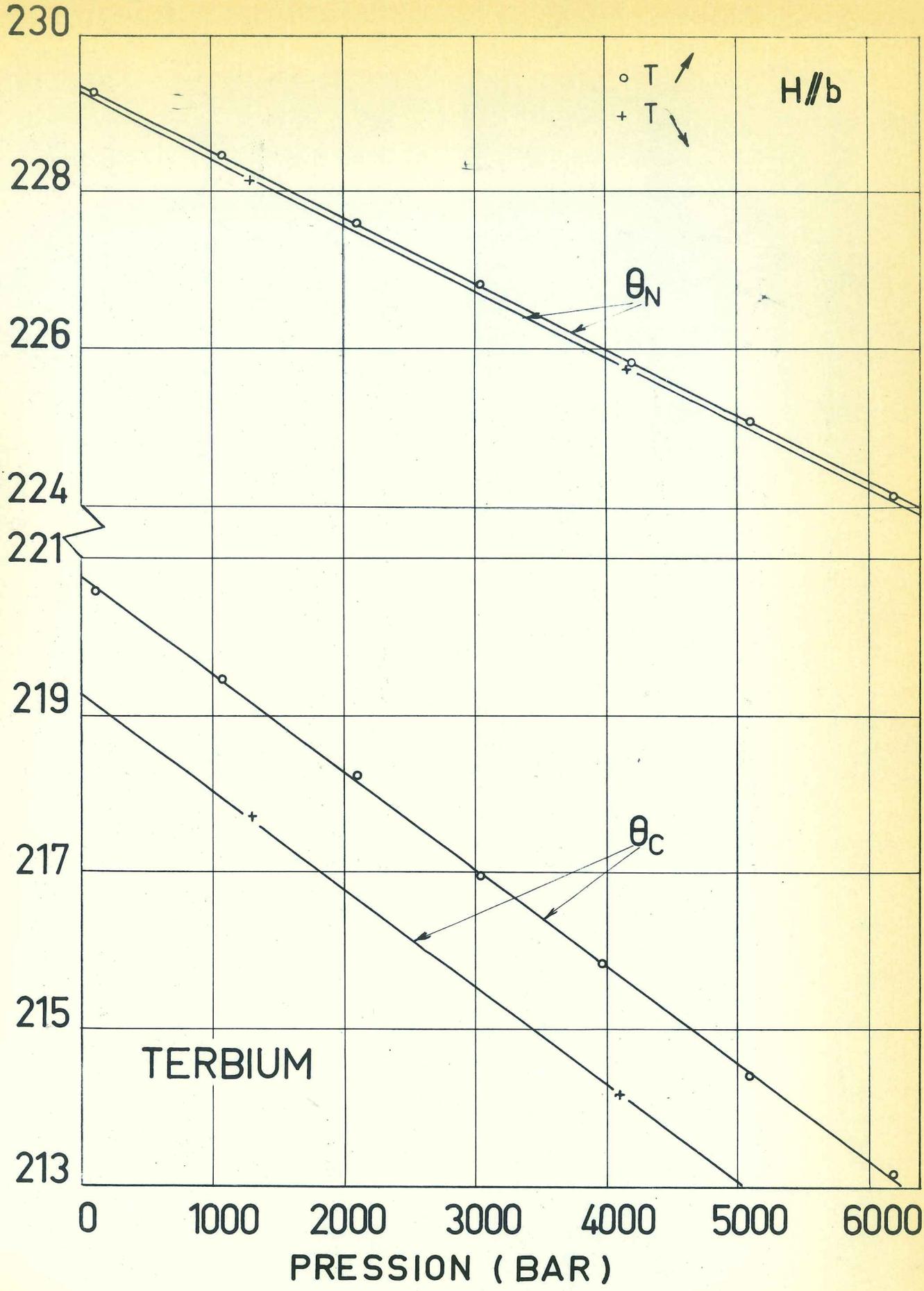
2 - Terbium

La température d'ordre magnétique la plus élevée est, dans le cas du terbium et du dysprosium, une température de Néel θ_N , correspondant à une transition entre les états antiferromagnétique hélicoïdal et paramagnétique (G 65). On note une transition, à la température θ_C (tableau 2), entre les états antiferromagnétique hélicoïdal et ferromagnétique (K 63, W 61). La courbe de variation thermique de Mo pour le monocristal de terbium, relevée par températures croissantes, selon l'axe b , se caractérise (figures 4 et 6) par un maximum accentué, à $229,27 \text{°K}$ sous une pression de 104 bar, à comparer à la valeur de la température de Néel $(229 \pm 1) \text{°K}$, (tableau 2). On considérera en conséquence que la variation avec la pression de la température du maximum de Mo est égale à la variation de la température de Néel. Celle-ci est de $(- 0,84 \pm 0,02) \times 10^{-3} \text{°K.bar}^{-1}$. L'analyse des courbes $R(T)$ conduit au même résultat. On note une différence constante et égale à $0,15 \text{°K}$ (figure 18) entre les températures des maximum de Mo obtenues pour des températures croissantes et décroissantes.

On définira par analogie avec le gadolinium le point θ_B , intersection des droites (D_1) avec les tangentes horizontales à la partie coudée (figure 4). Les valeurs, extrapolées à pression nulle, des températures θ_B obtenues à partir des courbes Mo(T) relevées par températures croissantes et décroissantes sont respectivement de $220,76 \text{°K}$ et $219,32 \text{°K}$, à comparer

Figure 18 : Variation avec la pression de la température de Néel (θ_N) et de la transition anti-ferro-ferromagnétique (θ_C) d'un monocristal de terbium.

TEMPERATURES D'ORDRE MAGNETIQUES (°K)



TERBIUM

à la valeur de la température de Curie $\theta_C = 221 \pm 2^\circ\text{K}$ déduite des courbes d'aimantations (tableau 2). L'hystérésis en température est constante, indépendante de la pression et son amplitude est de $1,44^\circ\text{K}$ (K 60). On pourra considérer que la variation de θ_B avec la pression est identique à la variation de la "température de Curie" θ_C ; celle-ci diminue avec la pression au taux de $(- 1,24 \pm 0,02) \times 10^{-3} \text{K} \cdot \text{bar}^{-1}$ (figure 18).

3 - Dysprosium

Le champ H est appliqué le long de l'axe a du cristal. L'allure des courbes Mo(T) au voisinage du point de Néel du dysprosium est analogue à celle des courbes Mo(T) au voisinage du point de Néel du terbium (fig. 4 et 6). Le maximum de Mo est déterminé à $180,17^\circ\text{K}$ pour un relevé de Mo(T) à température croissantes, à $179,9^\circ\text{K}$ pour des températures décroissantes, à comparer à $\theta_N = (178 \pm 0,5)^\circ\text{K}$ déduite des mesures d'aimantation (tableau 2). La température de Néel θ_N , associée au maximum de la courbe Mo(T), décroît avec la pression au taux de $(- 0,41 \pm 0,01) \times 10^{-3} \text{K} \cdot \text{bar}^{-1}$, (figure 19).

Au voisinage de la température de transition anti-ferro-ferromagnétique, $\theta_C = (85 \pm 0,5)^\circ\text{K}$ (tableau 2), les courbes Mo(T) (figure 5) sont caractérisées par une rupture brutale de pente. A températures croissantes, cette rupture de pente se produit à $89,88^\circ\text{K}$, à températures décroissantes, elle se produit à $86,90^\circ\text{K}$, valeurs extrapolées à pression nulle (K 60). On considérera que la variation de la température de transition, θ_C , du dysprosium est la même que celle de la température de rupture de pente, soit $(- 1,27 \pm 0,02) \times 10^{-3} \text{K} \cdot \text{bar}^{-1}$; cette valeur est indépendante de la façon dont est atteinte la température de transition (figure 20).

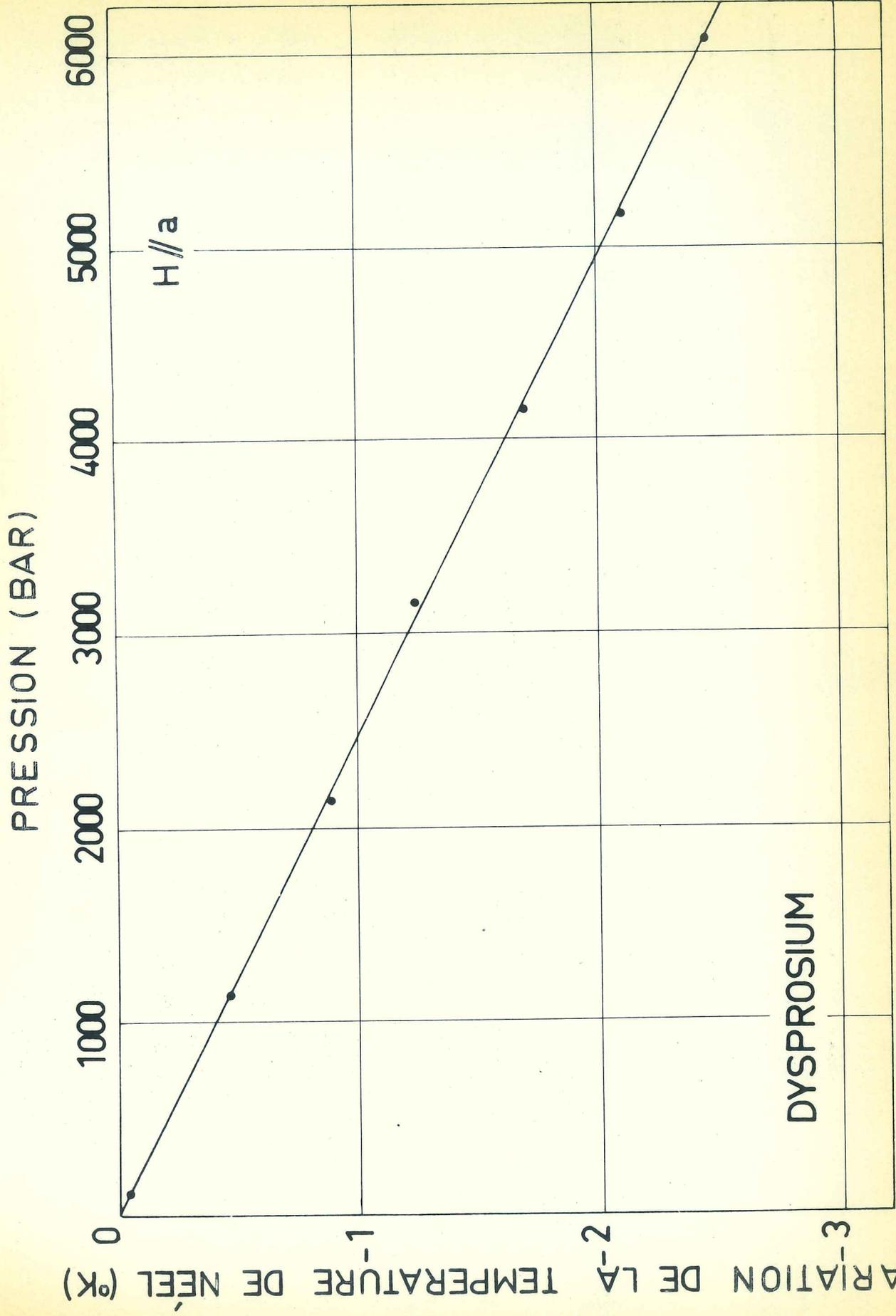


Figure 19 : Variation avec la pression de la température de Néel d'un monocristal de Dy obtenue en températures croissantes et décroissantes. Le champ H est appliqué suivant l'axe a.

TEMPERATURE DE TRANSITION ANTIFERRO-FERROMAGNETIQUE (°K)

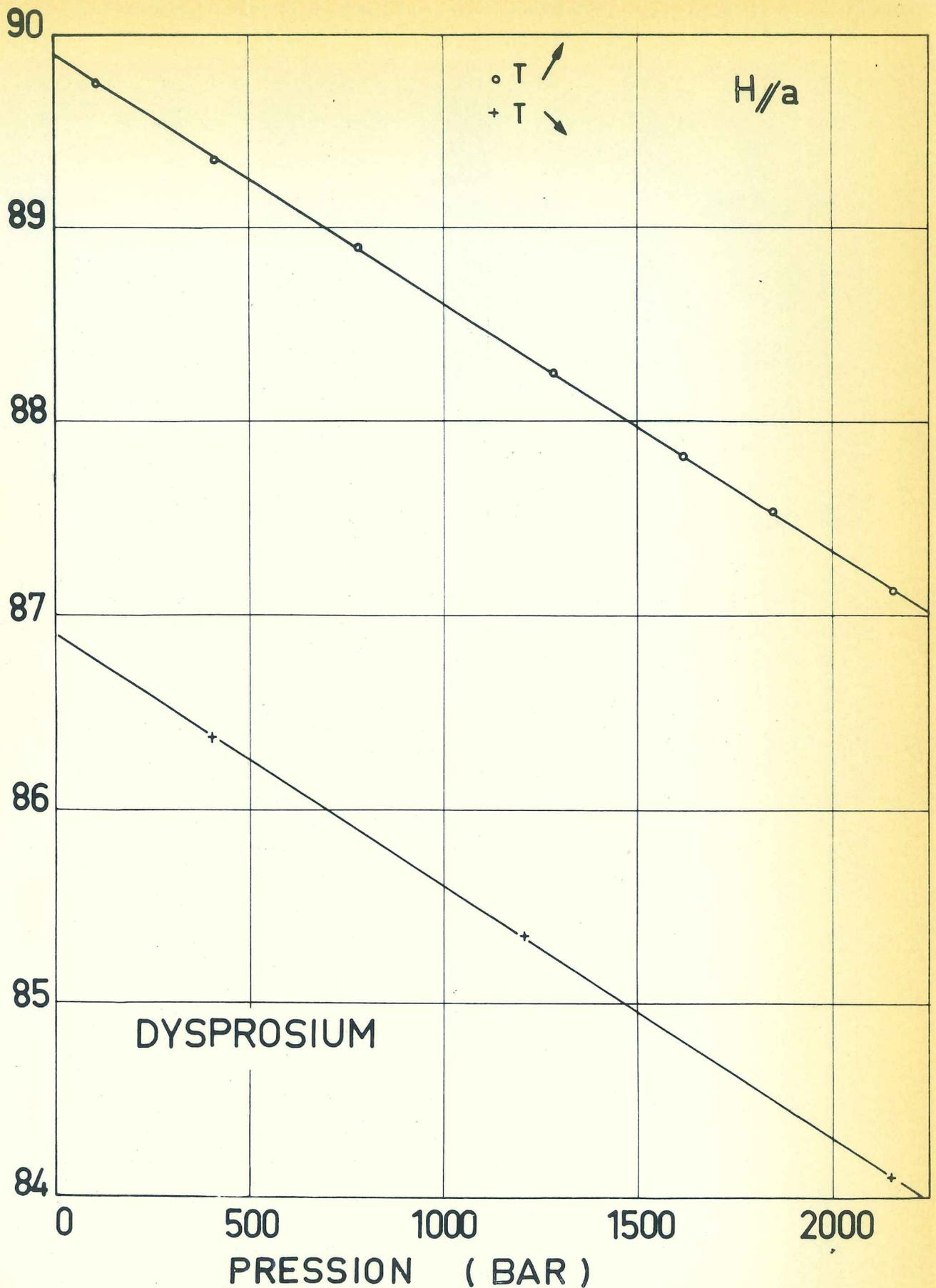


Figure 20 : Variation avec la pression de la température de transition antiferro-ferromagnétique d'un monocristal de dysprosium, en températures croissante et décroissante. Le champ est appliqué suivant l'axe a .

T A B L E A U 2

Variation avec la pression hydrostatique des températures d'ordre

des monocristaux de Gd, Tb et Dy :

	θ_N (°K)	θ_C (°K)	$\theta_p = \frac{\theta_p + 2\theta_p/\alpha}{3}$	$J\theta_p/S^2(J+1)$	$\theta_{N,0}$ (°K)	$\frac{\partial\theta_N}{\partial p} \times 10^3$ °K.bar ⁻¹	$\theta_{C,0}$ (°K)	$\frac{\partial\theta_C}{\partial p} \times 10^3$ °K.bar ⁻¹
Gd		292,5±0,5 (a) 293,2±0,2 (b)	317±3 (b)	20,1			293,0 ₅	- (1,40±0,02)
Tb	229±1 (c)	221 ±2 (c)	224 (c)	21,3	229,3 ₈ (T ⁺) 229,2 ₀ (T ⁺)	-(0,84±0,02)	220,7 ₆ (T ⁺) 219,3 ₂ (T ⁺)	-(1,24 ±0,02)
Dy	178,5	85±0,5 (d)	153 (d)	21,6	180,1 ₇ (T ⁺) 179,9 (T ⁺)	-(0,41±0,01)	89,8 ₈ (T ⁺) 86,9 ₀ (T ⁺)	-(1,27±0,02)

(a) G 65 ; (b) N 63 ; (c) H 63 ; (d) B 58.

4 - Remarques

La température de transition est déterminée à partir de la variation thermique de la susceptibilité magnétique. Lorsque la vitesse de variation de la température est voisine de quelques dixièmes de degré par minute, nous avons constaté que la température de transition antiferro-ferromagnétique n'était pas reproductible à mieux de un degré ; la zone de transition s'élargit à mesure qu'augmente la vitesse de la dérive thermique. Pour obtenir des mesures reproductibles, nous avons été conduits à effectuer des variations thermiques de l'ordre de $1/100^{\circ}$ de degré par minute et nous avons dans ce cas vérifié la reproductibilité de la température de transition en reprenant plusieurs fois les mesures (ex. : courbes A' et B', figure 5).

B - ETUDES SOUS CONTRAINTES UNIAXIALES

1 - Gadolinium (BA 69)

Quand le champ magnétique créé par la bobine et la force appliquée sont dirigés suivant l'axe c (figure 21), en température croissante, la susceptibilité décroît légèrement puis reste constante sur quelques dixièmes de degré et décroît rapidement au voisinage de la température de Curie. La variation thermique de la susceptibilité peut être représentée par deux droites (D_1) et (D_2). Pour différentes pressions, les courbes de susceptibilité se déduisent les unes des autres par une translation. Afin de déterminer avec précision la variation de la température de Curie en fonction de la contrainte appliquée, nous avons tracé la droite (D_2') parallèle à (D_2) qui coupe la droite (D_1) au voisinage du point d'inflexion. Nous avons considéré que la variation de la température θ_{Λ}' est égale à la variation de la température de Curie. Le point de rencontre de la droite (D_1) et (D_2) au voisinage

M₀ - INDUCTANCE MUTUELLE (μH)

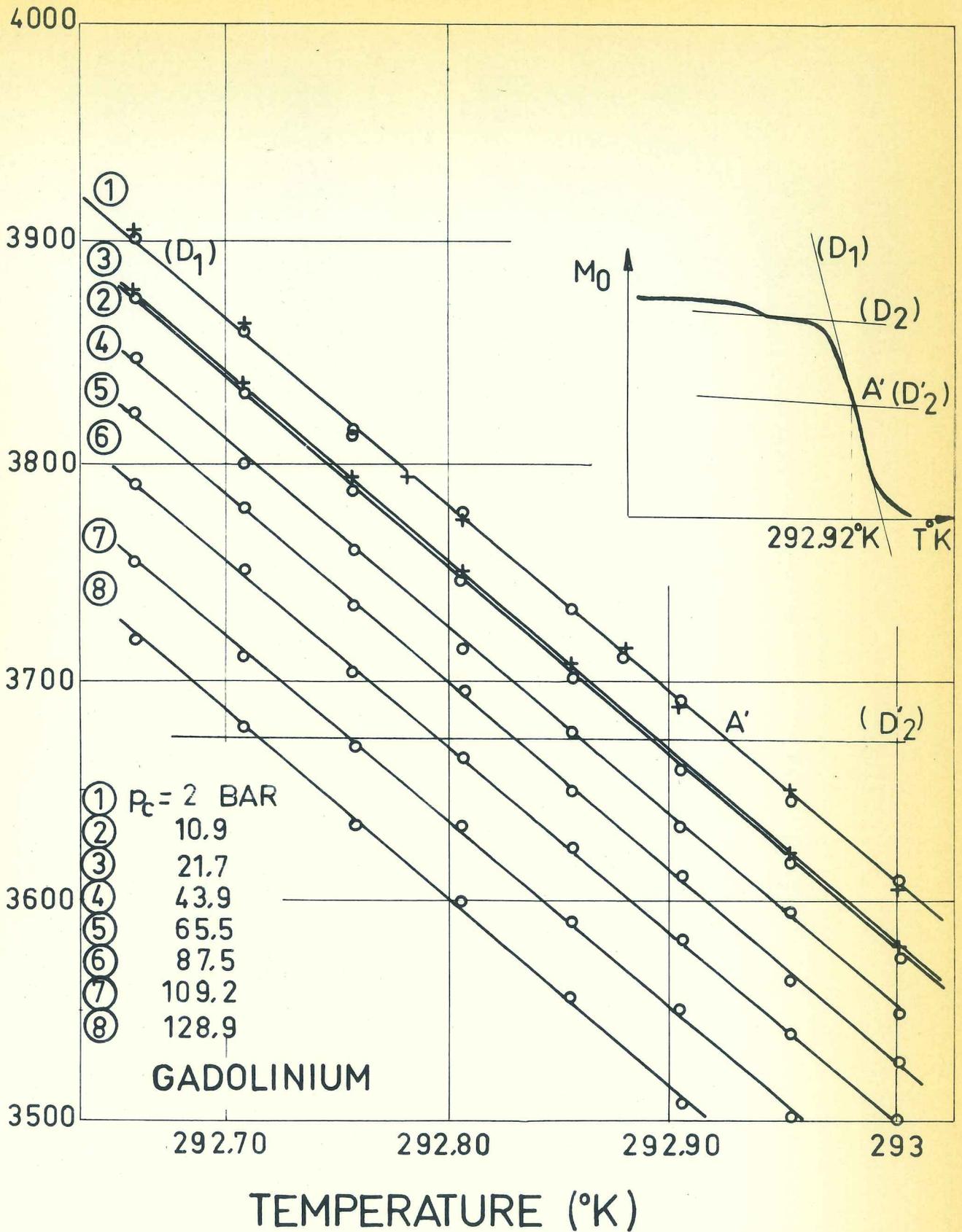


Figure 21 : Monocrystal de gadolinium. Variation thermique de l'inductance mutuelle M₀ pour différentes contraintes uniaxiales appliquées suivant l'axe c.

de la pression atmosphérique correspond à une température de 291,6°K en bon accord avec la valeur déterminée à partir de l'anomalie de chaleur spécifique (tableau 1). Lorsque la contrainte est appliquée suivant l'axe a ou b , on observe aucune variation de la température de Curie jusqu'à 130 bar (figure 22). On obtient :

$$\frac{\partial \theta}{\partial p_c} = (-1,55 \pm 0,05) \times 10^{-3} \text{°K.bar}^{-1}$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial p_a} = \frac{\partial \theta}{\partial p_b} = (0 \pm 0,05) \times 10^{-3} \text{°K.bar}^{-1}.$$

2 - Dysprosium (BART 69)

Nous avons représenté figures 23 et 24, la variation thermique de l'inductance mutuelle M_0 pour un monocristal de dysprosium soumis à des contraintes uniaxiales suivant l'axe a (figure 23) ou suivant l'axe b (figure 24). La variation thermique de la susceptibilité magnétique présente un brusque changement de pente au voisinage de la transition antiferro-ferromagnétique. Nous avons déterminé la variation de cette température de transition avec la pression à partir de la variation des températures θ_A , définies par le point de rencontre des droites (D_1) et (D_2). Lorsque la contrainte est appliquée suivant l'axe a , on note une variation de la température de Néel ($\theta_N = 178,9 \text{°K}$) au taux de $(+ 0,36 \pm 0,05) \times 10^{-3} \text{°K.bar}^{-1}$ (figure 25, tableau 3) et une variation de la température de transition antiferro-ferromagnétique ($\theta_C = 89,0 \text{°K}$) au taux de $(+ 10,0 \pm 0,5) \times 10^{-3} \text{°K.bar}^{-1}$ (figure 26, tableau 3). Lorsque la contrainte est appliquée suivant l'axe b , on note une variation de θ_N au taux de $(+ 0,36 \pm 0,05) \times 10^{-3} \text{°K.bar}^{-1}$ (figure 25, tableau 3) et une variation de θ_C au taux de $(+ 15 \pm 1) \times 10^{-3} \text{°K.bar}^{-1}$ (figure 26, tableau 3). Lorsque la contrainte est appliquée suivant l'axe c , on note une variation de θ_N au taux de $(- 0,94 \pm 0,05) \times 10^{-3} \text{°K.bar}^{-1}$ (figure 25, tableau 3) et une variation de θ_C au taux de $(- 8,5 \pm 0,5) \times 10^{-3} \text{°K.bar}^{-1}$ (figure 26, tableau 3).

VARIATION DE LA TEMPERATURE DE CURIE (°K)

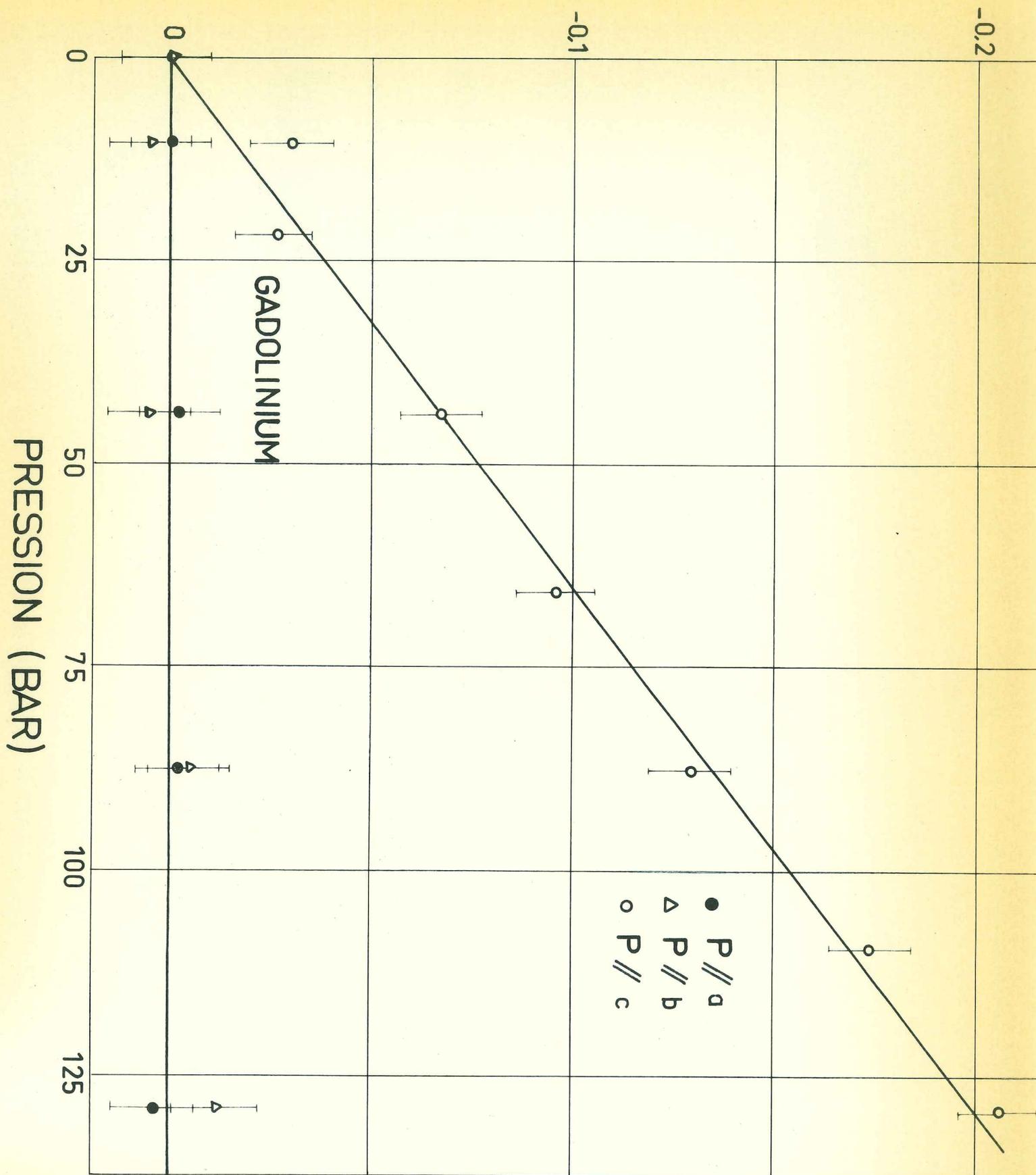


Figure 22 : Variation de la température de Curie d'un monocristal de Gd soumis à des contraintes uniaxiales appliquées suivant les axes a, b ou c.

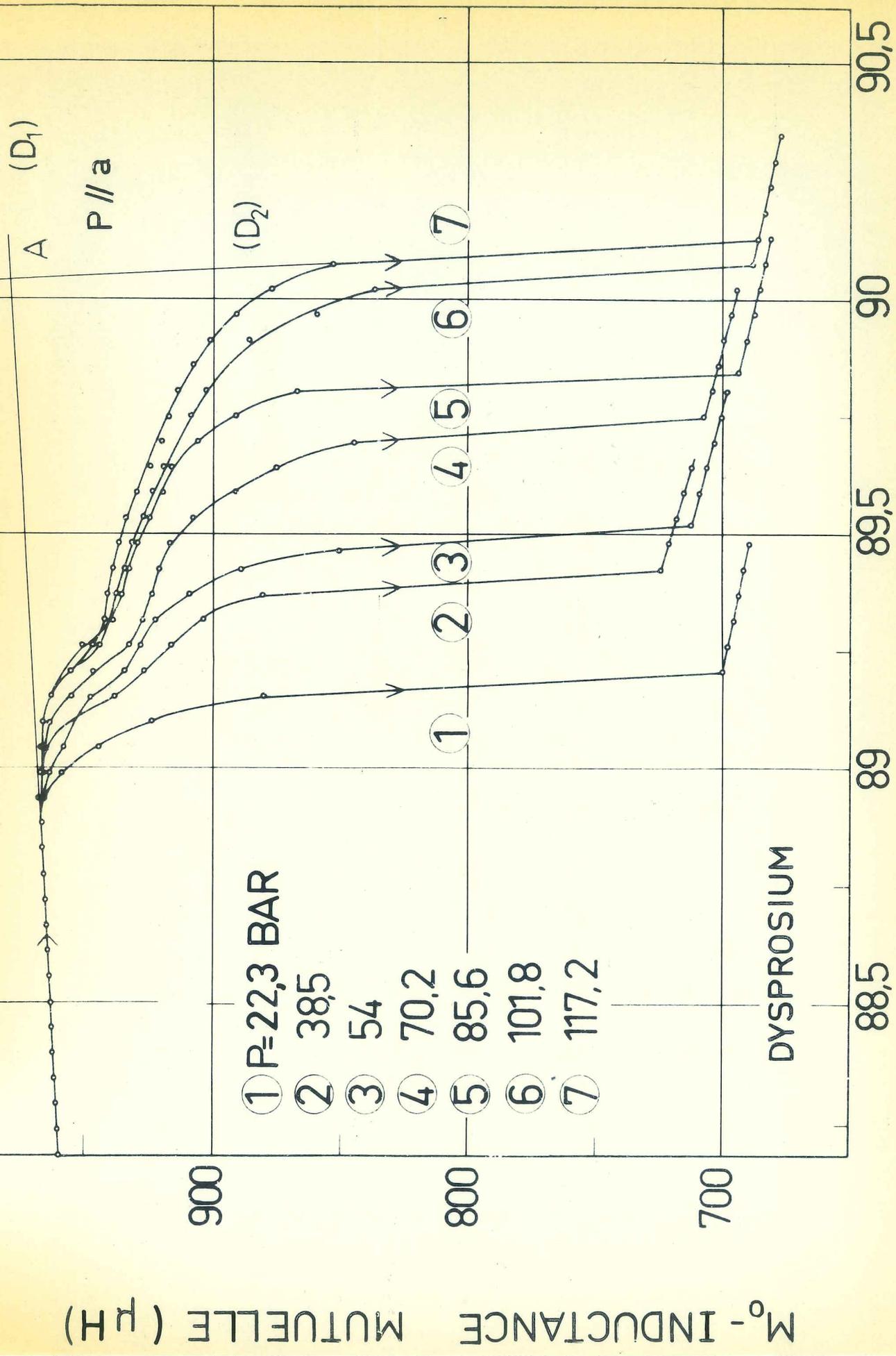


Figure 23 : Monocristal de dysprosium. Variation thermique de l'inductance mutuelle Mo pour différentes contraintes uniaxiales appliquées suivant l'axe a.

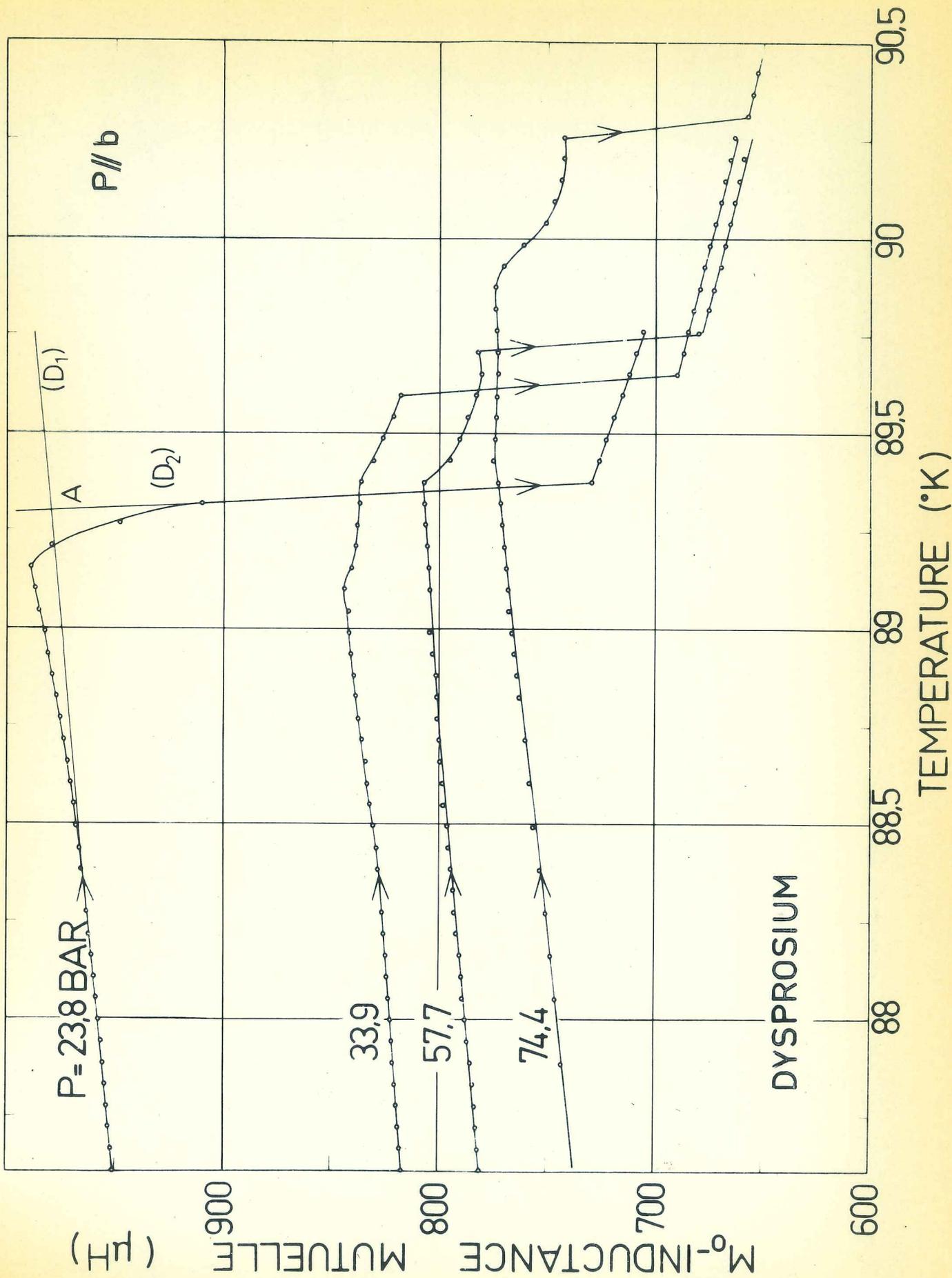


Figure 24 : Monocrystal de dysprosium. Variation thermique de l'inductance mutuelle M_0 pour différentes contraintes uniaxiales appliquées suivant l'axe b .

VARIATION DE LA TEMPERATURE DE NÉEL (°K)

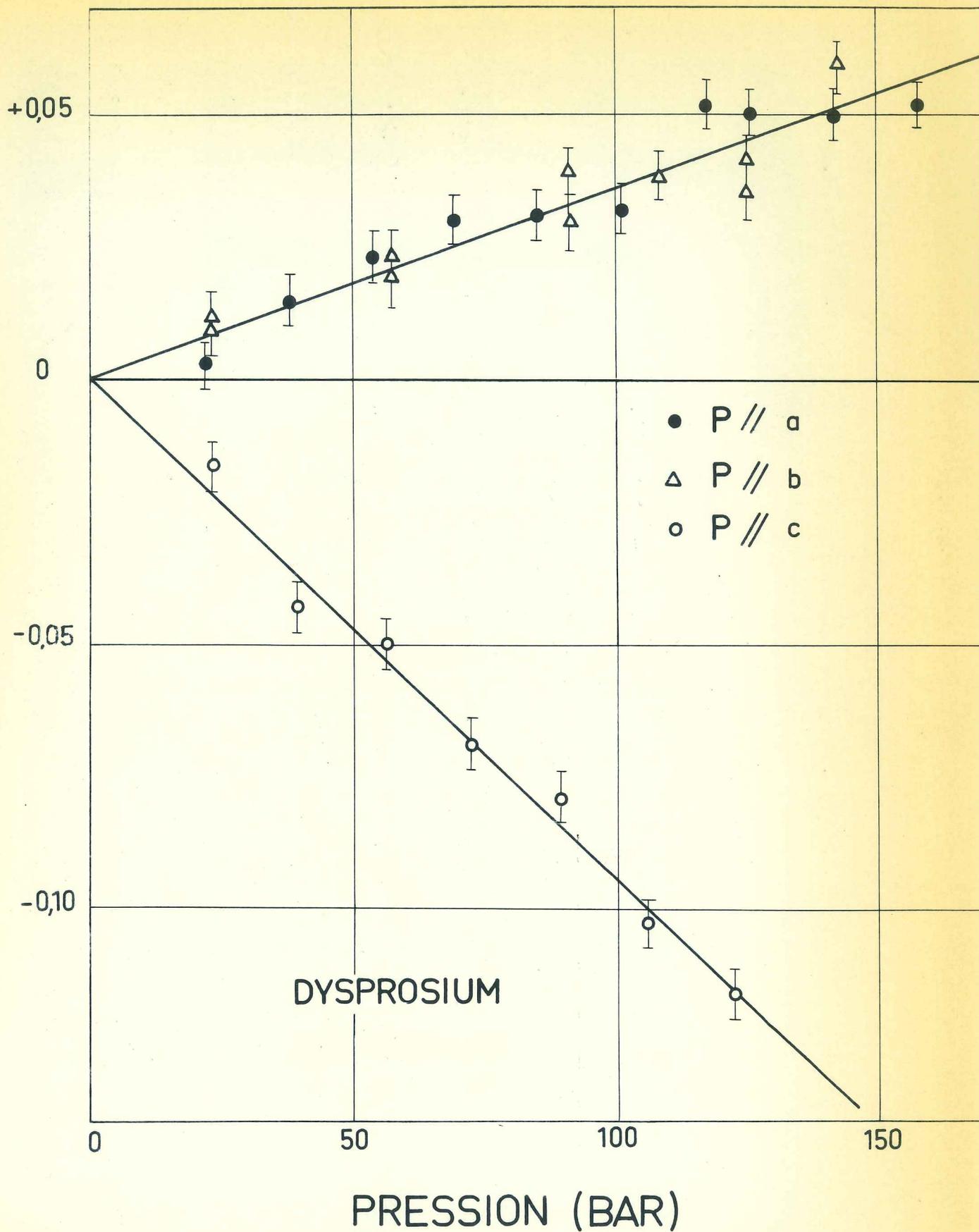


Figure 25 : Variation de la température de Néel d'un monocristal de Dy soumis à des contraintes uniaxiales suivant l'axe *a*, l'axe *b* ou l'axe *c*

VARIATION DU POINT DE TRANSITION FERRO - ANTIFERROMAGNETIQUE

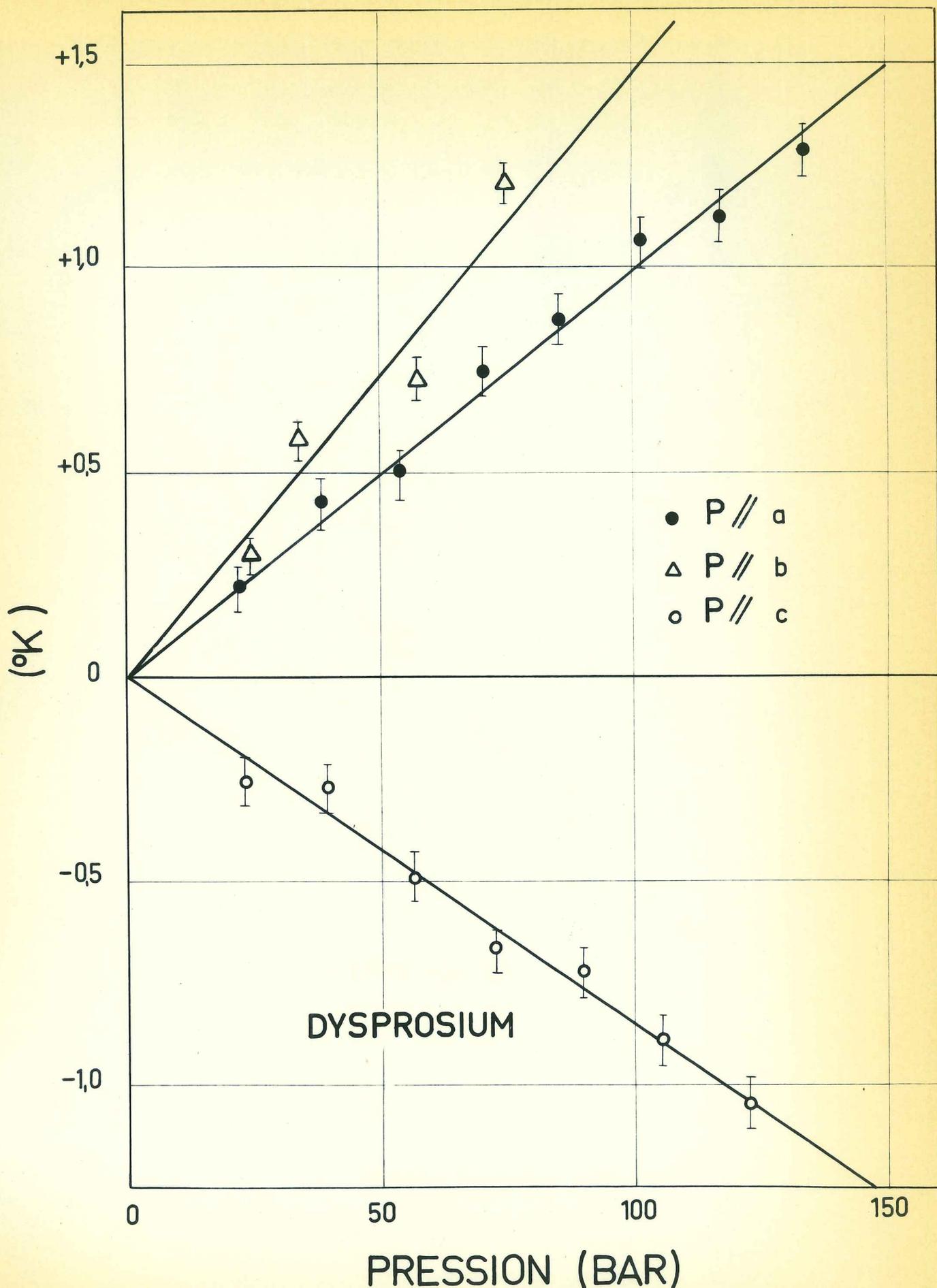


Figure 26 : Monocristal de Dy soumis à des contraintes selon *a*, *b* ou *c*.

T A B L E A U 3

Variation avec la pression des températures d'ordre magnétique des monocristaux de Gd et de Dy soumis à des contraintes uniaxiales suivant l'axe a , l'axe b ou l'axe c

axes	Gd	Dy	
	$\frac{\partial \theta_c}{\partial p} \times 10^3 \text{ } ^\circ\text{K} \cdot \text{bar}^{-1}$	$\frac{\partial \theta_c}{\partial p} \times 10^3 \text{ } ^\circ\text{K} \cdot \text{bar}^{-1}$	$\frac{\partial \theta_N}{\partial p} \times 10^3 \text{ } ^\circ\text{K} \cdot \text{bar}^{-1}$
a	$(0 \pm 0,05)$	$+ (10,0 \pm 0,5)$	$+ (0,36 \pm 0,05)$
b	$(0 \pm 0,05)$	$+ (15 \pm 1)$	$+ (0,36 \pm 0,05)$
c	$- (1,55 \pm 0,05)$	$- (8,5 \pm 0,5)$	$- (0,94 \pm 0,05)$ $- (0,81 \pm 0,05) \text{ (LA69)}$
	$\theta_c = 291,6^\circ\text{K}$	$\theta_c = 89,0^\circ\text{K}$ (T↑)	$\theta_N = 178,9^\circ\text{K}$

C H A P I T R E I I I

EXAMENS DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

A - HOMOGENEITE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

La variation de la température de transition avec la pression peut s'exprimer, au premier ordre, en fonction des variations des paramètres de la maille cristalline, suivant la relation :

$$\frac{\partial \theta}{\partial p} = \left(\frac{\partial \theta}{\partial \log a} \right)_{b,c} \frac{1}{a_0} \frac{\partial a}{\partial p} + \left(\frac{\partial \theta}{\partial \log b} \right)_{a,c} \frac{1}{b_0} \frac{\partial b}{\partial p} + \left(\frac{\partial \theta}{\partial \log c} \right)_{a,b} \frac{1}{c_0} \frac{\partial c}{\partial p}$$

(III-1)

Dans cette expression les quantités $\frac{1}{a_0} \frac{\partial a}{\partial p}$, $\frac{1}{b_0} \frac{\partial b}{\partial p}$, $\frac{1}{c_0} \frac{\partial c}{\partial p}$ représentent les compressibilités linéaires suivant les axes a , b et c de la maille cristalline. On peut les déterminer à partir des modules d'élasticité (F 67). Les résultats obtenus en contraintes uniaxiales permettent d'écrire trois équations de ce type et de déterminer ainsi les paramètres $\left(\frac{\partial \theta}{\partial \log a} \right)_{b,c}$, $\left(\frac{\partial \theta}{\partial \log b} \right)_{a,c}$ et $\left(\frac{\partial \theta}{\partial \log c} \right)_{a,b}$.

Afin de vérifier l'homogénéité des résultats obtenus, on peut utiliser ces paramètres pour le calcul de la variation de la température de transition en fonction de la pression hydrostatique appliquée. On obtient pour le gadolinium :

$$\left(\frac{\partial \theta}{\partial \log a}\right)_{b,c} = \left(\frac{\partial \theta}{\partial \log b}\right)_{a,c} = 330^\circ\text{K}$$

et

(III-2)

$$\left(\frac{\partial \theta}{\partial \log c}\right)_{a,b} = 1115^\circ\text{K}$$

ce qui conduit à une variation de la température de Curie avec la pression hydrostatique au taux de $-1,54 \times 10^{-3} \text{K} \cdot \text{bar}^{-1}$, à comparer à la valeur expérimentale $(-1,40 \pm 0,02) \times 10^{-3} \text{K} \cdot \text{bar}^{-1}$. De la même manière, on obtient pour le dysprosium à la température de Néel ($\theta = \theta_N$) :

$$\left(\frac{\partial \theta_N}{\partial \log a}\right)_{b,c} = \left(\frac{\partial \theta_N}{\partial \log b}\right)_{a,c} = -159^\circ\text{K}$$

et

(III-3)

$$\left(\frac{\partial \theta_N}{\partial \log c}\right)_{a,b} = 565^\circ\text{K}$$

ce qui conduit à une variation de la température de Néel avec la pression hydrostatique au taux de $-0,22 \times 10^{-3} \text{K} \cdot \text{bar}^{-1}$, à comparer à la valeur expérimentale $(-0,41 \pm 0,01) \times 10^{-3} \text{K} \cdot \text{bar}^{-1}$.

La relation (III-1) n'est pas applicable à la transition antiferro-ferromagnétique, car cette transition est du premier ordre, ce qui conduit à des variations discontinues des paramètres de la maille cristalline à la température de transition (D 63).

B - TRANSITION ANTIFERRO-FERROMAGNETIQUE

La transition antiferro-ferromagnétique observée pour le terbium et le dysprosium est une transition du premier ordre comme le montrent : l'hystérésis en température (figures 18 et 20) les variations brutales de la susceptibilité

magnétique (figures 5, 23 et 24), les discontinuités dans la variation thermique des paramètres cristallins (D 63, DA 63, CL 65, D 67, FI 67, P 68), la discontinuité du pas de l'hélice (K 65) et la forme des pics de chaleur spécifique (G 56). Ainsi, l'énergie de Gibbs (G) est continue à la transition et la chaleur latente est :

$$L = \frac{V_{AF} - V_F}{\frac{1}{\theta_c} \frac{\partial \theta_c}{\partial p}} = - \frac{\sigma_{AF} - \sigma_F}{\frac{1}{\theta_c} \frac{\partial \theta_c}{\partial H}} \quad (III-4)$$

Dans cette expression, V et σ désignent les volumes et les aimantations dans les états ferromagnétique (F) et antiferromagnétique (AF). Pour le dysprosium, $\theta_c = 89^\circ\text{K}$, $\frac{\partial \theta_c}{\partial p} = -1,27 \times 10^{-3} \text{ }^\circ\text{K} \cdot \text{bar}^{-1}$, $\frac{\partial \theta_c}{\partial H} = 0,85 \times 10^{-2} \text{ }^\circ\text{K} \cdot \text{Oe}^{-1}$ (B 58), $\sigma_{AF} - \sigma_F = -310 \text{ u.e.m.} \cdot \text{g}^{-1}$ (B 58). De la variation de la température de transition avec le champ, on déduit $L = 6,3 \text{ cal. at.gramme}^{-1}$, en bon accord avec la valeur expérimentale, environ $6,4 \text{ cal. at.gramme}^{-1}$ (G 56) et $\frac{\Delta V}{V} = -2 \times 10^{-4}$ à comparer aux valeurs expérimentales $(0 \pm 1) \times 10^{-4}$ (D 63) et $+2 \times 10^{-3}$ (FI 67). Cette dernière valeur est incompatible avec le signe de la variation de la température de transition antiferromagnétique avec la pression. Dans le cas des contraintes uniaxiales, nous allons rechercher une relation thermodynamique reliant la variation de la température de transition avec la pression, la variation d'entropie et la variation des paramètres de la maille cristalline à la transition. On a $dG_{AF} = dG_F$ (III-5), soit à champ constant :

$$-S_{AF} d\theta + V_{AF} dp = -S_F d\theta + V_F dp \quad (III-6)$$

où S et V désignent l'entropie et le volume et $d\theta$ la variation de la température de transition associée à la variation dp de la pression appliquée. Dans notre expérience, nous avons effectué des variations de la force appliquée F sur l'échantillon ; si s est la surface de la face du cube sur laquelle est appli-

quée la contrainte, on a :

$$- S_{AF} d\theta + \frac{V_{AF}}{S_{AF}} dF = - S_F d\theta + \frac{V_F}{S_F} dF \quad (III-7)$$

Les axes cristallins a , b et c étant perpendiculaires aux faces du cube, en exprimant l'entropie par unité de volume, il vient :

$$\frac{\partial \theta}{\partial p_a} = \frac{\left(\frac{\Delta a}{a}\right)_{AF} - \left(\frac{\Delta a}{a}\right)_F}{\frac{(S_{AF} - S_F)}{V}} \quad (III-8), \text{ lorsque la contrainte est appliquée suivant l'axe } a$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial p_b} = \frac{\left(\frac{\Delta b}{b}\right)_{AF} - \left(\frac{\Delta b}{b}\right)_F}{\frac{(S_{AF} - S_F)}{V}} \quad (III-9), \text{ lorsque la contrainte est appliquée suivant l'axe } b$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial p_c} = \frac{\left(\frac{\Delta c}{c}\right)_{AF} - \left(\frac{\Delta c}{c}\right)_F}{\frac{(S_{AF} - S_F)}{V}} \quad (III-10), \text{ lorsque la contrainte est appliquée suivant l'axe } c.$$

Si l'on admet que les mesures aux rayons X (DA 63, L 64), fournissent les résultats correspondant à un monodomaine ou à différents domaines orientés suivant la même direction, on a :

$$\frac{\Delta a}{a}_{AF} - \frac{\Delta a}{a}_F = - 2,79 \times 10^{-3}$$

$$\frac{\Delta b}{b}_{AF} - \frac{\Delta b}{b}_F = + 4,52 \times 10^{-3} \quad (III-11)$$

$$\frac{\Delta c}{c}_{AF} - \frac{\Delta c}{c}_F = - 1,83 \times 10^{-3}$$

$$\text{sachant que } \frac{S_{AF} - S_F}{V} = 1,58 \times 10^5 \text{ erg}^\circ\text{K}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3} \quad (G 56),$$

on obtient à partir des relations (III-8), (III-9), et (III-10),

$$\frac{\partial \theta}{\partial p_a} = - 17,7 \times 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{K.bar}^{-1} \text{ à comparer à } + 10 \times 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{K.bar}^{-1}$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial p_b} = + 28,8 \times 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{K.bar}^{-1} \text{ à comparer à } + 15 \times 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{K.bar}^{-1}$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial p_c} = - 12 \times 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{K.bar}^{-1} \text{ à comparer à } - 8,5 \times 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{K.bar}^{-1}$$

(III-12).

Le cristal utilisé pour l'étude des variations de la transition avec les contraintes uniaxiales n'est certainement pas formé de domaines tous orientés dans la même direction. Considérons les mesures de magnétostriction effectuées par Clark et ses collaborateurs (CL 65). Ceux-ci ont déterminé la variation thermique des paramètres cristallins du dysprosium en champ nul, par la méthode des jauges de contraintes. Ils observent, pour le paramètre a , une variation à la transition identique à celle déterminée par Darnell et Moore (DA 63). La valeur de la variation du paramètre a à la transition est différente, en module et en signe, de celle obtenue par Darnell et Moore. Pour la mesure de la variation thermique du paramètre a , la jauge est collée sur la face d'un disque plat contenant les axes a et b . Par suite de ses dimensions (de l'ordre de 3 mm x 3 mm), la jauge recouvre plusieurs domaines ou groupes de domaines ; la déformation mesurée est alors la moyenne des déformations pour chacun des domaines. A basse température, les axes a sont de facile aimantation ; s'il y a équirépartition des domaines correspondant aux différentes directions possibles de facile aimantation et si l'on admet que les mesures effectuées sur un très petit monocristal fournissent les dimensions des paramètres dans un seul domaine ou groupe de domaines possédant la même orientation, alors

$$\left[\left(\frac{\Delta a}{a} \right)_{AF} - \left(\frac{\Delta a}{a} \right)_F \right]_{\text{jauge}} = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\Delta a}{a} \right)_{AF} - \left(\frac{\Delta a}{a} \right)_F + \left(\frac{\Delta b}{b} \right)_{AF} - \left(\frac{\Delta b}{b} \right)_F \right]_{RX} = + 0,87 \times 10^{-3} \quad \text{(III-13)}$$

La valeur ainsi calculée est en assez bon accord avec celle 1×10^{-3} , obtenue par Clark et ses collaborateurs (CL 65).

Nous pouvons calculer la variation de la température de transition avec les contraintes uniaxiales (III-8, III-9 III-10), dans le cas où les domaines sont également répartis. On obtient alors :

$$\frac{\partial \theta}{\partial p_a} = \frac{\partial \theta}{\partial p_b} = + 5,5 \times 10^{-3} \text{°K.bar}^{-1} \quad (\text{III-14})$$

$$\text{et } \frac{\partial \theta}{\partial p_c} = - 12 \times 10^{-3} \text{°K.bar}^{-1}.$$

Ces valeurs calculées sont en accord seulement en signe avec les résultats expérimentaux (tableau 3).

En conclusion, l'application de contraintes suivant l'axe a et suivant l'axe b et la présence de la magnétostriction spontanée conduisent à une répartition des domaines avec des valeurs différentes selon leur orientation. L'application d'une contrainte produit un effet analogue à une anisotropie uniaxiale supplémentaire. Cette conclusion est confirmée par l'allure des courbes de variation thermique de la susceptibilité au voisinage de la température de transition antiferro-ferromagnétique, qui est modifiée avec la vitesse de variation de la température. Des expériences sont en cours afin de déterminer la répartition en volume des domaines d'orientations différentes.

C - HOMOGENEITE DES CONTRAINTES UNIAXIALES

L'appareillage réalisé pour les contraintes uniaxiales est simple et peu coûteux, il permet l'utilisation d'échantillons de petites dimensions. Il est difficile de connaître avec précision la répartition des contraintes à l'intérieur du monocristal. Les effets observés étant de

grandes amplitudes, nous avons pu effectuer des mesures en appliquant des contraintes faibles. Afin que la contrainte appliquée soit la plus uniforme possible, nous avons placé l'échantillon sur un support à rotule ; afin de limiter les contraintes tangentielles et ainsi les frottements au niveau des surfaces sur lesquelles est appliquée la force, nous avons lubrifié ces surfaces d'appui avec de la poudre de téflon. Pour vérifier la validité des résultats obtenus, nous avons comparé les quantités mesurées avec celles déterminées en pression hydrostatique (chapitre III-A); dans tous les cas, l'accord est satisfaisant. Les résultats expérimentaux, figures 23 et 24, montrent que dans le domaine des contraintes utilisées, la majeure partie de l'échantillon est soumise à des contraintes homogènes. En effet, le dysprosium présente à 89°K une transition du premier ordre qui se traduit par une discontinuité dans la variation thermique de la susceptibilité (figures 5, 23 et 24). La température de la transition est une fonction très sensible de la contrainte appliquée. Cette transition s'effectue en un dixième de degré. La présence de contraintes non homogènes dans la masse de l'échantillon devrait provoquer un étalement de la zone de transition. En fait, lorsque l'échantillon est soumis à des contraintes uniaxiales, la transition s'étale sur un dixième de degré, comme sous pression hydrostatique ou à la pression atmosphérique.

On peut donc estimer, avec une bonne approximation, que, dans les conditions de l'expérience, les contraintes sont homogènes en moyenne dans la majeure partie de l'échantillon.

On remarque cependant certaines anomalies dans la variation thermique de la susceptibilité (figures 23 et 24), elles pourraient être dues à des contraintes non homogènes à la surface de l'échantillon. Des études de photo-élasticimétrie sont en cours afin d'étudier la répartition des contraintes dans l'échantillon.

C H A P I T R E I V

DETERMINATION DES VARIATIONS DES INTERACTIONS D'ECHANGE

AVEC LES PARAMETRES CRISTALLINS

A - M O D E L E

La température de Curie du gadolinium, la température de Néel du terbium et du dysprosium sont fonction de l'amplitude des interactions d'échange et des coefficients d'anisotropie. Les températures de transition seront en conséquence modifiées sous l'action de la pression appliquée. Les expériences mettant en oeuvre des pressions hydrostatiques et des contraintes uniaxiales, doivent permettre de préciser les variations des interactions d'échange avec les paramètres a , b , c de la maille cristalline.

Soient \vec{S}_n et \vec{S}_m les spins des atomes n et m situés aux noeuds du réseau dont la position est définie par les vecteurs \vec{R}_n et \vec{R}_m . Supposons ces spins couplés par une interaction d'échange de Heisenberg, dont l'amplitude ne dépend que de la distance entre les ions n et m ; l'énergie d'échange correspondante s'écrit :

$$- 2 I (\vec{R}_n - \vec{R}_m) \vec{S}_n \cdot \vec{S}_m \quad (IV-1)$$

Dans l'approximation du champ moléculaire, et sans anisotropie, la température de Curie du gadolinium et la température de Néel du dysprosium et du terbium, et l'énergie magnétique par atome sont données par (EL 65) :

$$k\theta = 2S^2 \cdot (J + 1) I (\vec{q})/3J \quad (IV-2)$$

$$W_m = - I(\vec{q}) \cdot M^2 S^2 \quad (IV-3)$$

avec $S = (g_J - 1)J$

où g_J représente le facteur de Landé, M l'aimantation relative, et $I(\vec{q})$ la transformée de Fourier de l'interaction d'échange $I(\vec{R}_n - \vec{R}_m)$:

$$I(\vec{q}) = \sum_{n,m} I(\vec{R}_n - \vec{R}_m) \cos [\vec{q} \cdot (\vec{R}_n - \vec{R}_m)] \quad (IV-4)$$

\vec{q} est un vecteur d'onde parallèle à l'axe c , représentant le pas de l'arrangement hélicoïdal des spins.

Bleaney (BLE 64) a considéré les effets de l'anisotropie sur les températures d'ordre magnétiques pour les terres rares de la première série. Elliott (EL 65) a repris ses calculs dans le cas des terres rares de la seconde série et a montré que :

$$k\theta = \frac{2}{3} (g_J - 1)^2 J(J + 1) I(\vec{q}) + \frac{2}{5} \bar{V}_2^0 (J - \frac{1}{2})(J + \frac{3}{2}) \quad (IV-5)$$

\bar{V}_2^0 est la constante d'anisotropie magnétocristalline associée aux harmoniques sphériques d'ordre deux (K 66).

Cette expression est une relation directe entre la température de transition, l'interaction d'échange et l'anisotropie ; on peut l'écrire sous la forme :

$$\theta = \theta_E + \theta_A \quad (IV-6)$$

et

$$\frac{\partial \theta}{\partial p} = \frac{\partial \theta_E}{\partial p} + \frac{\partial \theta_A}{\partial p} \quad (IV-7)$$

θ_E représente la contribution de l'échange et θ_A la contribution de l'anisotropie à la température d'ordre. Nous négligeons dans tous les cas les variations des aimantations à saturation absolue des terres rares avec la pression. Elles sont en effet très faibles (BL 65).

1 - Détermination de $\partial\theta_A/\partial p$

D'après les relations (IV-5) et (IV-6),

$$\theta_A = \frac{2}{5k} \left(J - \frac{1}{2} \right) \left(J + \frac{3}{2} \right) \bar{V}_2^0 \quad (IV-8)$$

et

$$\frac{1}{\theta_A} \frac{\partial \theta_A}{\partial p} = \frac{1}{\bar{V}_2^0} \frac{\partial \bar{V}_2^0}{\partial p} \quad (IV-9)$$

L'expression de \bar{V}_2^0 en fonction des paramètres de la maille cristalline a été donnée par Kasuya (K 66) à partir des effets de champ cristallin, en utilisant un modèle de charges ponctuelles. Il montre que \bar{V}_2^0 est proportionnel à $(1/a^3)(1,636 - c/a)$; on a donc :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\bar{V}_2^0} \frac{\partial \bar{V}_2^0}{\partial p} &= \left(\frac{\partial \log \bar{V}_2^0}{\partial \log a} \right)_{b,c} \frac{1}{a_0} \frac{\partial a}{\partial p} + \left(\frac{\partial \log \bar{V}_2^0}{\partial \log b} \right)_{a,c} \frac{1}{b_0} \frac{\partial b}{\partial p} \\ &+ \left(\frac{\partial \log \bar{V}_2^0}{\partial \log c} \right)_{a,b} \frac{1}{c_0} \frac{\partial c}{\partial p} \end{aligned} \quad (IV-10)$$

avec

$$\left(\frac{\partial \log \bar{V}_2^0}{\partial \log b} \right)_{a,c} = \left(\frac{\partial \log \bar{V}_2^0}{\partial \log a} \right)_{b,c} = \frac{1}{2} \left(\frac{c/a}{1,636 - c/a} - 3 \right)$$

et

$$\left(\frac{\partial \log \bar{V}_2^0}{\partial \log c} \right)_{a,b} = \frac{-c/a}{1,636 - c/a} \quad (IV-11)$$

2 - Détermination de $\partial\theta_E/\partial p$

D'après les relations (IV-5) et (IV-6)

$$\theta_E = \frac{2}{3k} (g_J - 1)^2 J(J+1) I(\vec{q}) \quad (IV-12)$$

$$\text{et } \frac{\partial \theta_E}{\partial p} = \frac{2}{3} (g_J - 1)^2 J(J + 1) \left[\left(\frac{\partial I/k}{\partial \log a} \right)_{b,c} \frac{1}{a_0} \frac{\partial a}{\partial p} + \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log b} \right)_{a,c} \frac{1}{b_0} \frac{\partial b}{\partial p} + \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log c} \right)_{a,b} \frac{1}{c_0} \frac{\partial c}{\partial p} \right] \quad (\text{IV-13})$$

B - GADOLINIUM

L'état fondamental du gadolinium est un état S, aussi les effets de champ cristallin sont faibles. L'énergie d'anisotropie du gadolinium est beaucoup plus petite que l'énergie d'échange. A partir des résultats expérimentaux de Corner et Hutchinson (C 60) et Bozorth et Wakiyama (B 63), Callen (CA 65) a montré que les termes d'énergie magnéto-élastique associés à l'anisotropie représentent seulement 1,5 % de ceux associés à l'échange. Dans ces conditions, nous négligerons les variations de l'anisotropie avec les paramètres de la maille cristalline. A partir des relations (IV-6) et (IV-13), comme

$$\left(\frac{\partial \theta}{\partial \log a} \right)_{b,c} = \left(\frac{\partial \theta}{\partial \log b} \right)_{a,c} \quad (\text{III-2}), \text{ il vient alors :}$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial p} = \frac{2}{3} S(S + 1) \left[2 \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log a} \right)_{b,c} \frac{1}{a_0} \frac{\partial a}{\partial p} + \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log c} \right)_{a,b} \frac{1}{c_0} \frac{\partial c}{\partial p} \right] \quad (\text{IV-14})$$

avec $S = 7/2$.

On obtient ainsi, à partir des variations de la température de Curie avec la pression obtenues en pression hydrostatique et en contraintes uniaxiales et à partir des modules d'élasticité (F 67), les variations de l'interaction d'échange pour le gadolinium avec les paramètres de la maille cristalline :

$$\left(\frac{\partial I/k}{\partial \log a} \right)_{b,c} = \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log b} \right)_{a,c} = 25^\circ \text{K/at.} \quad (\text{IV-15})$$

$$\text{et } \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log c} \right)_{a,b} = 103^\circ \text{K/at.}$$

C - DYSFROSIUM

Il est nécessaire de tenir compte, dans le cas du dysprosium, de la variation du coefficient d'anisotropie \bar{V}_2^0 avec la pression. θ est la température de Néel (θ_N). A partir des relations (IV-7) et (IV-13) et en utilisant (III-3)

$$\left(\frac{\partial \theta}{\partial \log a} \right)_{b,c} = \left(\frac{\partial \theta}{\partial \log b} \right)_{a,c}, \text{ il vient :}$$

$$\frac{\partial \theta_N}{\partial p} - \frac{\partial \theta_{NA}}{\partial p} = \frac{2}{3} \frac{S^2(J+1)}{J} \left[2 \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log a} \right)_{b,c} \frac{1}{a_0} \frac{\partial a}{\partial p} + \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log c} \right)_{a,b} \frac{1}{c_0} \frac{\partial c}{\partial p} \right] \quad (\text{IV-16})$$

1 - Calcul de $\partial \theta_{NA} / \partial p$

A partir des relations (IV-9), (IV-10) et (IV-11) et en adoptant pour c/a la valeur 1,575 (D 63; DA 63; FI 67) on obtient :

$$\frac{\partial \theta_{NA}}{\partial p} = \theta_{NA} \left(11,88 \frac{1}{a_0} \frac{\partial a}{\partial p} + 11,88 \frac{1}{b_0} \frac{\partial b}{\partial p} - 24,75 \frac{1}{c_0} \frac{\partial c}{\partial p} \right) \quad (\text{IV-17})$$

On calcule θ_{NA} à partir de la relation suivante (EL 65)

$$(\theta_{p//} - \theta_{p\perp}) = -6 \bar{V}_2^0 (J - \frac{1}{2})(J + \frac{3}{2}) / 5 \quad (\text{IV-18})$$

θ_p représente la température de Curie paramagnétique déduite des mesures de susceptibilité avec le champ parallèle ($\theta_{p//}$) ou perpendiculaire ($\theta_{p\perp}$) à l'axe c .

La valeur de $\theta_{p//} - \theta_{p\perp} = -58^\circ\text{K}$ a été déterminée par Aléonard, Boutron et Bloch (A 69).

On obtient ainsi pour les pressions hydrostatiques :

$$\left(\frac{\partial \theta_{NA}}{\partial p_h}\right) = + 0,07 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{K} \cdot \text{bar}^{-1} \quad (\text{IV-19})$$

et pour une contrainte appliquée suivant l'axe c :

$$\left(\frac{\partial \theta_{NA}}{\partial p_c}\right) = + 0,84 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{K} \cdot \text{bar}^{-1} \quad (\text{IV-20})$$

On déduit à partir de la variation de la température de Néel avec la pression hydrostatique ou uniaxiale et en utilisant les relations (IV-16), (IV-19) et (IV-20), les variations de l'interaction d'échange avec les paramètres de la maille cristalline :

$$\left(\frac{\partial I/k}{\partial \log a}\right)_{b,c} = \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log b}\right)_{a,c} = - 57,4 \text{ } ^\circ\text{K/at.}$$

et

(IV-21)

$$\left(\frac{\partial I/k}{\partial \log c}\right)_{a,b} = 230 \text{ } ^\circ\text{K/at.}$$

CHAPITRE V

MAGNETOSTRICTION SPONTANEE

Les propriétés magnétoélastiques des terres rares de la seconde série résultent de la variation de l'énergie d'échange, de l'énergie d'anisotropie magnétocristalline et de l'énergie élastique avec les paramètres cristallins. Le couplage entre ces énergies donne lieu, en champ nul, à des anomalies dans la variation thermique des paramètres cristallins, (N 37).

Considérons, figure 27, la variation thermique du

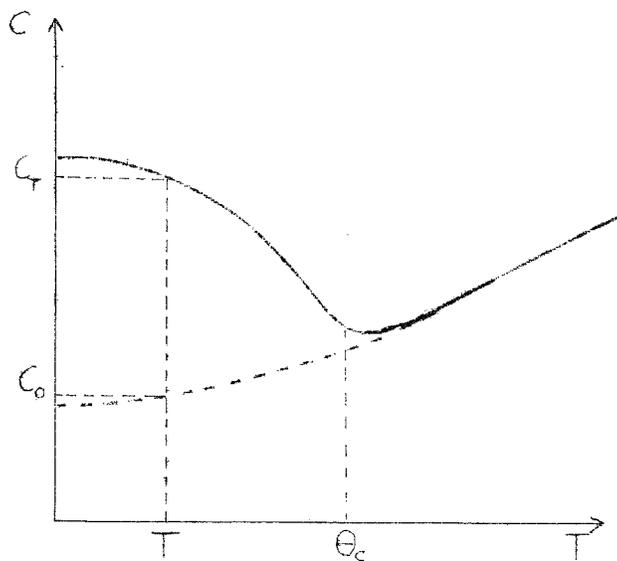


Figure 27

paramètre c de la maille cristalline du gadolinium. On observe au-dessous de la température de Curie, θ_c , une augmentation du paramètre c . Sans interactions magnétoélastiques, la variation thermique du paramètre c , serait représentée par la courbe en traits discontinus, correspondant à la contraction thermique du réseau non magnétique. On appelle anomalie magnétique de longueur, à la température T , la différence entre la longueur mesurée du paramètre c_T et sa longueur en l'absence d'interactions magnétoélastiques, c_0 .

La valeur de ces anomalies magnétiques de longueur, observées en champ nul, dépend de la répartition en volume des vecteurs aimantations de chaque domaine suivant les différentes directions. Pour déterminer les anomalies magnétiques de longueur à partir des données expérimentales, il est nécessaire d'éliminer de ces mesures la contribution thermique du réseau non magnétique. On peut l'évaluer à partir de la variation thermique des paramètres cristallins à haute température, bien au-dessus de la température d'ordre magnétique. Dans le cas des cristaux cubiques, la relation de Grüneisen (K 58)

$$\beta = K \gamma C_V / 3V \quad (V-1)$$

relie le coefficient de dilatation thermique du réseau non magnétique β à la compressibilité K , à la constante de Grüneisen γ et à la chaleur spécifique C_V , déduite de la théorie de Debye. La chaleur spécifique, au-dessous de la température de Debye, décroît rapidement avec la température et s'annule à 0°K ; il en sera de même du coefficient de dilatation thermique β (figure 27).

A partir des valeurs des longueurs des paramètres cristallins à haute température et à partir du coefficient de dilatation thermique β , il est possible de déterminer la courbe de dilatation thermique du réseau non magnétique. Dans le cas des terres rares avec des températures de Debye voisines de 180°K (R 67, R 68) et compte-tenu du domaine de détermination des coefficients de dilatation thermique, on peut estimer à 20 % l'erreur commise sur les anomalies magnétiques de longueur, déduites des données expérimentales au zéro absolu.

La variation des interactions d'échange avec les paramètres de la maille cristalline, a été déterminée chapitre IV. Les variations correspondantes des constantes d'anisotropie peuvent être obtenues par le calcul. Les modules d'élasticité des monocristaux de terres rares ont été déter-

minés par Fisher et ses collaborateurs (F 67). Nous allons montrer comment on peut à partir de ces grandeurs, déterminer la magnétostriction spontanée suivant les axes principaux des monocristaux de gadolinium, dysprosium et terbium. Nous comparerons ces valeurs calculées aux anomalies magnétiques de longueur expérimentales.

Les propriétés magnétoélastiques de ces trois terres rares ont fait l'objet d'un certain nombre d'études théoriques et expérimentales : (B 57, C 58, C 60, B 61, L 62, T 62, W 62, B 63, C 63, D 63, DA 63, DAR 63, LE 63, NI 63, A 64, C 64, L 64, T 64, C 65, CA 65, CL 65, E 65, R 65, B 66, C 67, D 67, FI 67, A 68, BA 68, CAL 68, C 68, BA 69, E 69, L 69). En particulier, Callen et Callen (C 63, CA 65, CAL 68) ont déterminé l'expression de l'énergie magnétoélastique, à partir d'un modèle à un ion et à deux ions. L'expression de l'énergie magnétoélastique des terres rares a été donnée par Cooper (C 67, C 68).

A - M O D E L E

Callen et Callen (CA 65) ont montré que les hamiltoniens énergie magnétoélastique et énergie d'anisotropie, peuvent être considérés comme des perturbations de l'hamiltonien du système de spin. L'énergie libre, au premier ordre de perturbation, a donc la forme :

$$F = F_m + H_e + \langle H_{me} \rangle + \langle H_a \rangle \quad (V-2)$$

Dans cette expression, F_m représente l'énergie libre du système de spin, en l'absence d'interactions magnétoélastiques et d'anisotropie ; H_e désigne l'énergie élastique. $\langle H_{me} \rangle$ et $\langle H_a \rangle$ représentent les valeurs moyennes de l'énergie magnétoélastique et d'anisotropie. Les déformations à l'équilibre s'obtiennent en minimisant l'énergie libre par rapport à ces déformations (S 58, CA 65).

Dans les métaux de terres rares, on rend compte des interactions entre les moments magnétiques par un mécanisme d'échange indirect, par l'intermédiaire des électrons de conduction type Rudermann-Kittel (R 54). L'interaction d'échange déterminée à partir de ce modèle est indépendante de la direction de l'aimantation. On admettra dans la suite, que l'échange est isotrope. On rend compte de l'anisotropie magnéto-cristalline dans les terres rares à partir des effets de champ cristallin (K 66). Nous supposerons ainsi, que les interactions magnétoélastiques résultent essentiellement de la variation avec les paramètres de la maille cristalline de l'interaction d'échange isotrope et de l'anisotropie magnéto-cristalline due aux effets du champ cristallin.

B - ENERGIE LIBRE

L'énergie élastique et l'énergie magnétoélastique s'expriment en fonction des différents modes de déformations. Dans l'expression de l'énergie élastique et de l'énergie magnétoélastique (CA 65) ces modes sont indépendants les uns des autres.

Le mode α correspond aux déformations conservant la symétrie du cristal ; le mode γ est associé à la distorsion dans le plan de base et le mode ϵ correspond aux distorsions dans les plans contenant l'axe c (CL 65) (figure 28).

Les terres rares possèdent une structure cristalline hexagonale compacte (K 65). Le terbium et le dysprosium présentent, dans l'état ferromagnétique, une distorsion orthorhombique dans le plan de base associée au mode γ (D 63, DA 63, DAR 63). Dans l'état héli magnétique la symétrie cristalline est conservée et on aura dans ce cas à considérer seulement le mode α (D 63, DA 63, DAR 63).

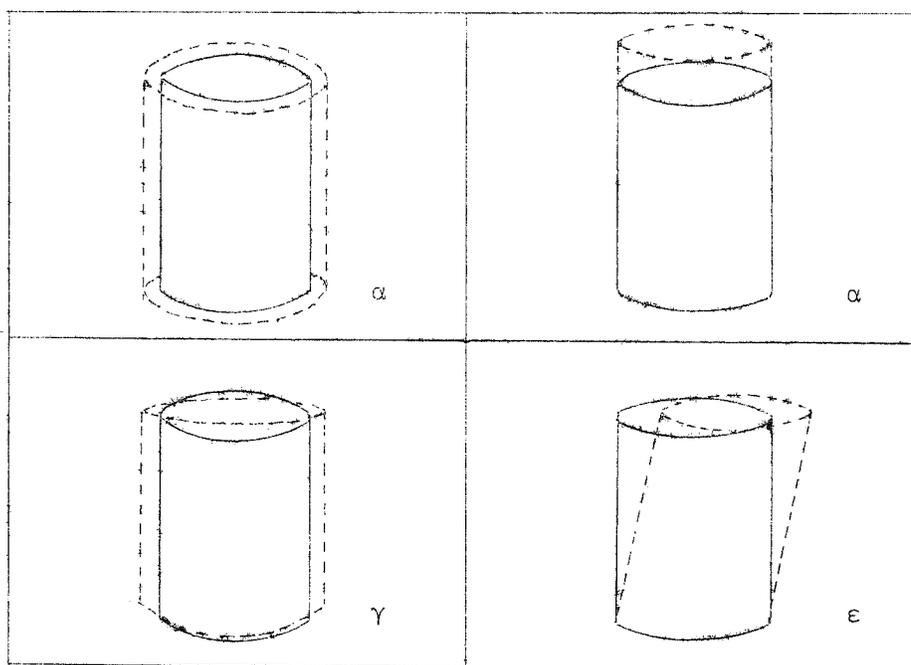


Figure 28 : Différents modes de magnétostriction pour la symétrie hexagonale (CL 65)

On établira tout d'abord les relations, compte tenu de tous les modes de déformations. Cependant, afin de ne pas alourdir les calculs, et comme nous voulons déterminer les anomalies magnétiques de longueur suivant les axes cristallographiques a , b et c , on omettra les termes de cisaillement et notamment le mode ϵ qui n'interviennent pas après minimisation de l'énergie libre.

Dans ces conditions, l'énergie élastique s'exprime sous la forme

$$E_e = \frac{1}{2} C_{11} (e_{aa}^2 + e_{bb}^2) + \frac{1}{2} C_{33} e_{cc}^2 + C_{12} e_{aa} e_{bb} + C_{13} (e_{aa} e_{cc} + e_{bb} e_{cc}) \quad (V-3)$$

Dans cette expression, les coefficients C_{ij} désignent les modules d'élasticité ; les coefficients e_{aa} , e_{bb} et e_{cc} représentent les variations de longueur des paramètres de la maille cristalline par rapport à la valeur de ces longueurs

en l'absence d'ordre magnétique (a_0, b_0, c_0)

$$e_{aa} = \frac{a - a_0}{a_0} ; \quad e_{bb} = \frac{b - b_0}{b_0} ; \quad e_{cc} = \frac{c - c_0}{c_0} \quad (V-4)$$

L'énergie libre par atome, compte tenu de la relation (V-2) s'écrit sous la forme (T 64, CA 65, BA 68) :

$$F = \frac{1}{2} C_{11} (e_{aa}^2 + e_{bb}^2) + \frac{1}{2} C_{33} e_{cc}^2 + C_{12} e_{aa} e_{bb} + C_{13} (e_{aa} e_{cc} + e_{bb} e_{cc}) + V + I(\vec{q}) M^2 S^2 - kT \log \left[\sum_{m=-J}^{+J} \exp \frac{m}{kT} \left[g_J \mu_B H + 2I(\vec{q}) M (g_J - 1) S \right] \right]. \quad (V-5)$$

Dans cette expression, V représente l'énergie d'anisotropie

$$\text{et } I(\vec{q}) M^2 S^2 - kT \log \left[\sum_{m=-J}^{+J} \exp \frac{m}{kT} \left[g_J \mu_B H + 2I(\vec{q}) M (g_J - 1) S \right] \right]$$

la contribution de l'énergie magnétique à l'énergie libre dans le modèle du champ moléculaire, $I(\vec{q})$ désigne la transformée de Fourier de l'interaction d'échange $I(\vec{R}_{n,m})$ définie au chapitre IV ; M l'aimantation relative ; g_J le facteur de Landé et H le champ magnétique.

C - COEFFICIENTS MAGNETOELASTIQUES

Pour faire apparaître l'énergie magnétoélastique dans l'expression de l'énergie libre (V-5), il suffit de développer au premier ordre l'interaction d'échange et l'énergie d'anisotropie magnétocristalline par rapport aux variations relatives des paramètres cristallins. On obtient :

$$I|q(a,b,c)a,b,c| = I(q_0, a_0, b_0, c_0) + \left(\frac{\partial I}{\partial \log a} \right)_{b,c} e_{aa} + \left(\frac{\partial I}{\partial \log b} \right)_{a,c} e_{bb} + \left(\frac{\partial I}{\partial \log c} \right)_{a,b} e_{cc} \quad (V-6)$$

$$\begin{aligned}
 V(a,b,c) = & V(a_0, b_0, c_0) + \left(\frac{\partial V}{\partial \log a} \right)_{b,c} e_{aa} \\
 & + \left(\frac{\partial V}{\partial \log b} \right)_{a,c} e_{bb} + \left(\frac{\partial V}{\partial \log c} \right)_{a,b} e_{cc} \quad (V-7)
 \end{aligned}$$

Dans ces expressions, $\bar{I}(q_0, a_0, b_0, c_0)$ et $V(a_0, b_0, c_0)$ représentent l'interaction d'échange et l'énergie d'anisotropie magnétocristalline en l'absence d'interactions magnéto-élastiques.

D - REMARQUES SIMPLIFICATRICES

Cooper (C 68), en utilisant la théorie de Callen (CA 65), a donné l'expression de l'énergie magnétoélastique associée à l'échange isotrope, sous la forme :

$$E_{m_{ex}} = B_1^{\alpha,0} \epsilon^{\alpha,1} + B_2^{\alpha,0} \epsilon^{\alpha,2} \quad (V-8)$$

$$\text{avec } \epsilon^{\alpha,1} = e_{aa} + e_{bb} + e_{cc} \text{ et } \epsilon^{\alpha,2} = \frac{1}{3}(2e_{cc} - e_{aa} - e_{bb}) \quad (V-9)$$

Les termes $B_i^{j,k}$ représentent les coefficients magnétoélastiques. L'énergie magnétoélastique $E_{m_{ex}}$ est le développement au premier ordre de l'énergie d'échange (E_{ex}) par rapport à $\epsilon^{\alpha,1}$, $\epsilon^{\alpha,2}$, on a donc encore :

$$E_{m_{ex}} = \frac{\partial E_{ex}}{\partial \epsilon^{\alpha,1}} \epsilon^{\alpha,1} + \frac{\partial E_{ex}}{\partial \epsilon^{\alpha,2}} \epsilon^{\alpha,2} \quad (V-10)$$

compte-tenu des relations (V-9), il vient :

$$\frac{\partial E_{ex}}{\partial e_{aa}} = \frac{\partial E_{ex}}{\partial \epsilon^{\alpha,1}} - \frac{1}{3} \frac{\partial E_{ex}}{\partial \epsilon^{\alpha,2}} \quad (V-11)$$

et

$$\frac{\partial E_{ex}}{\partial e_{bb}} = \frac{\partial E_{ex}}{\partial \epsilon^{\alpha,1}} - \frac{1}{3} \frac{\partial E_{ex}}{\partial \epsilon^{\alpha,2}}, \text{ d'où la relation}$$

$$\frac{\partial E_{ex}}{\partial e_{aa}} = \frac{\partial E_{ex}}{\partial e_{bb}} \quad (V-12)$$

Comme $E_{e_x} = -M^2 S^2 I$, on a encore

$$\frac{\partial I}{\partial e_{aa}} = \frac{\partial I}{\partial e_{bb}} \quad \text{ou} \quad \left(\frac{\partial I}{\partial \log a} \right)_{b,c} = \left(\frac{\partial I}{\partial \log b} \right)_{a,c} \quad (\text{V-13})$$

Cette dernière relation est générale et indépendante de l'état magnétique de la terre rare considérée.

E - MAGNETOSTRICTION SPONTANEE

A partir des relations (V-5) à (V-7) et (V-13), on obtient la magnétostriction spontanée, suivant a , b et c , en minimisant l'énergie libre par rapport à e_{aa} , e_{bb} et e_{cc} :

$$e_{aa} = \frac{A(C_{11}C_{33} - C_{13}^2) - B(C_{12}C_{33} - C_{13}^2) - C C_{13}(C_{11} - C_{12})}{(C_{11} - C_{12}) [C_{33}(C_{12} + C_{11}) - 2C_{13}^2]} \quad (\text{V-14})$$

$$e_{bb} = \frac{-A(C_{12}C_{33} - C_{13}^2) + B(C_{11}C_{33} - C_{13}^2) - C C_{13}(C_{11} - C_{12})}{(C_{11} - C_{12}) [C_{33}(C_{12} + C_{11}) - 2C_{13}^2]} \quad (\text{V-15})$$

$$e_{cc} = \frac{-(A + B) C_{13} + C(C_{12} + C_{11})}{C_{33}(C_{12} + C_{11}) - 2C_{13}^2} \quad (\text{V-16})$$

avec

$$A = M^2 S^2 k \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log a} \right)_{b,c} - \left(\frac{\partial V}{\partial \log a} \right)_{b,c} \quad (\text{V-17})$$

$$B = M^2 S^2 k \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log b} \right)_{a,c} - \left(\frac{\partial V}{\partial \log b} \right)_{a,c} \quad (\text{V-18})$$

$$C = M^2 S^2 k \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log c} \right)_{a,b} - \left(\frac{\partial V}{\partial \log c} \right)_{a,b} \quad (\text{V-19})$$

F - ANOMALIES MAGNETIQUES DE LONGUEUR DU GADOLINIUM (BA 69)

Les coefficients magnétoélastiques du gadolinium associés à l'anisotropie sont très faibles et nous les négli-

gerons. A partir des relations (V-14) et (V-17), il vient :

$$A = B = M^2 S^2 k \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log a} \right)_{b,c} \quad (V-20)$$

et

$$C = M^2 S^2 k \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log c} \right)_{a,b} \quad (V-21)$$

ainsi :

$$e_{aa} = e_{bb} = \frac{M^2 S^2 k}{C_{33}(C_{11} + C_{12}) - 2C_{13}^2} \left[C_{33} \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log a} \right)_{b,c} - C_{13} \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log c} \right)_{a,b} \right] \quad (V-22)$$

et

$$e_{cc} = \frac{M^2 S^2 k}{C_{33}(C_{11} + C_{12}) - 2C_{13}^2} \left[(C_{11} + C_{12}) \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log c} \right)_{a,b} - 2C_{13} \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log a} \right)_{b,c} \right] \quad (V-23)$$

On remarque que $e_{aa} = e_{bb}$, en accord avec les résultats expérimentaux (D 63, D 63).

Les expressions de e_{aa} , e_{bb} et e_{cc} sont dans ce cas particulier en accord avec celles données par Tonegawa (T 64). Nous avons calculé, à partir des expressions (V-22) et (V-23), la variation thermique des anomalies magnétiques de longueur suivant les axes a , b et c (figure 29). Pour cela, nous avons utilisés les valeurs $\left(\frac{\partial I/k}{\partial \log a} \right)_{b,c} = 25^\circ\text{K/at.}$ et

$$\left(\frac{\partial I/k}{\partial \log c} \right)_{a,b} = 103^\circ\text{K/at.}$$

obtenues à la température de Curie

(chapitre IV-B) ; nous avons tenu compte seulement de la variation thermique des modules d'élasticité (F 67) et de l'aimantation. Pour évaluer la variation thermique de l'aimantation, nous avons utilisé la fonction de Brillouin $B_J(Z)$ relative au nombre quantique $J = 7/2$ (F 69). On a reporté, figure 29, les courbes expérimentales représentant les variations thermiques de e_{aa} , e_{bb} et e_{cc} .

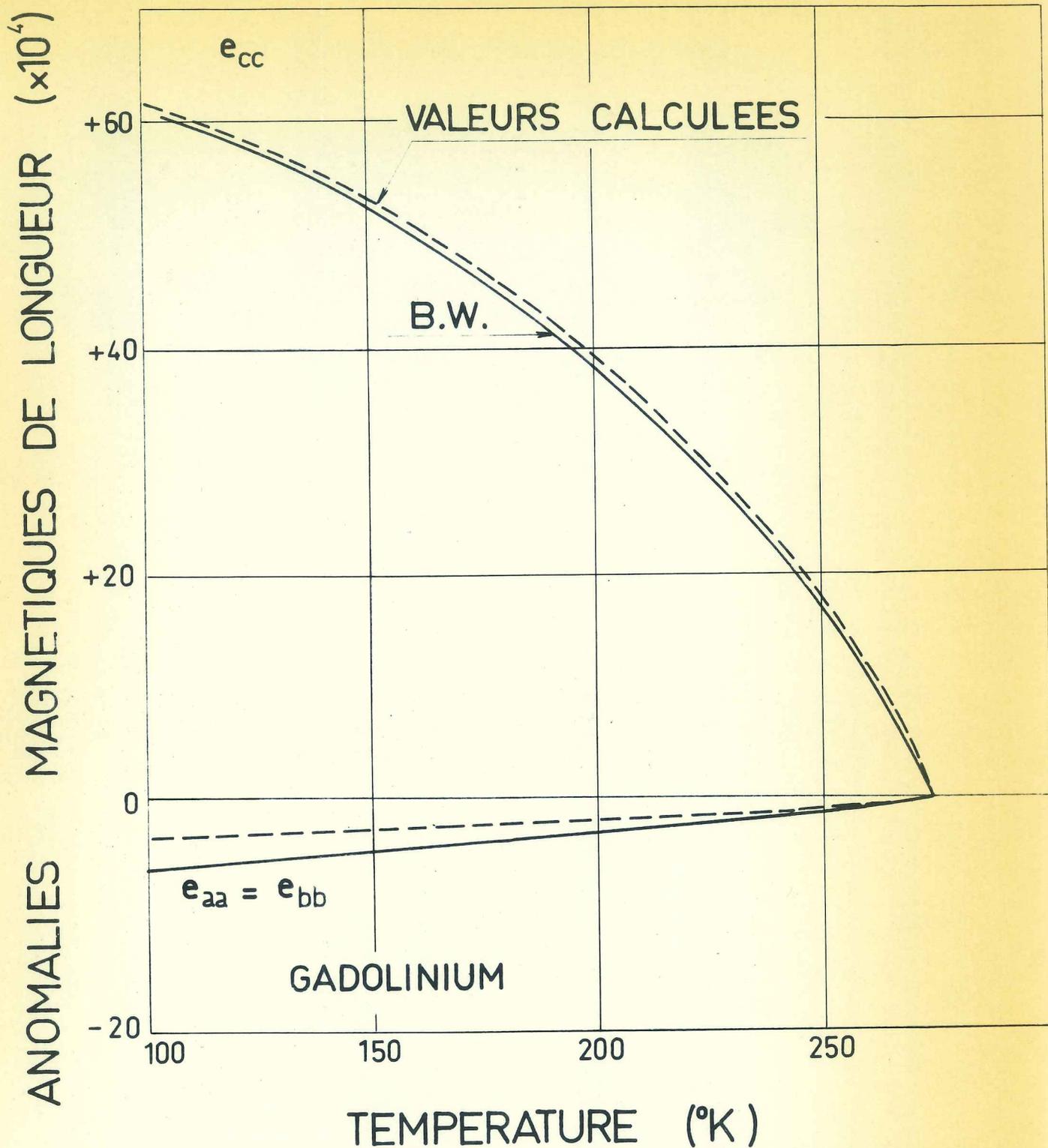


Figure 29 : Anomalies magnétiques de longueur du gadolinium, suivant les axes a , b et c . Valeurs calculées (---) (V-22)(V-23) ; valeurs expérimentales (—) déterminées à partir des mesures de Bozorth et Wakiyama (B W) (B 63).

Ces courbes ont été déduites des mesures d'extensiométrie de Bozorth et Wakiyama (B 63). Les valeurs mesurées ont été corrigées de la contribution de la dilatation thermique du réseau non magnétique. Nous avons effectué ces corrections par extrapolation linéaire de résultats expérimentaux (B 63, D 63) obtenus à hautes températures (au-dessus du point d'ordre magnétique) jusqu'à 100°K. Cette extrapolation linéaire est justifiée par la faible valeur de la température de Debye du gadolinium, voisine de 180°K (R 67, R 68). Les valeurs calculées sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. Les valeurs de e_{aa} et e_{bb} calculées sont peu précises car la valeur de la quantité $C_{33} \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log a} \right)_{b,c}$ est très voisine de celle de $C_{13} \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log c} \right)_{a,b}$ (relation (V-22)).

L'anomalie magnétique de longueur e_{cc} , suivant l'axe c , à 0°K, est égale à $6,5 \cdot 10^{-3}$. Elle est à comparer aux valeurs obtenues par Darnell (D 63) et Ergin (E 65) de l'ordre de $3 \cdot 10^{-3}$ et à celle obtenue par Bozorth et Wakiyama de l'ordre de $6,5 \cdot 10^{-3}$ (B 63).

G - DETERMINATION DES COEFFICIENTS MAGNETOELASTIQUES DU TERBIUM ET DU DYSPROSIUM

En raison de la distorsion dans le plan de base à basse température dans le domaine magnétique ordonné, il est nécessaire de distinguer l'état hélimagnétique et l'état ferromagnétique.

1 - Domaine hélimagnétique

Dans le domaine hélimagnétique, la structure hexagonale du cristal est conservée, les moments magnétiques sont localisés dans le plan de base et sur l'ensemble du cristal, ils décrivent toutes les directions de ce plan. L'énergie

magnétoélastique moyenne (B0 69) s'obtient alors en sommant l'énergie magnétoélastique, exprimée pour une direction de l'aimantation, suivant toutes les directions du plan de base. Pour effectuer ce calcul, nous utiliserons l'expression de l'énergie magnétoélastique, pour une direction définie de l'aimantation, donnée par Cooper (C 68) et nous omettrons les termes de cisaillement ;

$$- E_m = B_1^{\alpha,0} \epsilon^{\alpha,1} + B_2^{\alpha,0} \epsilon^{\alpha,2} + B_1^{\alpha,2} \epsilon^{\alpha,1} \left(\alpha_c^2 - \frac{1}{3} \right) + B_2^{\alpha,2} \epsilon^{\alpha,2} \left(\alpha_c^2 - \frac{1}{3} \right) + B_1^{\gamma,2} \epsilon_1^{\gamma} \frac{1}{2} (\alpha_a^2 - \alpha_b^2) \quad (V-24)$$

avec

$$\epsilon^{\alpha,1} = e_{aa} + e_{bb} + e_{cc} \quad ; \quad \epsilon^{\alpha,2} = \frac{1}{3} (2e_{cc} - e_{aa} - e_{bb})$$

et

$$\epsilon_1^{\gamma} = \frac{1}{2} (e_{aa} - e_{bb}) \quad (V-25)$$

$\alpha_a, \alpha_b, \alpha_c$ sont les cosinus directeurs de l'aimantation par rapport aux axes cristallographiques a, b et c . Les coefficients $B_1^{\alpha,0}$ et $B_2^{\alpha,0}$ sont les coefficients magnétoélastiques fonction des variations de l'échange avec les paramètres de la maille cristalline et les coefficients $B_1^{\alpha,2}$ et $B_2^{\alpha,2}$ et $B_1^{\gamma,2}$ les coefficients magnétoélastiques fonction des variations de l'anisotropie magnétocristalline avec les paramètres de la maille cristalline. En sommant suivant toutes les directions dans le plan de base, on a :

$$\int_0^{2\pi} (\alpha_a^2 - \alpha_b^2) d\varphi = \int_0^{2\pi} (\cos^2\varphi - \sin^2\varphi) d\varphi = 0,$$

φ désigne l'angle entre l'aimantation et l'axe a .

La seule contribution à la magnétostriction provient donc du mode α . Les coefficients magnétoélastiques, associés à l'anisotropie, qui interviennent dans l'expression de l'énergie magnétoélastique sont proportionnels à $(\alpha_c^2 - \frac{1}{3})$, ils résultent donc de la variation de \bar{V}_2^0 avec les paramètres de la maille cristalline (K 66).

- Détermination de la variation de l'anisotropie magnéto-cristalline avec les paramètres de la maille cristalline

Dans le domaine hélimagnétique, seul le coefficient d'anisotropie \bar{V}_2^0 intervient dans les coefficients magnéto-élastiques. L'énergie d'anisotropie s'écrit sous la forme (K 66)

$$V = - \frac{1}{2} \bar{V}_2^0 \quad (V-26)$$

on aura

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial V}{\partial \log a} \right)_{b,c} &= \left(\frac{\partial V}{\partial \log b} \right)_{a,c} = - \frac{1}{2} \bar{V}_2^0 \left(\frac{\partial \log \bar{V}_2^0}{\partial \log a} \right)_{b,c} \\ &= - \frac{1}{2} \bar{V}_2^0 \left(\frac{\partial \log \bar{V}_2^0}{\partial \log b} \right)_{a,c} \end{aligned} \quad (V-27)$$

et

$$\left(\frac{\partial V}{\partial \log c} \right)_{a,b} = - \frac{1}{2} \bar{V}_2^0 \left(\frac{\partial \log \bar{V}_2^0}{\partial \log c} \right)_{a,b} \quad (V-28)$$

2 - Domaine ferromagnétique

A basse température, les moments magnétiques sont dirigés suivant les directions de facile aimantation. Il apparaît dans le plan de base une distorsion orthorhombique et nous devons tenir compte du mode γ (V-24).

L'énergie d'anisotropie magnétocristalline, sans les termes de cisaillement, en utilisant un modèle de charges ponctuelles et en tenant compte de la distorsion orthorhombique dans le plan de base s'exprime sous la forme (B0 69) :

$$V = - \frac{1}{2} \bar{V}_2^0 + \bar{V}_2^{2c} (\alpha_a^2 - \alpha_b^2) \quad (V-29)$$

on a dans ce cas :

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial V}{\partial \log a} \right)_{b,c} &= - \frac{1}{2} \bar{V}_2^0 \left(\frac{\partial \log \bar{V}_2^0}{\partial \log a} \right)_{b,c} + \bar{V}_2^{2c} \left(\frac{\partial \log \bar{V}_2^{2c}}{\partial \log a} \right)_{b,c} (\alpha_a^2 - \alpha_b^2) \end{aligned} \quad (V-30)$$

$$\left(\frac{\partial V}{\partial \log b}\right)_{a,c} = -\frac{1}{2} \bar{v}_2^0 \left(\frac{\partial \log \bar{v}_2^0}{\partial \log a}\right)_{b,c} + \bar{v}_2^{2c} \left(\frac{\partial \log \bar{v}_2^{2c}}{\partial \log b}\right)_{a,c} (\alpha_a^2 - \alpha_b^2) \quad (V-31)$$

et

$$\left(\frac{\partial V}{\partial \log c}\right)_{a,b} = -\frac{1}{2} \bar{v}_2^0 \left(\frac{\partial \log \bar{v}_2^0}{\partial \log c}\right)_{a,b} + \bar{v}_2^{2c} \left(\frac{\partial \log \bar{v}_2^{2c}}{\partial \log c}\right)_{a,b} (\alpha_a^2 - \alpha_b^2) \quad (V-32)$$

On ne connaît pas l'expression de \bar{v}_2^{2c} en fonction des paramètres de la maille cristalline. Afin de la déterminer, nous allons utiliser les résultats obtenus par Cooper (C 67, C 68).

Cooper (C 68) a montré, en minimisant la somme de l'énergie élastique et de l'énergie magnétoélastique par rapport à la déformation ϵ_1^Y (V-25), que la valeur de ϵ_1^Y à l'équilibre ($\bar{\epsilon}_1^Y$) est égale à :

$$\bar{\epsilon}_1^Y = (1/2C^Y)(\alpha_a^2 - \alpha_b^2) B^{Y,2} \quad (V-33)$$

$$\text{avec } C^Y = 2(C_{11} - C_{12}) \quad (V-34)$$

on a alors en utilisant l'expression (V-25) :

$$e_{aa} - e_{bb} = \frac{B^{Y,2}}{2(C_{11} - C_{12})} (\alpha_a^2 - \alpha_b^2) \quad (V-35)$$

On montre de même, à partir des valeurs de $\epsilon^{Y,1}$ et $\epsilon^{Y,2}$ à l'équilibre, que e_{cc} ne dépend que du mode α .

D'après nos relations (V-14) à (V-16) :

$$e_{aa} - e_{bb} = \frac{A - B}{C_{11} - C_{12}} \quad (V-36)$$

et

$$e_{cc} = \frac{-(A + B) C_{13} + C(C_{12} + C_{11})}{C_{33}(C_{12} + C_{11}) - 2C_{13}^2} \quad (V-37)$$

avec

$$A = M^2 S^2 k \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log a} \right)_{b,c} + \frac{1}{2} \bar{V}_2^0 \left(\frac{\partial \log \bar{V}_2^0}{\partial \log a} \right)_{b,c} - \bar{V}_2^{2c} \left(\frac{\partial \log \bar{V}_2^{2c}}{\partial \log a} \right)_{b,c} (\alpha_a^2 - \alpha_b^2) \quad (V-38)$$

$$B = M^2 S^2 k \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log a} \right)_{l,c} + \frac{1}{2} \bar{V}_2^0 \left(\frac{\partial \log \bar{V}_2^0}{\partial \log a} \right)_{b,c} - \bar{V}_2^{2c} \left(\frac{\partial \log \bar{V}_2^{2c}}{\partial \log b} \right)_{a,c} (\alpha_a^2 - \alpha_b^2) \quad (V-39)$$

et

$$C = M^2 S^2 k \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log c} \right)_{a,b} + \frac{1}{2} \bar{V}_2^0 \left(\frac{\partial \log \bar{V}_2^0}{\partial \log c} \right)_{a;b} - \bar{V}_2^{2c} \left(\frac{\partial \log \bar{V}_2^{2c}}{\partial \log c} \right)_{a,b} (\alpha_a^2 - \alpha_b^2) \quad (V-40)$$

e_{cc} étant indépendant du mode γ ; on a donc :

$$\bar{V}_2^{2c} \left(\frac{\partial \log \bar{V}_2^{2c}}{\partial \log c} \right)_{a,b} = 0 \quad (V-41)$$

et

$$\bar{V}_2^{2c} \left(\frac{\partial \log \bar{V}_2^{2c}}{\partial \log a} \right)_{b,c} = - \bar{V}_2^{2c} \left(\frac{\partial \log \bar{V}_2^{2c}}{\partial \log b} \right)_{a,c} \quad (V-42)$$

$B^{\gamma,2}$ est positif (C 68), on a donc (V-35) à (V-42) :

$$A = M^2 S^2 k \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log a} \right)_{b,c} + \frac{1}{2} \bar{V}_2^0 \left(\frac{\partial \log \bar{V}_2^0}{\partial \log a} \right)_{b,c} + \frac{1}{4} B^{\gamma,2} (\alpha_a^2 - \alpha_b^2) \quad (V-43)$$

$$B = M^2 S^2 k \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log a} \right)_{a,c} + \frac{1}{2} \bar{V}_2^0 \left(\frac{\partial \log \bar{V}_2^0}{\partial \log a} \right)_{b,c} + \frac{1}{4} B^{\gamma,2} (\alpha_a^2 - \alpha_b^2) \quad (V-44)$$

$$C = M^2 S^2 k \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log c} \right)_{a,b} + \frac{1}{2} \bar{V}_2^0 \left(\frac{\partial \log \bar{V}_2^0}{\partial \log c} \right)_{a,b} \quad (V-45)$$

Tous les termes contenus dans ces expressions sont connus. On obtient le premier terme du second membre à partir de la variation des températures d'ordre avec la pression (chapitre IV) ; le second terme peut être calculé ; le troisième terme, comme l'a montré Cooper (C 67, C 68), est relié au coefficient de magnétostriction $\lambda^{Y,2}$ associé à la distorsion dans le plan de base par rotation de la composante aimantation dans ce plan. On a ainsi :

$$B^{Y,2} = 2(C_{11} - C_{12})\lambda^{Y,2} \quad (V-46)$$

La valeur du coefficient de magnétostriction $\lambda^{Y,2}$ du dysprosium a été déterminée expérimentalement par Clark et ses collaborateurs (CL 65) et la valeur du coefficient $\lambda^{Y,2}$ du terbium par Du Plessis (P 68). L'axe a du dysprosium est de facile aimantation on a donc $\alpha_a^2 = 1$ et $\alpha_b^2 = 0$; l'axe b du terbium est de facile aimantation, ainsi $\alpha_a^2 = 0$ et $\alpha_b^2 = 1$. En conclusion, la magnétostriction spontanée suivant les axes cristallographiques a , b et c du terbium et du dysprosium, peut être calculée en utilisant les relations (V-14) à (V-16).

Dans le domaine héli magnétique (V-17) à (V-19), (V-26) à (V-28), on a :

$$A = M^2 S^2 k \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log a} \right)_{b,c} + \frac{1}{2} \bar{v}_2^0 \left(\frac{\partial \log \bar{v}_2^0}{\partial \log a} \right)_{b,c} \quad (V-47)$$

$$B = M^2 S^2 k \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log a} \right)_{l,c} + \frac{1}{2} \bar{v}_2^0 \left(\frac{\partial \log \bar{v}_2^0}{\partial \log a} \right)_{l,c} \quad (V-48)$$

et

$$C = M^2 S^2 k \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log c} \right)_{a,b} + \frac{1}{2} \bar{v}_2^0 \left(\frac{\partial \log \bar{v}_2^0}{\partial \log c} \right)_{a,b} \quad (V-49)$$

Dans le domaine ferromagnétique (V-43) à (V-46), on a

$$A = M^2 S^2 k \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log a} \right)_{b,c} + \frac{1}{2} \bar{V}_2^0 \left(\frac{\partial \log \bar{V}_2^0}{\partial \log a} \right)_{b,c} + \frac{1}{2} (C_{11} - C_{12}) \lambda^{\gamma,2} (\alpha_a^2 - \alpha_b^2) \quad (V-50)$$

$$B = M^2 S^2 k \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log a} \right)_{b,c} + \frac{1}{2} \bar{V}_2^0 \left(\frac{\partial \log \bar{V}_2^0}{\partial \log a} \right)_{b,c} - \frac{1}{2} (C_{11} - C_{12}) \lambda^{\gamma,2} (\alpha_a^2 - \alpha_b^2) \quad (V-51)$$

$$C = M^2 S^2 k \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log c} \right)_{a,b} + \frac{1}{2} \bar{V}_2^0 \left(\frac{\partial \log \bar{V}_2^0}{\partial \log c} \right)_{a,b} \quad (V-52)$$

Pour le dysprosium $\alpha_a^2 = 1$ et $\alpha_b^2 = 0$

Pour le terbium $\alpha_a^2 = 0$ et $\alpha_b^2 = 1$.

Dans un matériau hexagonal, la magnétostriction peut s'exprimer sous la forme (CL 65) :

$$\lambda = \lambda_1^{\alpha,0} (\beta_x^2 + \beta_y^2) + \lambda_2^{\alpha,0} \beta_z^2 + \lambda_1^{\alpha,2} (\beta_x^2 + \beta_y^2) (\alpha_z^2 - \frac{1}{3}) + \lambda_2^{\alpha,2} \beta_z^2 (\alpha_z^2 - \frac{1}{3}) + \lambda^{\gamma,2} \left[\frac{1}{2} (\beta_x^2 - \beta_y^2) (\alpha_x^2 - \alpha_y^2) + 2\beta_x \beta_y \alpha_x \alpha_y \right] + 2\lambda^{\epsilon,2} (\beta_x \alpha_x + \beta_y \alpha_y) \beta_z \alpha_z \quad (V-53)$$

λ est la variation relative de la longueur $\frac{l - l_0}{l_0}$ due aux interactions magnétoélastiques, les coefficients $\lambda_i^{j,k}$ sont les coefficients de magnétostriction ; les coefficients $\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z$ désignent les cosinus directeurs de l'aimantation par rapport aux axes a, b et c et les coefficients $\beta_x, \beta_y, \beta_z$

les cosinus directeurs de la direction d'observation. On a ainsi :

$$\begin{aligned}
 e_{cc} &= \lambda_2^{\alpha,0} - \frac{1}{3} \lambda_2^{\alpha,2} \\
 e_{aa} &= \lambda_1^{\alpha,0} - \frac{1}{3} \lambda_1^{\alpha,2} + \frac{1}{2} \lambda^{\alpha,2} (\alpha_x^2 - \alpha_y^2) \\
 e_{bb} &= \lambda_1^{\alpha,0} - \frac{1}{3} \lambda_1^{\alpha,2} - \frac{1}{2} \lambda^{\alpha,2} (\alpha_x^2 - \alpha_y^2)
 \end{aligned} \tag{V-54}$$

A partir des expressions (V-14) à (V-16) et (V-47) à (V-52); on obtient :

$$\begin{aligned}
 \lambda_1^{\alpha,0} &= \frac{M^2 S^2 k \left[C_{33} \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log a} \right)_{b,c} - C_{13} \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log e} \right)_{a,b} \right]}{C_{33} (C_{11} + C_{12}) - 2C_{13}^2} \\
 \lambda_2^{\alpha,0} &= \frac{M^2 S^2 k \left[(C_{11} + C_{12}) \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log e} \right)_{a,b} - 2C_{13} \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log a} \right)_{b,c} \right]}{C_{33} (C_{11} + C_{12}) - 2C_{13}^2} \\
 \lambda_1^{\alpha,2} &= \frac{\frac{3}{2} \bar{V}_2^0 \left[C_{13} \left(\frac{\partial \log \bar{V}_2^0}{\partial \log e} \right)_{a,b} - C_{33} \left(\frac{\partial \log \bar{V}_2^0}{\partial \log a} \right)_{b,c} \right]}{C_{33} (C_{11} + C_{12}) - 2C_{13}^2} \tag{V-55} \\
 \lambda_2^{\alpha,2} &= \frac{\frac{3}{2} \bar{V}_2^0 \left[C_{13} \left(\frac{\partial \log \bar{V}_2^0}{\partial \log a} \right)_{b,c} - \frac{1}{2} (C_{11} + C_{12}) \left(\frac{\partial \log \bar{V}_2^0}{\partial \log e} \right)_{a,b} \right]}{C_{33} (C_{11} + C_{12}) - 2C_{13}^2}
 \end{aligned}$$

La variation thermique de \bar{V}_2^0 pouvant être représentée par $\bar{V}_2^0 = \bar{V}_2^0(C) M^X$ (C 66, RH 67, F 69), la variation thermique de ces coefficients de magnétostriction sera directement fonction de celle de l'aimantation

H - ANOMALIES MAGNETIQUES DE LONGUEUR DU DYSPROSIUM

Nous avons calculé à partir des relations (V-14) à (V-16) et (V-47) à (V-52), la magnétostriction spontanée suivant les axes cristallographiques a , b et c du dysprosium. Nous avons tenu compte de la variation thermique des modules d'élasticité C_{ij} (F 67) et des coefficients magnétoélastiques A , B et C .

1 - Variation thermique des coefficients magnétoélastiques associés à l'échange

Les coefficients magnétoélastiques associés à l'échange dans l'expression de A , B et C (V-47) (V-52) ont la forme

$$M^2 S^2 k \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log a} \right)_{a,b} \quad \text{et} \quad M^2 S^2 k \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log a} \right)_{b,c}$$

Nous avons déterminé la variation thermique de l'aimantation à partir des mesures d'aimantation en champ fort (F 69).

L'interaction d'échange est définie par la relation :

$$I(\vec{q}) = \sum_{n,m} I(\vec{R}_n - \vec{R}_m) \cos [\vec{q} \cdot (\vec{R}_n \cdot \vec{R}_m)] \quad (\text{IV-4})$$

Le vecteur \vec{q} étant parallèle à l'axe c (chapitre IV), les interactions d'échange peuvent être sommées sur des plans perpendiculaires à l'axe c du cristal

$$W_m = - \sum_{n=0, \pm 1, \pm 2, \dots} 2A_n \vec{S}_i \cdot \vec{S}_{i+n} \quad (\text{V-56})$$

Si l'on prend en considération les plans premiers et seconds voisins, seulement, on obtient l'expression classique :

$$I(\vec{q}) = A_0 + 2A_1 \cos \frac{qc}{2} + 2A_2 \cos qc \quad (\text{V-57})$$

avec $\frac{qc}{2} = \alpha$.

Dans cette expression, A_0 représente l'interaction d'échange entre les moments magnétiques à l'intérieur des plans ferromagnétiques, perpendiculaires à l'axe c ; A_1 représente l'interaction d'échange et α l'angle, entre les moments magnétiques situés dans des plans premiers voisins ; A_2 représente l'interaction d'échange et 2α l'angle, entre les moments magnétiques situés dans des plans seconds voisins.

Comme l'a étudié Néel, en 1938, (N 38) (tableau 2), $I(0)$ pour toutes les terres rares est une constante, car $J_0 / S^2 (J + 1)$ est constant. Ainsi, la variation thermique de l'interaction d'échange (V-57) dépendra essentiellement de celle de $\cos \alpha$. On admettra qu'il en est de même pour la variation thermique de $\left(\frac{\partial I/k}{\partial \log c} \right)_{a,b}$ et de $\left(\frac{\partial I/k}{\partial \log a} \right)_{b,c}$ on a alors

$$\left(\frac{\partial I}{\partial \log c} \right)_{a,b} = \left(\frac{\partial A_0}{\partial \log c} \right)_{a,b} + 2 \left(\frac{\partial A_1}{\partial \log c} \right)_{a,b} \cos \alpha + 2 \left(\frac{\partial A_2}{\partial \log c} \right)_{a,b} \cos 2\alpha \quad (V-58)$$

$$\left(\frac{\partial I}{\partial \log a} \right)_{b,c} = \left(\frac{\partial A_0}{\partial \log a} \right)_{b,c} + 2 \left(\frac{\partial A_1}{\partial \log a} \right)_{b,c} \cos \alpha + 2 \left(\frac{\partial A_2}{\partial \log a} \right)_{b,c} \cos 2\alpha$$

A_0 étant l'interaction d'échange dans les plans ferromagnétiques perpendiculaires à l'axe c , on peut supposer que

$$\left(\frac{\partial A_0}{\partial \log c} \right)_{a,b} = 0.$$

Comme $\cos 2\alpha$ est plus petit que $\cos \alpha$ et que $\left(\frac{\partial A_2}{\partial \log c} \right)_{a,b}$ est faible par rapport à $\left(\frac{\partial A_1}{\partial \log c} \right)_{a,b}$ (BA 68), on obtient :

$$\left(\frac{\partial I}{\partial \log c} \right)_{a,b} = 2 \left(\frac{\partial A_1}{\partial \log c} \right)_{a,b} \cos \alpha \quad (V-59)$$

A la température de Néel, $\cos\alpha = 0,73$ (E 64, K 65, CH 65) :

$$\left(\frac{\partial I/k}{\partial \log c} \right)_{a,b} = 230^\circ\text{K/at.} \quad (\text{IV-21})$$

$$\left(\frac{\partial I/k}{\partial \log a} \right)_{b,c} = - 57^\circ\text{K/at.} \quad (\text{IV-21})$$

On a donc :

$$\left(\frac{\partial I/k}{\partial \log c} \right)_{a,b} = 315 \times \cos\alpha (T) \quad (\text{V-60})$$

La variation thermique de $\left(\frac{\partial I/k}{\partial \log c} \right)_{a,b}$ peut être déterminée à partir de celle de $\cos\alpha$ (E 64, K 65, CH 65).

$\left(\frac{\partial I}{\partial \log a} \right)_{b,c}$ est plus petit que $\left(\frac{\partial I}{\partial \log c} \right)_{a,b}$ et son influence

dans les anomalies magnétiques de longueur est faible par rapport aux autres coefficients magnétoélastiques ; on admettra que sa valeur est indépendante de la température.

2 - Variation thermique des coefficients magnétoélastiques associés à l'anisotropie magnétocristalline

Dans l'expression de A, B et C (V-47) à (V-52), les coefficients magnétoélastiques associés à l'anisotropie sont d'une part :

$$\frac{1}{2} \bar{v}_2^0 \left(\frac{\partial \log \bar{v}_2^0}{\partial \log a} \right)_{b,c} \text{ et } \frac{1}{2} \bar{v}_2^0 \left(\frac{\partial \log \bar{v}_2^0}{\partial \log c} \right)_{a,b} \quad (\text{V-61})$$

et d'autre part

$$\frac{1}{2} (C_{11} - C_{12}) \lambda^{\gamma,2} \quad (\text{V-62})$$

Nous avons déterminé la variation thermique de ces coefficients (V-62) à partir de la variation de $\lambda^{\gamma,2}$, obtenue

expérimentalement par Clark et ses collaborateurs (CL 65). Nous avons adopté la valeur de $C_{11} - C_{12}$, obtenue expérimentalement à 80°K (F 67).

Dans l'expression des coefficients magnétoélastiques associés à \bar{V}_2^0 , (V-61), les quantités $\left(\frac{\partial \log \bar{V}_2^0}{\partial \log a}\right)_{b,c}$ et $\left(\frac{\partial \log \bar{V}_2^0}{\partial \log c}\right)_{a,b}$, sont fonction du rapport c/a (IV-11). Le rapport c/a varie peu avec la température, sa valeur est 1,57 à la température de Néel et 1,58 dans le domaine ferromagnétique, on admettra donc que les valeurs :

$$\left(\frac{\partial \log \bar{V}_2^0}{\partial \log a}\right)_{b,c} = 12,1 \quad \text{et} \quad \left(\frac{\partial \log \bar{V}_2^0}{\partial \log c}\right)_{a,b} = 27,2,$$

sont indépendantes de la température.

La variation thermique des coefficients magnétoélastiques (V-61) s'obtient à partir de la variation de \bar{V}_2^0 . Nous avons utilisé la valeur de \bar{V}_2^0 à 0°K, déduite de l'anisotropie de la susceptibilité paramagnétique (K 66, BO 69) ; la variation thermique de \bar{V}_2^0 est déterminée en utilisant les valeurs de la variation thermique de l'aimantation spontanée (F 69).

3 - Comparaison avec les résultats expérimentaux

Nous avons reporté, figures 30 et 31, les valeurs e_{aa} , e_{bb} et e_{cc} calculées. On peut les comparer avec les valeurs expérimentales déterminées à partir des mesures par diffraction des rayons X (DA 63). Nous avons corrigé les valeurs mesurées de la dilatation thermique du réseau non magnétique, par extrapolation du domaine paramagnétique. La température de Debye et la température de Néel du dysprosium sont

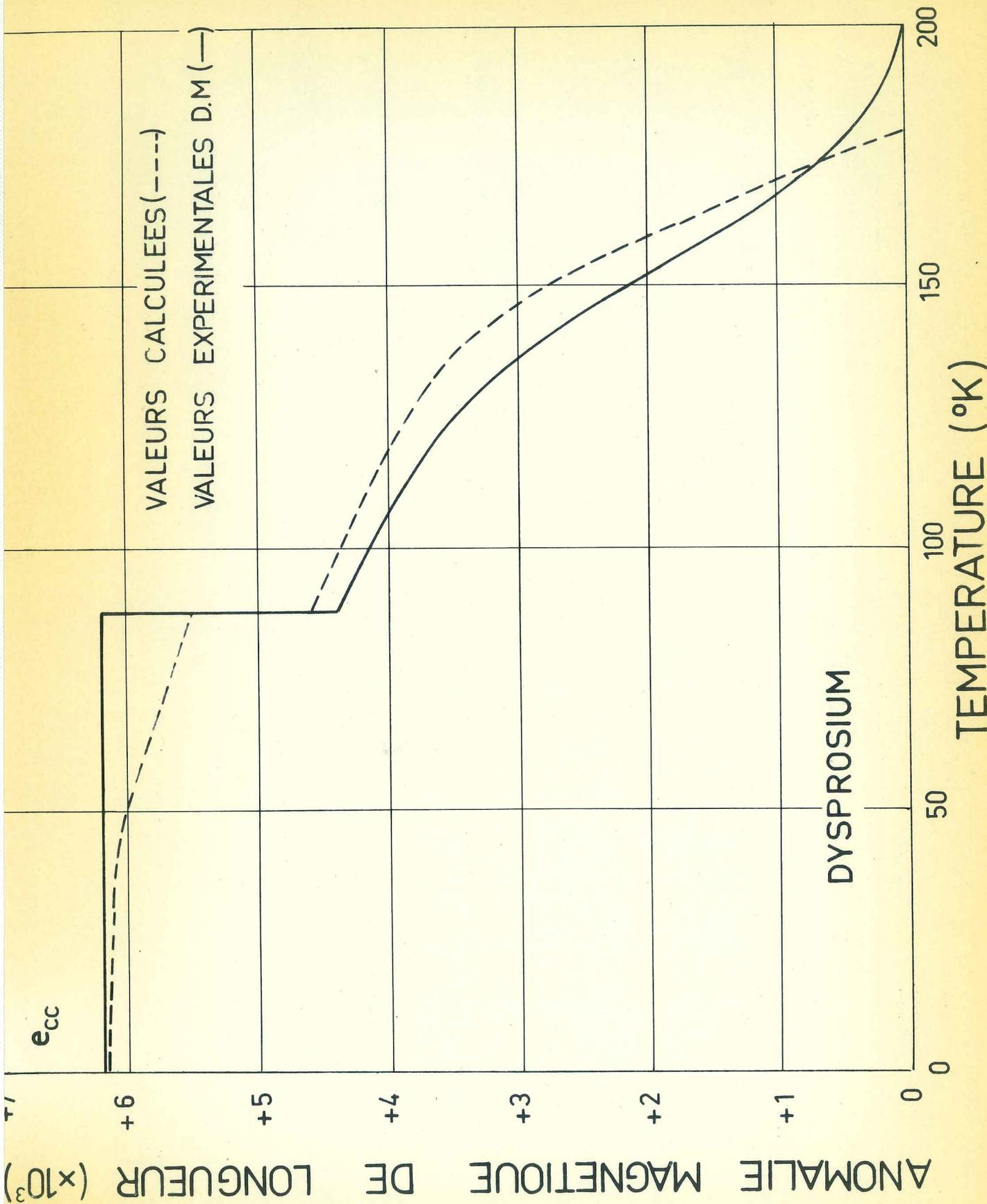


Figure 30 : Anomalie magnétique de longueur suivant l'axe c du dysprosium. Valeurs calculées (---) (V-14) à (V-16), (V-47) à (V-52). Valeurs expérimentales (—) déterminées à partir des mesures de Darnelli et Moore (DM), (DA 63).

ANOMALIES MAGNETIQUES DE LONGUEUR (x10³)

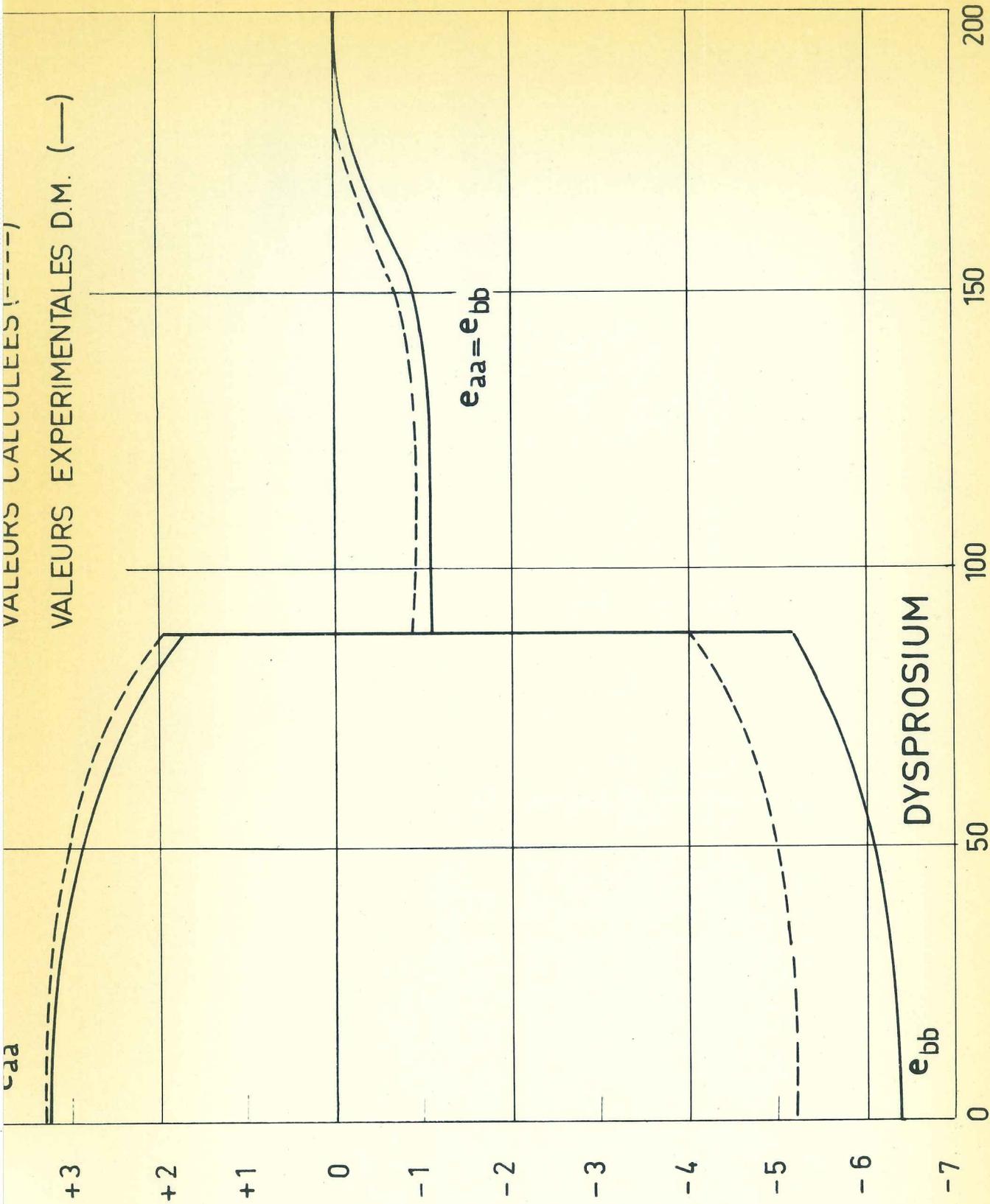


Figure 31 : Anomalies magnétiques de longueur suivant l'axe a et b du dysprosium. Valeurs calculées (---) ((V-14) à (V-16), (V-47) à (V-52)) . Valeurs expérimentales (—) déterminées à partir des mesures de Darnell et Moore (DM), (DA 63).

voisins (R 67, R 68). L'accord entre les valeurs calculées et les valeurs expérimentales est assez satisfaisant. Les valeurs de e_{ee} calculées peuvent aussi être comparées à celles obtenues par Clark et ses collaborateurs (CL 65). A 80°K, les valeurs expérimentales sont, dans le domaine ferromagnétique (F) $e_{ee(F)} = + 5,2 \times 10^{-3}$ et dans le domaine héliomagnétique (H) $e_{ee(H)} = + 3,6 \times 10^{-3}$. Le calcul conduit aux valeurs $e_{ee(F)} = + 5,5 \times 10^{-3}$ et $e_{ee(H)} = + 4,5 \times 10^{-3}$.

I - ANOMALIES MAGNETIQUES DE LONGUEUR DU TERBIUM

Nous ne connaissons, ni les modules d'élasticité du terbium, ni la variation de sa température de Néel avec les contraintes uniaxiales. Cependant, les propriétés physiques du terbium sont proches de celles du dysprosium et nous nous allons montrer qu'il est possible d'obtenir les valeurs des anomalies magnétiques de longueur avec une bonne précision. Nous avons dans le domaine ferromagnétique (V-50) à (V-52) :

$$A = M^2 S^2 k \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log a} \right)_{b,c} + \frac{1}{2} \bar{V}_2^0 \left(\frac{\partial \log \bar{V}_2^0}{\partial \log a} \right)_{b,c} - \frac{1}{2} (C_{11} - C_{12}) \lambda^{\gamma,2}$$

$$B = M^2 S^2 k \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log a} \right)_{b,c} + \frac{1}{2} \bar{V}_2^0 \left(\frac{\partial \log \bar{V}_2^0}{\partial \log a} \right)_{b,c} + \frac{1}{2} (C_{11} - C_{12}) \lambda^{\gamma,2}$$

et

$$C = M^2 S^2 k \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log e} \right)_{a,b} + \frac{1}{2} \bar{V}_2^0 \left(\frac{\partial \log \bar{V}_2^0}{\partial \log e} \right)_{a,b} \quad (V-63)$$

Par analogie avec les résultats obtenus pour le dysprosium, on peut écrire en première approximation, les coefficients magnétoélastiques A et B sous la forme :

$$A = - \frac{1}{2} (C_{11} - C_{12}) \lambda^{\gamma,2} \quad (V-64)$$

$$\text{et } B = + \frac{1}{2} (C_{11} - C_{12}) \lambda^{\gamma,2} \quad (V-65)$$

dans ces conditions : (V-14) à (V-16)

$$e_{aa} = \frac{-\frac{1}{2}\lambda^{\gamma,2} \left[C_{33}(C_{11}+C_{12}) - 2C_{13}^2 \right] - \left[M^2 S^2 k \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log c} \right)_{a,b} + \frac{1}{2} \bar{v}_2^0 \left(\frac{\partial \log \bar{v}_2^0}{\partial \log c} \right)_{a,b} \right] C_{13}}{C_{33}(C_{11}+C_{12}) - 2C_{13}^2} \quad (V-66)$$

$$e_{bb} = \frac{+\frac{1}{2}\lambda^{\gamma,2} \left[C_{33}(C_{11}+C_{12}) - 2C_{13}^2 \right] - \left[M^2 S^2 k \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log c} \right)_{a,b} + \frac{1}{2} \bar{v}_2^0 \left(\frac{\partial \log \bar{v}_2^0}{\partial \log c} \right)_{a,b} \right] C_{13}}{C_{33}(C_{11}+C_{12}) - 2C_{13}^2} \quad (V-67)$$

$$e_{cc} = \frac{\left[M^2 S^2 k \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log c} \right)_{a,b} + \frac{1}{2} \bar{v}_2^0 \left(\frac{\partial \log \bar{v}_2^0}{\partial \log c} \right)_{a,b} \right] (C_{11} + C_{12})}{C_{33}(C_{11}+C_{12}) - 2C_{13}^2} \quad (V-68)$$

La variation thermique des modules d'élasticité a peu d'influence sur les anomalies magnétiques de longueur. Nous avons déterminé ces coefficients élastiques à la température ordinaire par interpolation entre ceux du gadolinium et ceux du dysprosium qui sont d'ailleurs peu différents (F 67). On obtient :

$$C_{33} = 0,753 \times 10^6 \text{ bar} \quad ; \quad C_{13} = 0,218 \times 10^6 \text{ bar} \quad ;$$

$$C_{11} = 0,706 \times 10^6 \text{ bar} \quad \text{et} \quad C_{12} = 0,255 \times 10^6 \text{ bar}.$$

On admettra que la variation de l'échange avec le paramètre c résulte seulement de la variation de l'échange entre plans premiers voisins (BA 68) ; on a ainsi :

$$\left(\frac{\partial I/k}{\partial \log c} \right)_{a,b} = 2 \left(\frac{\partial A_1/k}{\partial \log c} \right)_{a,b} ; \quad \cos \alpha_N = \frac{3J\theta_N}{2S^2(J+1)} \frac{\partial \log \theta_N}{\partial \log c}.$$

(V-69)

Dans cette expression α_N désigne l'angle à la température de Néel entre les moments magnétiques situés dans deux plans premiers voisins. A partir de ce modèle linéaire, compte-tenu des modules d'élasticité et de la variation de la température de Néel avec la pression hydrostatique, il vient avec $\cos \alpha_N = 0,94$ (E 64, K 65, CH 65) :

$$\left(\frac{\partial I/k}{\partial \log c} \right)_{\alpha, b} = 145^\circ \text{K/at. à } \theta_N \quad (\text{V-70})$$

et

$$\left(\frac{\partial I/k}{\partial \log c} \right)_{\alpha, b} = 154 \cos \alpha(T) \quad (\text{V-71})$$

On détermine la variation thermique de $\left(\frac{\partial I/k}{\partial \log c} \right)_{\alpha, b}$ à partir de celle de $\cos \alpha$ (E 64, K 65, CH 65). On tient compte, comme pour le dysprosium, de la variation thermique de $\lambda^{Y,2}$ (P 68) et de celle des coefficients magnétoélastiques associés à \bar{V}_2^0 , en utilisant la valeur donnée par Kasuya à 0°K (K 66) et la variation thermique de \bar{V}_2^0 déterminée expérimentalement à partir des mesures d'aimantation (F 69).

Nous avons reporté, figures 32 et 33, les valeurs e_{aa} , e_{bb} et e_{cc} calculées à partir des relations (V-66) à (V-68). Nous avons reporté également les valeurs expérimentales, obtenues à partir des mesures de Darnell (DAR 63) corrigées de la dilatation thermique du réseau non magnétique.

L'accord entre les valeurs expérimentales et les valeurs calculées est assez satisfaisant.

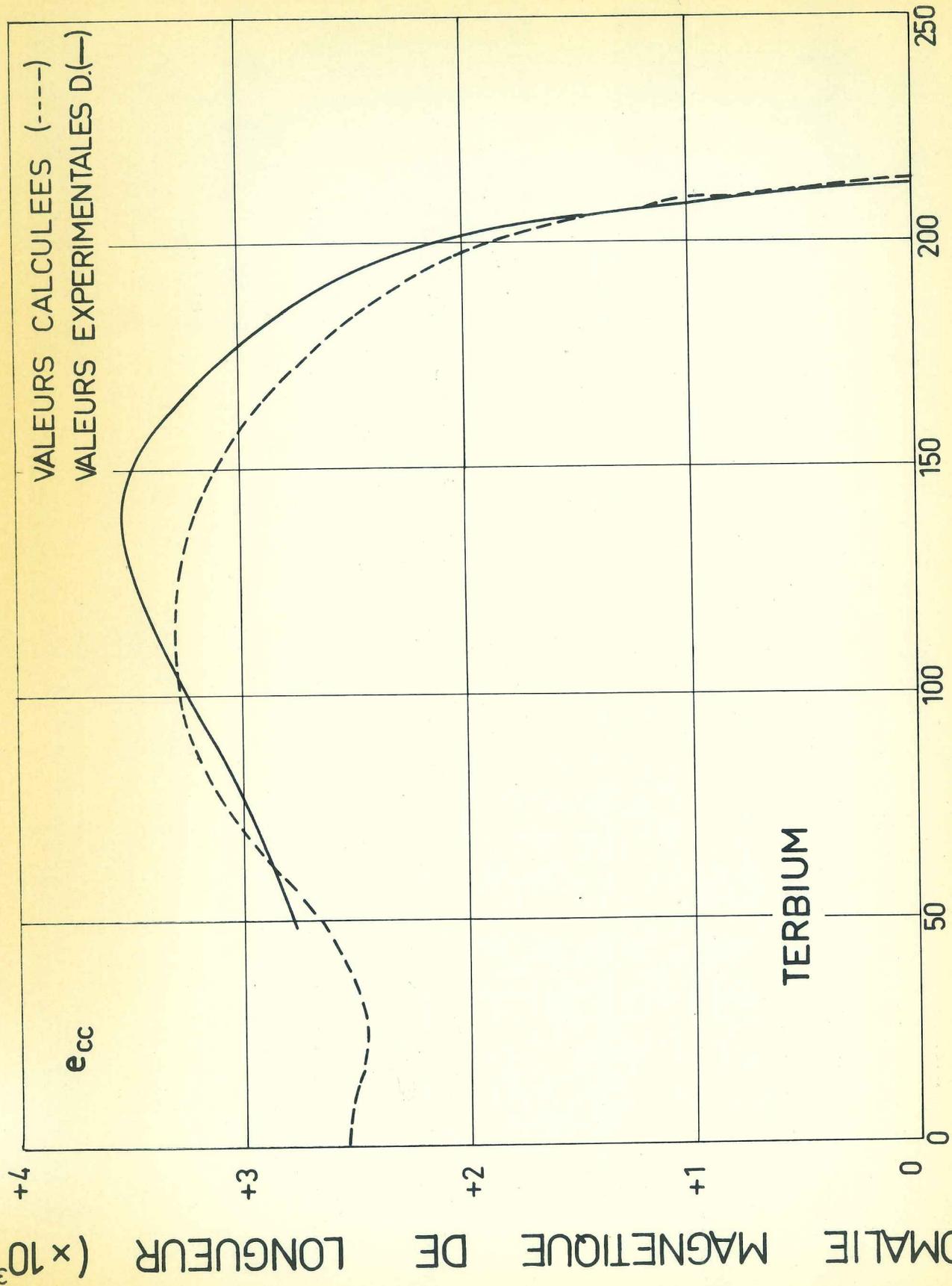


Figure 32 : Anomalie magnétique de longueur du terbium suivant l'axe c. Valeurs calculées (----) (V-66) à (V-68) . Valeurs expérimentales (---) déduites des mesures de Darnell (D), (DAR 63).

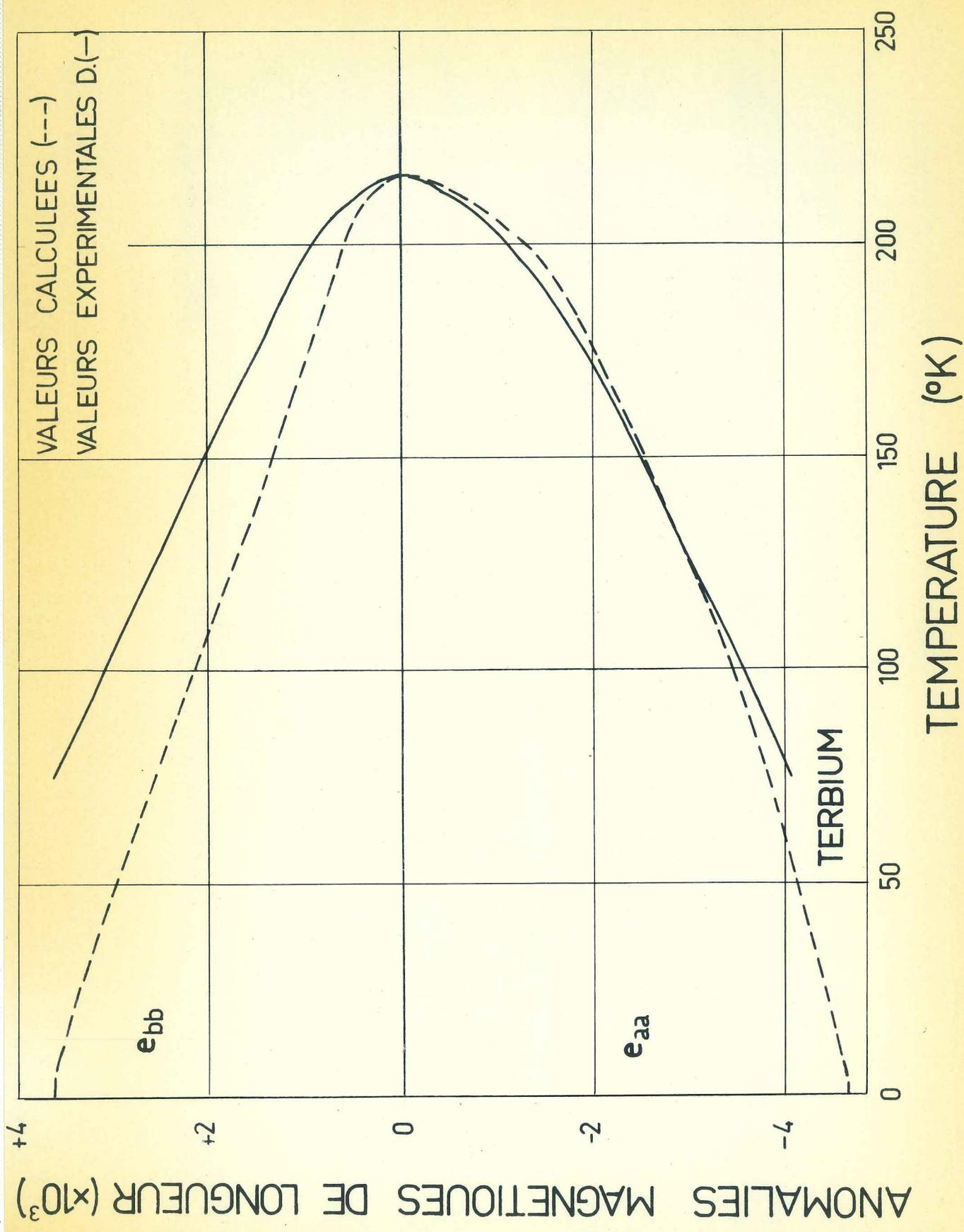


Figure 33 : Anomalies magnétiques de longueur du terbium suivant l'axe a et b . Valeurs calculées (---) (V-66) à (V-68)). Valeurs expérimentales (---) déduites des mesures de Darnell (D) (DAR 63).

C H A P I T R E VI

MAGNETOSTRICTION FORCEE

Pour les différents cas que nous allons étudier, l'effet de forme est négligeable. En effet, il est proportionnel au coefficient de champ démagnétisant, à la puissance deux de l'aimantation et à la compressibilité. Les coefficients de magnétostriction, discutés dans la suite, ont été obtenus à partir de mesure d'extensométrie, sur des échantillons présentant des coefficients de champ démagnétisant faibles, de l'ordre de 1 à 2 (CL 65, R 65). La compressibilité linéaire moyenne des terres rares est de l'ordre de 10^{-12} dynes⁻¹ cm² (F 67) et les aimantations à saturation, de l'ordre de 3000 u.e.m.cm⁻³ (F 69). Les variations relatives de longueur dues à l'effet de forme sont de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-6} (B 63), à comparer aux anomalies magnétiques de longueur de l'ordre de 10^{-3} .

L'effet de cristal résulte de l'anisotropie; lorsque le champ est appliqué suivant un axe de facile aimantation l'effet de cristal est nul.

Considérons un cristal placé dans un champ magnétique suffisamment intense pour qu'il soit aimanté à saturation. Lorsque l'amplitude de champ magnétique varie, on observe des variations de longueur des paramètres cristallins. On appelle coefficient de magnétostriction forcée suivant un axe cristallographique donné, la variation relative de longueur de cet axe par unité de champ magnétique appliqué.

Dans tous les cas étudiés ici, les effets du cristal et les effets de forme seront négligeables (B 63, CL 65, R 65).

A - GADOLINIUM

Pour obtenir la magnétostriction forcée suivant les axes a , b et c du cristal, on différencie les expressions obtenues en champ nul de e_{aa} , e_{bb} et e_{cc} (V-22) et (V-23) ; leurs valeurs dépendent de l'aimantation relative M qui est fonction du champ magnétique suivant la relation :

$$M = B_J(Z) \quad (VI-1)$$

Dans le cas du gadolinium, $B_J(Z)$ représente la fonction de Brillouin relative au nombre quantique $J = 7/2$ avec

$$Z = \frac{g_J \mu_B S H}{kT} + \frac{3S B_J(Z) \cdot \theta}{(S+1)T} \quad (VI-2)$$

où θ désigne la température de Curie.

Soit M' la dérivée de l'aimantation M par rapport à Z ; les coefficients de magnétostriction forcée du gadolinium suivant les axes a et b (λ_{\perp}) et suivant l'axe c (λ_{\parallel}) sont alors :

$$\lambda_{\perp} = \frac{2g_J \mu_B S^3 \left[C_{33} \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log a} \right)_{b,c} - C_{13} \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log c} \right)_{a,b} \right] M \cdot M'}{\theta \left[C_{33} (C_{11} + C_{12}) - 2C_{13}^2 \right] \left(\frac{T}{\theta} \right) - \frac{3SM'}{S+1}} \quad (IV-3)$$

$$\lambda_{\parallel} = \frac{2g_J \mu_B S^3 \left[(C_{11} + C_{12}) \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log c} \right)_{a,b} - 2C_{13} \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log a} \right)_{l,c} \right] M \cdot M'}{\theta \left[C_{33} (C_{11} + C_{12}) - 2C_{13}^2 \right] \left(\frac{T}{\theta} \right) - \frac{3SM'}{S+1}} \quad (VI-4)$$

Le rapport $\lambda_{//}/\lambda_{\perp}$ dépend seulement des modules d'élasticité et de la valeur des variations des interactions d'échange avec les distances interatomiques $\left(\frac{\partial I/k}{\partial \log a}\right)_{a,b}$ et $\left(\frac{\partial I/k}{\partial \log a}\right)_{b,c}$.

Ce rapport varie donc peu avec la température, en accord avec les résultats expérimentaux de Bozorth et Wakiyama (B 63) qui obtiennent $\lambda_{//}/\lambda_{\perp} = -20$ entre 100 et 293°K.

Nous avons reporté, figure 34, les résultats expérimentaux obtenus par Bozorth et Wakiyama (BW) (B 63), pour des champs magnétiques compris entre 10 et 20 kOe, ainsi que ceux obtenus par Coleman et Pavlovic (CP) (C 64), pour des champs magnétiques compris entre 11 et 14 kOe. Nous avons également indiqué, figure 34, les valeurs λ_{\perp} et $\lambda_{//}$ calculées à partir des relations (VI-3) et (VI-4) pour un champ magnétique de 15 kOe. Les valeurs calculées sont en accord satisfaisant avec les valeurs expérimentales.

B - ANOMALIES MAGNETIQUES DE LONGUEUR DU DYSPROSIUM ET DU TERBIUM CAS OU LE CHAMP MAGNETIQUE EST APPLIQUE SUIVANT L'AXE DE FACILE AIMANTATION

1 - Dysprosium

Considérons un monocristal de dysprosium soumis à un champ magnétique appliqué suivant l'axe a de facile aimantation, dans le plan d'un disque plat contenant l'axe c . Pour déterminer l'anomalie magnétique de longueur selon l'axe c , nous utiliserons les expressions de la magnétostriction spontanée (V-16) et (V-47) à (V-52) et nous tiendrons compte de la variation des coefficients magnétoélastiques A, B et C avec le champ magnétique appliqué. Les termes magnétoélastiques associés à l'énergie d'échange sont fonction de la puissance deux de l'aimantation. Callen et Callen (C 66) ont montré que la variation thermique des coefficients d'anisotropie magnétocristalline pouvait être décrite à partir de la variation thermique de l'aimantation. A basse température, la variation thermique de \bar{V}_2^0 du dysprosium est analogue à celle de M^3 , jusqu'à la température de Néel (RH 67, F 69). On

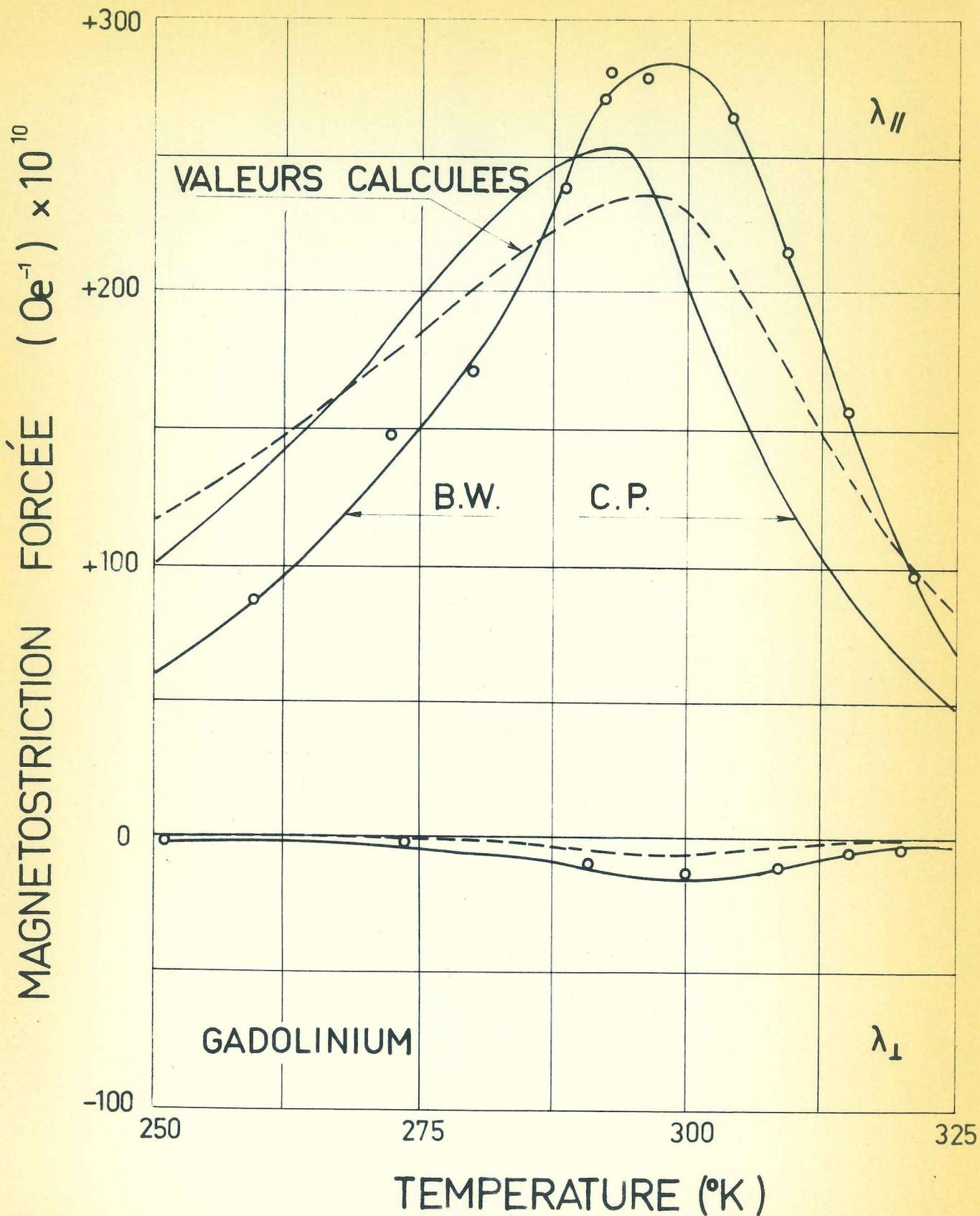


Figure 34 : Magnétostriction forcée de Gd selon a , b et c . Valeurs calculées (---) pour un champ de 15 kOe. Valeurs expérimentales (—○—) de Bozorth et Wakiyamá (BW), (B 63) pour des champs entre 10 et 20 kOe, de Coleman et Pavlovic (CP), (C 64), pour des champs entre 11 et 14 kOe.

exprime les termes magnétoélastiques associés à \bar{V}_2^0 sous la forme :

$$\bar{V}_2^0(0) M^3 \left(\frac{\partial \log \bar{V}_2^0}{\partial \log e} \right)_{a,b} \quad (VI-5)$$

et

$$\bar{V}_2^0(0) M^3 \left(\frac{\partial \log \bar{V}_2^0}{\partial \log a} \right)_{b,c} \quad (VI-6)$$

$\bar{V}_2^0(0)$ désignent la valeur de \bar{V}_2^0 au zéro absolu. On a ainsi

$$e_{cc} = \frac{-(A+B) C_{13} + C(C_{12} + C_{11})}{C_{33} (C_{11} + C_{12}) - 2C_{13}^2} \quad (VI-7)$$

avec

$$A + B = 2M(H)^2 S_k^2 \left(\frac{\partial /k}{\partial \log a} \right)_{b,c} + \bar{V}_2^0(0) M(H)^3 \left(\frac{\partial \log \bar{V}_2^0}{\partial \log a} \right)_{b,c} \quad (VI-8)$$

et

$$C = M(H)^2 S_k^2 \left(\frac{\partial /k}{\partial \log e} \right)_{a,b} + \frac{1}{2} \bar{V}_2^0(0) M(H)^3 \left(\frac{\partial \log \bar{V}_2^0}{\partial \log e} \right)_{a,b}$$

Pour déterminer la variation thermique de e_{cc} avec un champ magnétique interne de 7200 Oe appliqué suivant l'axe a , nous avons utilisé les valeurs de $M(H)$ déduites des mesures d'aimantation en champ fort (F 69) pour un champ interne de 7200 Oe. La valeur de $\bar{V}_2^0(0)$ à 0°K est obtenue à partir des mesures de l'anisotropie de la susceptibilité paramagnétique (A 69, B0 69). Les valeurs de $\left(\frac{\partial I/k}{\partial \log e} \right)_{a,b}$ et $\left(\frac{\partial I/k}{\partial \log a} \right)_{b,c}$ sont celles du domaine ferromagnétique (V-60). On a reporté figure 35, les valeurs e_{cc} calculées et les valeurs expérimentales déduites des mesures de Clark et ses collaborateurs (CL 65) ; ces mesures sont corrigées de la dilatation thermique du réseau non magnétique.

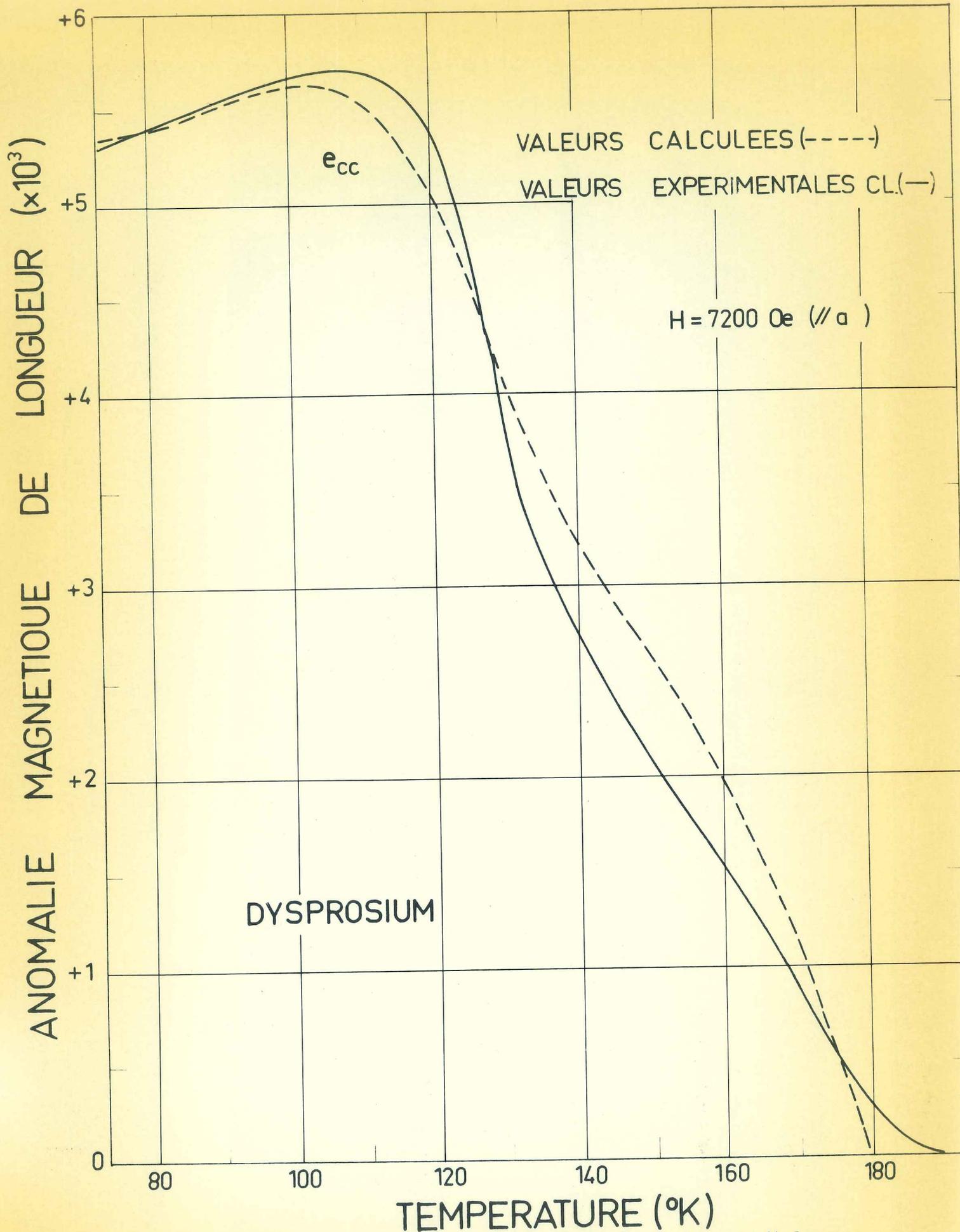


Figure 35 : Anomalie magnétique de longueur de Dy selon σ . Valeurs déduites des mesures de Clark et al (CL 65).

Au voisinage de 140°K, le champ de 7200 Oe n'est pas suffisant pour saturer l'échantillon (F 69) et l'arrangement n'est plus ferromagnétique. On retrouve alors la courbe calculée en champ nul, ce qui est en accord avec les résultats obtenus par Clark et ses collaborateurs (CL 65). Les termes magnétoélastiques associés aux variations de l'échange et de l'anisotropie avec le paramètre α de la maille ne contribuent que pour 2 % à l'anomalie magnétique de longueur suivant c .

L'accord, figure 35, entre les valeurs calculées et les valeurs expérimentales est assez satisfaisant.

2 - Terbium

Considérons un monocristal de terbium soumis à un champ magnétique appliqué suivant son axe b de facile aimantation et dans le plan d'un disque plat. Nous allons déterminer l'anomalie magnétique de longueur suivant l'axe c situé dans le plan du disque et suivant l'axe b , l'axe a étant situé dans le plan du disque.

La méthode de calcul est identique à celle utilisée pour le dysprosium. La variation thermique de \bar{V}_2^0 (F 69) suit une loi en M^4 jusqu'à la température de Néel. Du Plessis (P 68) a montré que le coefficient $\lambda^{\gamma,2}$ pouvait être représenté par la fonction de Bessel normalisée $\hat{I}_{5/2}(\mathcal{L}^{-1}(M))$. Cette fonction est bien représentée à basse température, jusqu'à 210°K, par la variation thermique de M^3 ; à plus haute température, elle suit une loi en $\frac{3}{5}M^2$ (CL 65, P 68). Ainsi, entre 0 et 210°K, on a

$$\lambda^{\gamma,2} = \lambda^{\gamma,2}(0)M^3 \quad (\text{VI-9})$$

et au-dessus de 210°K :

$$\lambda^{\gamma,2} = \frac{3}{5} \lambda^{\gamma,2}(0)M^2 \quad (\text{VI-10})$$

$$e_{cc} = \frac{\left[M^2(H) S^2 k \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log e} \right)_{a,b} + \frac{1}{2} \bar{v}_2^0(0) M^4(H) \left(\frac{\partial \log \bar{v}_2^0}{\partial \log e} \right)_{a,b} \right] (C_{11} + C_{12})}{C_{33} (C_{11} + C_{12}) - 2C_{13}^2} \quad (\text{VI-11})$$

entre 0 et 210°K,

$$e_{bb} = + \frac{1}{2} \lambda^{\gamma,2}(0) M^3(H)$$

$$- \frac{\left[M^2(H) S^2 k \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log e} \right)_{a,b} + \frac{1}{2} \bar{v}_2^0(0) M^4(H) \left(\frac{\partial \log \bar{v}_2^0}{\partial \log e} \right)_{a,b} \right] C_{13}}{C_{33} (C_{11} + C_{12}) - 2C_{13}^2} \quad (\text{VI-12})$$

au-dessus de 210°K

$$c_{DD} = 0,3 \lambda^{\gamma,2}(0) M^2(H)$$

$$\frac{\left[M^2(H) S^2 k \left(\frac{\partial I/k}{\partial \log e} \right)_{a,b} + \frac{1}{2} \bar{v}_2^0(0) M^4(H) \left(\frac{\partial \log \bar{v}_2^0}{\partial \log e} \right)_{a,b} \right] C_{13}}{C_{33} (C_{11} + C_{12}) - 2C_{13}^2} \quad (\text{VI-13})$$

Nous avons calculé les valeurs de e_{cc} et e_{bb} pour un champ interne de 25 000 Oe appliqué suivant l'axe b de facile aimantation. Les valeurs de $M(H)$ sont déduites des mesures d'aimantation en champ fort (F 69). Nous avons emprunté la valeur $\lambda^{\gamma,2}(0)$ à 0°K à Du Plessis (P 68) et la valeur de $\bar{v}_2^0(0)$ à Kasuya (K 66). Les valeurs de $\left(\frac{\partial I/k}{\partial \log e} \right)_{a,b}$ et

$\left(\frac{\partial I/k}{\partial \log a} \right)_{b,c}$ sont celles du domaine ferromagnétique. On a reporté, figure 36, les valeurs e_{bb} et e_{cc} calculées et les valeurs expérimentales déduites des mesures de Rhyne et Legvold (R 65). Ces valeurs mesurées ont été corrigées de la dilatation thermique du réseau non magnétique.

L'accord entre les valeurs calculées et expérimentales est satisfaisant.

C - CONCLUSION DES CHAPITRES V et VI

Grâce à un modèle simple, nous avons pu déterminer d'une manière quantitative les coefficients de magnétostriction spontanée et forcée suivant les axes a , b et c du gadolinium, du terbium et du dysprosium à partir des variations de l'interaction d'échange et des coefficients d'anisotropie \bar{V}_2^0 et \bar{V}_2^{2c} avec les paramètres cristallins.

Les hypothèses et calculs effectués montrent que pour ces terres rares, les variations de l'échange et du coefficient d'anisotropie \bar{V}_2^0 avec les paramètres a et b de la maille cristalline ont un effet négligeable.

Les discontinuités des paramètres de la maille cristalline, à la transition antiferro-ferromagnétique, résultent essentiellement pour l'axe c de la variation brutale de l'énergie d'échange à la transition et pour l'axe a et b , de l'apparition de la distorsion orthorhombique dans le plan de base et ainsi d'un nouveau coefficient d'anisotropie \bar{V}_2^{2c} .

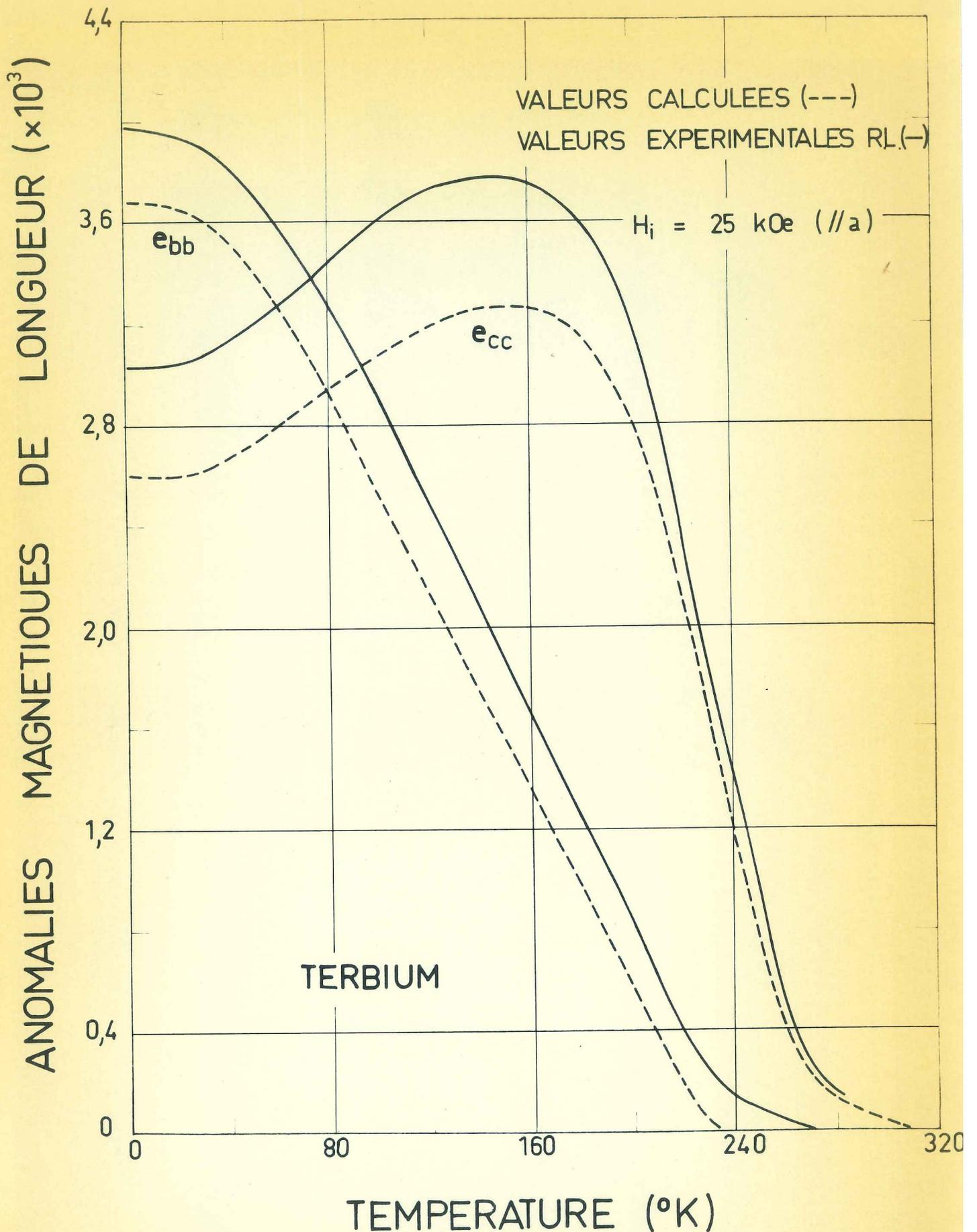


Figure 36 : Anomalies magnétiques de longueur selon l'axe b et c du terbium
 Valeurs expérimentales déduites des mesures de Rhyne et Legvold (R 65).

Il semble que la méthode de diffraction des rayons X pour un cristal de très petites dimensions, soit mieux adaptée que la méthode des jauges à la détermination de la magnétostriction spontanée. Une comparaison entre les résultats déterminés, en champ nul, par diffraction des rayons X et par la méthode des jauges pourrait permettre d'obtenir certaines informations sur la répartition en volume des domaines d'orientations différentes.

Il serait intéressant de confronter les valeurs des coefficients de magnétostriction calculées à partir du modèle que nous avons développé, avec des valeurs expérimentales précises.

C O N C L U S I O N

L'étude expérimentale de la variation des températures de transition magnétiques du gadolinium, du terbium et du dysprosium avec les contraintes uniaxiales et les pressions hydrostatiques nous a permis d'obtenir les valeurs des variations de l'interaction d'échange avec les paramètres de la maille cristalline.

Nous avons établi à partir d'un modèle simple des relations permettant de déterminer de manière quantitative, les coefficients de magnétostriction spontanée et forcée. Nous nous proposons de poursuivre l'étude de la magnétostriction dans le cas d'un champ magnétique appliqué suivant une direction cristallographique quelconque. La détermination de l'effet de faibles contraintes uniaxiales sur les températures de transition magnétiques fournit un grand nombre d'informations nouvelles. L'étude de la variation des coefficients d'anisotropie et de l'aimantation avec des contraintes uniaxiales pourrait apporter des renseignements également très utiles et complémentaires pour une meilleure compréhension des phénomènes de magnétostriction.

A N N E X E S

ANNEXE 1 : Modules adiabatiques d'élasticité du gadolinium et du dysprosium déterminés par Fisher et Dever (F 67).

Module d'élasticité du dysprosium ($\times 10^{-12}$ dynes/cm²)

T, °K	C ₁₁	C ₃₃	C ₁₂	C ₁₃	C ₄₄	$C_{66} = \frac{C_{11} - C_{12}}{2}$
4		0,846			0,273	
77		0,830			0,268	
80		0,8281			0,268	
82		0,8272			0,2733	
84	0,7967	0,8264		0,200	0,2732	
85	0,7987	0,8256		0,204	0,2725	
86	0,8001	0,8252		0,199	0,2719	
87	0,8038	0,8203		0,199	0,2718	
88	0,8050	0,8195	0,319	0,20	0,2717	0,243
174	0,7708	0,7564	0,269	0,228	0,2528	0,2509
175	0,7684	0,7537	0,267	0,229	0,2522	0,2507
176	0,7682	0,7720	0,266	0,225	0,2518	0,2509
177	0,7688	0,7745	0,264	0,226	0,2517	0,2522
298	0,747	0,787	0,262	0,223	0,243	0,243

Compressibilités linéaires et en volume du dysprosium ($\times 10^{12}$ cm²/dynes)

T, °K	β_{\perp}	$\beta_{//}$	β_V
88	0,737	0,860	2,334
100	0,739	0,859	2,337
150	0,756	0,859	2,371
170	0,769	0,854	2,392
175	0,775	0,854	2,404
177	0,786	0,832	2,404
185	0,787	0,823	2,397
200	0,793	0,816	2,402
225	0,799	0,814	2,412
260	0,805	0,806	2,416
298	0,812	0,810	2,434

Module d'élasticité du gadolinium ($\times 10^{12}$ dynes/cm²)

T, °K	C ₁₁	C ₃₃	C ₁₂	C ₁₃	C ₄₄	C ₆₆ = $\frac{C_{11}-C_{12}}{2}$
4	0,7400	0,7901	0,2822	0,2034	0,2382	0,2289
50	0,7374	0,7862	0,2822	0,2028	0,2369	0,2275
100	0,7287	0,7792	0,2805	0,2008	0,2337	0,2241
150	0,7202	0,7723	0,2790	0,2026	0,2293	0,2206
200	0,7105	0,7569	0,2740	0,2035	0,2235	0,2182
218	0,7050	0,7481	0,2703	0,2052	0,2209	0,2173
225	0,7025	0,7514	0,2689	0,2020	0,2197	0,2168
250	0,6922	0,7387	0,2632	0,2034	0,2158	0,2145
286	0,6690	0,7036	0,2494	0,2018	0,2088	0,2100
289	0,6691	0,7150	0,2504	0,2100	0,2080	0,2094
298	0,6667	0,7191	0,2499	0,2132	0,2069	0,2084
330		0,7217			0,2037	0,2055
355		0,7211			0,2013	0,2032
400					0,1973	0,1989
500					0,1900	0,1884
923					0,1610	

Compressibilités linéaire et en volume du gadolinium ($\times 10^{12} \text{cm}^2/\text{dynes}$)

T, °K	$\beta_{//}$	β_{\perp}	β_V
4	0,849	0,809	2,468
50	0,854	0,811	2,475
100	0,861	0,820	2,500
150	0,862	0,826	2,514
200	0,872	0,836	2,544
218	0,875	0,841	2,558
225	0,875	0,847	2,570
250	0,880	0,859	2,599
286	0,911	0,888	2,688
289	0,878	0,887	2,653
298	0,862	0,890	2,643

A N N E X E 2

	Tb	Dy
$\bar{V}_2^0(0)$	$9,77 \times 10^{-15}$ erg/at. (K 66)	$9,04 \times 10^{-15}$ erg/at. (A 69, B0 69)
$\lambda^{\gamma,2}(0)$	$8,5 \times 10^{-3}$ (P 68)	$8,5 \times 10^{-3}$ (CL 65)

REFERENCES

1869

- AM 1869 - E.H. AMAGAT
Comptes Rendus, 1869 à 1894.
- B 18 - P.W. BRIDGMAN
Proc. Amer. Acad. Arts Sc., 53, 269, 1918.
- V 28 - W. VOIGT
Lehrbuch der Kristallphysik, B.G. Teubner, Leipzig,
1910 (2^e éd., 1928).
- A 31 - L.H. ADAMS, J.W. GREEN
Phil. Mag., 12, 361, 1931.
- N 37 - L. NÉEL
Ann. de Phys., 8, 237, 1937.
- N 38 - L. NÉEL
C. R. Acad. Sc. Paris, 206, 49, 1938.
- T 52 - F. TROMBE, M. FOËX
C. R. Acad. Sc. Paris, 235, 42, 1952.
- D 53 - J.S. DUDGALE, F.E. SIMON
Proc. Roy. Soc. (London), A 218, 291, 1953.

- BA 54 - J. BASSET, J. BASSET
J. Phys. Rad., 15, 574, 1954.
- B 54 - J.R. BANISTER, S. LEGVOLD, F.H. SPEDDING
Phys. Rev., 94, 1140, 1954.
- G 54 - M. GRIFFEL, R.E. SKOCHDOPOLE, F.H. SPEDDING
Phys. Rev., 93, 657, 1954.
- P 54 - L. PATRICK
Phys. Rev., 93, 384, 1954.
- R 54 - M.A. RUDERMANN, C. KITTEL
Phys. Rev., 96, 99, 1954.
- G 56 - M. GRIFFEL, R.E. SKOCHDOPOLE, F.H. SPEDDING
J. Chem. phys., 25, 75, 1956.
- B 57 - F. BARSON, S. LEGVOLD, F.H. SPEDDING
Phys. Rev., 105, 418, 1957.
- C 57 - M.A. COOK
J. Acoust. Soc. Am., 29, 449, 1957.
- D 57 - Y. DOUCET, J.P. RAVOUX
J. Phys. Rad., 18, 41A, 1957.
- J 57 - L.D. JENNINGS, R.M. STANTON, F.H. SPEDDING
J. Chem. Phys., 27, 909, 1957.
- T 57 -- TSUANHWU TING, JAMES C. M. LI
Phys. Rev., 106, 1165, 1957.
- Y 57 - K. YOSIDA
Phys. Rev., 106, 893, 1957.

- B 58 - D.R. BEHRENDT, S. LEGVOLD, F.H. SPEDDING
Phys. Rev., 109, 1544, 1958.
- C 58 - B.S. CHANDRASEKHAR
Acta Metallurgica, 6, 212, 1958.
- K 58 - C. KITTEL
Introduction à la Physique du Solide, Dunod, Paris, 1958.
- S 58 - H. SATO
Phys. Rev., 109, 802, 1958.
- B 59 - R.J. BERRY
Can. J. Phys., 37, 1230, 1959.
- C 60 - W.D. CORNER, F. HUTCHINSON
Proc. Phys. Soc. (London), 75, 781, 1960.
- E 60 - U. ENZ
Physica, 26, 698, 1960.
- K 60 - C. KITTEL
Phys. Rev., 120, 335, 1960.
- B 61 - K.P. BELOV, R.Z. LEVITIN, S.A. NIKITIN, A.V. PED'KO
Soviet Physics, JETP, 13, 1096, 1961.
- BU 61 - F.P. BUNDY
J. Appl. Phys., 32, 483, 1961.
- E 61 - R.J. ELLIOTT
Phys. Rev., 124, 346, 1961.
- L 61 - D. LANGER
J. Phys. Chem. Solids, 21, 122, 1961.
- W 61 - M.K. WILKINSON, W.C. KOEHLER, E.O. WOLLAN, J.W. CABLE
J. Appl. Phys., 32, 48S, 1961.

- B 62 - R.M. BOZORTH, T. WAKIYAMA
J. Phys. Soc. Japan, 17, 1669, 1962.
- BL 62 - D. BLOCH, R. PAUTHENET
C. R. Acad. Sc. Paris, 254, 1222, 1962.
- L 62 - E.W. LEE, L. ALBERTS
Proc. Phys. Soc., 79, 977, 1962.
- T 62 - J. TUDOR DAVIES
Proc. Phys. Soc., 79, 821, 1962.
- W 62 - T. WAKIYAMA, R.M. BOZORTH
J. Phys. Soc. Japan, 17, 1670, 1962.
- B 63 - R.M. BOZORTH, T. WAKIYAMA
J. Phys. Soc. Japan, 18, 97, 1963.
- C 63 - E.R. CALLEN, H.B. CALLEN
Phys. Rev., 129, 578, 1963.
- D 63 - F.J. DARNELL
Phys. Rev., 130, 1825, 1963.
- DA 63 - F.J. DARNELL, E.P. MOORE
J. Appl. Phys., 34, 1337, 1963.
- DAR63 - F.J. DARNELL
Phys. Rev., 132, 1098, 1963.
- H 63 - D.E. HEGLAND, S. LEGVOLD, F.H. SPEDDING
Phys. Rev., 131, 158, 1963.
- K 63 - W.C. KOEHLER, H.R. CHILD, E.O. WOLLAN, J.W. CABLE
J. Appl. Phys., 34, 1335, 1963.
- L 63 - P. LANDRY, R. STEVENSON
Can. J. Phys., 41, 1273, 1963.

- LE 63 - S. LEGVOLD, J. ALSTAD, J. RHYNE
Phys. Rev. Letters, 10, 509, 1963.
- N 63 - H.E. NIGH, S. LEGVOLD, F.H. SPEDDING
Phys. Rev., 132, 1092, 1963.
- NI 63 - S.A. NIKITIN
Soviet. Phys. JETP, 16, 21, 1963.
- A 64 - J. ALSTAD, S. LEGVOLD
J. Appl. Phys., 35, 1752, 1964.
- B 64 - K.P. BELOV, S.A. NIKITIN, A.V. PED'KO
Soviet Phys. JETP, 18, 20, 1964.
- BL 64 - D. BLOCH, R. PAUTHENET
Proceedings of the Intern. Conf. on Magnetism,
Nottingham, p. 255, 1964.
- BLE64 -- B. BLEANEY
Proc. Roy. Soc. A.276, 19, 1964.
- C 64 - W.E. COLEMAN, A.S. PAVLOVIC
Phys. Rev., 135, A426, 1964.
- E 64 - R.J. ELLIOTT, F.A. WEDGWOOD
Proc. Phys. Soc., 84, 63, 1964.
- K 64 - J.S. KOUVEL, C.C. HARTELIUS
General Electric, Res. Lab. Report. N.O.N.R. 3893
(00), 1964.
- L 64 - E.w. LEE
Proc. Phys. Soc., 84, 693, 1964.
- N 64 - T. NAKAJIMA, H. TAKAKI
J. Phys. Soc. Japan, 19, 951, 1964.

- R 64 - L.B. ROBINSON, F. MILSTEIN, A. JAYARAMAN
Phys. Rev., 134, A187, 1964.
- S 64 - P.C. SOUERS, G. JURA
Science, 145, 575, 1964.
- T 64 - T. TONEGAWA
J. Phys. Soc. Japan, 19, 1168, 1964.
- BL 65 - D. BLOCH
Thèse d'Etat, Université de Grenoble, 1965.
- C 65 - W.E. COLEMAN, A.S. PAVLOVIC
J. Phys. Chem. Solids, 26, 691, 1965.
- CA 65 - E. CALLEN, H.B. CALLEN
Phys. Rev., 139, A455, 1965.
- CL 65 - A.E. CLARK, B.F. DESAVAGE, R.M. BOZORTH
Phys. Rev., 138, A216, 1965.
- CH 65 - H.R. CHILD, W.C. KOEHLER, E.O. WOLLAN, J.W. CABLE
Phys. Rev., 138, A1655, 1965.
- E 65 - Yu.V. ERGIN
Soviet. Phys. JETP, 21, 709, 1965.
- EL 65 - R. ELLIOTT
Magnetism IIA, G.T. Rado, H. Suhl, Edt. Acad. Press
(New York), 1965.
- G 65 - C.D. Jr. GRAHAM
J. Appl. Phys., 36, 1135, 1965.
- H 65 - R.E. HANNEMAN, H.M. STRONG
J. Appl. Phys., 36, 523, 1965.
- K 65 - W.C. KOEHLER
J. Appl. Phys., 36, 1078, 1965.

- L 65 - L.D. LIVSHITZ, Yu.S. GENSHAFT
Soviet. Phys. JETP, 21, 701, 1965.
- MC 65 - D.B. McWHAN, A.L. STEVENS
Phys. Rev., 139, A682, 1965.
- R 65 - J.J. RHYNE, S. LEGVOLD
Phys. Rev., 138, A507, 1965.
- T 65 - N. TSUYA, A.E. CLARK, R.M. BOZORTH
Proc. of the Intern. Conf. on Magnetism (Institute
of Physics and the Physical Society, London), p. 250,
1965.
- B 66 - K.P. BELOV, R.Z. LEVITIN, B.K. PONOMAREV
Sov. Phys. JETP, 22, 1185, 1966.
- BL 66 - D. BLOCH
Ann. Phys., 1, 93, 1966.
- C 66 - H.B. CALLEN, E. CALLEN
J. Phys. Chem. Solids, 27, 1271, 1966.
- K 66 - T. KASUYA
Magnetism IIB, Rado et Suhl, Edt. Acad. Press. (New
York), 1966.
- M 66 - W.P. MASON
Crystal Physics of Interaction Processes, Acad.
Press (New York, London), 1966.
- O 66 - T. OKAMOTO, N. IWATA, S. ISHIDA, E. TATSUMOTO
J. Phys. Soc. Japan, 21, 2727, 1966.
- R 66 - L.B. ROBINSON, S. TAN, K.F. STERRETT
Phys. Rev., 141, 548, 1966.

- A 67 - I.G. AUSTIN, P.K. MISHRA
Phil. Mag., 15, 529, 1967.
- B 67 - D. BLOCH, F. CHAISSE
J. Appl. Phys., 38, 409, 1967.
- BA 67 - H. BARTHOLIN, D. BLOCH
C. R. Acad. Sc. Paris, 264, 1135, 1967.
- C 67 - B.R. COOPER
Phys. Rev., Letters, 19, 900, 1967.
- CH 67 - D.H. CHUNG
J. Appl. Phys., 38, 5104, 1967.
- D 67 - O.W. DIETRICH, J. ALS. NIELSEN
Phys. Rev., 162, 315, 1967.
- F 67 - E.S. FISHER, D. DEVER
Trans. Met. Soc. AIME, 239, 48, 1967,
et communication personnelle.
- FI 67 - V.A. FINKEL', V.V. VOROB'EV
Soviet Phys. JETP, 24, 524, 1967.
- K 67 - N. KAWAI, M. SAKAKIHARA, A. MORIZUMI, A. SAWAOKA
J. Phys. Soc. Japan, 23, 475, 1967.
- L 67 - P.C. LANDRY
Phys. Rev., 156, 578, 1967.
- M 67 - J.E. MILTON, T.A. SCOTT
Phys. Rev., 160, 387, 1967.
- MC 67 - D.B. McWHAN, A.L. STEVENS
Phys. Rev., 139, A682, 1965 et, 154, 438, 1967.
- R 67 - M. ROSEN
Phys. Rev. Letters, 19, 695, 1967.

- RH 67 - J.J. RHYNE, A.E. CLARK
J. Appl. Phys., 38, 1379, 1967.
- W 67 - A.R. WAZZAN, R.S. VITT, L.B. ROBINSON
Bull. Am. Phys. Soc., 12, 308, 1967.
- A 68 - L. ALBERTS, P. De V. Du PLESSIS
J. Appl. Phys., 39, 581, 1968.
- BA 68 - H. BARTHOLIN, D. BLOCH
J. Phys. Chem. Solids, 29, 1063, 1968.
- BAR68 - H. BARTHOLIN, D. BLOCH
J. Appl. Phys., 39, 889, 1968.
- BE 68 - J.M. BESSON, W.PAUL, A.R. CALAWA
Phys. Rev., 173, 699, 1968.
- C 68 - B.R. COOPER
Solid State Physics, Advances in Research and Applications, Academic Press, (N.Y., London), 21, 393, 1968.
- CAL68 - E. CALLEN
J. Appl. Phys., 39, 519, 1968.
- I 68 - N. IWATA, T. OKAMOTO, E. TATSUMOTO
J. Phys. Soc. Japan, 24, 948, 1968.
- P 68 - P. De V. Du PLESSIS
Phil. Mag., 18, 145, 1968, et 18, 157, 1968.
- R 68 - M. ROSEN
Phys. Rev., 174, 504, 1968.
- T 68 - E. TATSUMOTO, H. FUJIWARA, H. FUJII, N. IWATA,
T. OKAMOTO
J. Appl. Phys., 39, 894, 1968.

- A 69 - R. ALEONARD, P. BOUTRON, D. BLOCH
J. Phys. Chem. Solids, 30, 2277, 1969.
- BA 69 - H. BARTHOLIN, D. BLOCH
Phys. Rev., (à paraître).
- DAR69 - H. BARTHOLIN, D. BLOCH, F. CHAÏSSÉ
C. R. Acad. Sc. Paris, 269, 467, 1969.
- BART69 - H. BARTHOLIN, D. BLOCH
C. R. Acad. Sc. Paris, 269, 496, 1969.
- BO 69 - P. BOUTRON
Thèse d'Etat, Université de Grenoble, 1969,
et communications personnelles.
- E 69 - W.E. EVENSON, S.H. LUI
Phys. Rev., 178, 783, 1969.
- F 69 - J.L. FÉRON
Thèse d'Etat, Université de Grenoble, 1969,
et communications personnelles.
- H 69 - F. HIRONOBU
J. Sc. Hiroshima University, 33, 43, 1969.
- L 69 - M. LONG, Jr., A.R. WAZZAN, R. STERN
Phys. Rev., 178, 775, 1969.
- LA 69 - P.C. LANDRY
Colloque Intern. du C.N.R.S. sur les Propriétés
Physiques des solides sous pression, Grenoble,
sept. 1969.

TABLE DES MATIERES

	Pages
<u>INTRODUCTION</u>	1
<u>CHAPITRE I : Méthodes de mesure et techniques expérimentales</u>	 3
A - <u>Méthode de mesure</u>	3
1 - Détermination des transitions magnétiques	4
2 - Mesure de la température	6
3 - Mesure de la pression	8
a - Pression hydrostatique	8
b - Contraintes uniaxiales	8
B - <u>Dispositif expérimental</u>	9
1 - Application des pressions hydrostatiques	9
2 - Application des contraintes uniaxiales	11
a - Appareillage utilisé au voisinage de la température ambiante	 11
b - Appareillage utilisé à basse température	12
3 - Régulation thermique à basse température	12
<u>CHAPITRE II : Résultats expérimentaux</u>	 13
A - <u>Etudes sous pressions hydrostatiques</u>	15
1 - Gadolinium	15
2 - Terbium	16

	Pages
3 - Dysprosium	17
4 - Remarques	19
B - <u>Etudes sous contraintes uniaxiales</u>	19
1 - Gadolinium	19
2 - Dysprosium	20
 <u>CHAPITRE III : Examens des résultats expérimentaux</u>	 22
A - <u>Homogénéité des résultats expérimentaux</u>	22
B - <u>Transition antiferro-ferromagnétique</u>	23
C - <u>Homogénéité des contraintes uniaxiales</u>	27
 <u>CHAPITRE IV : Détermination des variations des interactions d'échange avec les paramètres cristallins</u>	 29
A - <u>Modèle</u>	29
B - <u>Gadolinium</u>	32
C - <u>Dysprosium</u>	33
 <u>CHAPITRE V : Magnétostriction spontanée</u>	 35
A - <u>Modèle</u>	37
B - <u>Energie libre</u>	38
C - <u>Coefficients magnétoélastiques</u>	40
D - <u>Remarques simplificatrices</u>	41

	Pages
E - <u>Magnétostriction spontanée</u>	42
F - <u>Anomalies magnétiques de longueur du gadolinium</u>	42
G - <u>Détermination des coefficients magnétoélastiques du terbium et du dysprosium</u>	44
1 - Domaine hélimagnétique	44
2 - Domaine ferromagnétique	46
H - <u>Anomalies magnétiques de longueur du dysprosium</u>	52
I - <u>Anomalies magnétiques de longueur du terbium</u>	56
 <u>CHAPITRE VI : Magnétostriction forcée</u>	 59
A - <u>Gadolinium</u>	60
B - <u>Anomalies magnétiques de longueur du dysprosium et du terbium - Cas où le champ magnétique est appliqué suivant l'axe de facile aimantation</u>	61
1 - Dysprosium	61
2 - Terbium	63
C - <u>Conclusion des chapitres V et VI</u>	66
 <u>CONCLUSION</u>	 67
 <u>ANNEXES</u>	 68
 <u>REFERENCES</u>	 73
 <u>TABLE DES MATIERES</u>	 83