

Physics. — *Sur le pouvoir rotatoire paramagnétique, aux très basses températures, du nitrate double de cérium et de magnésium et de deux minéraux contenant du manganèse (spessartite et dialogite).*
 Par MM. JEAN BECQUEREL, W. J. DE HAAS et J. VAN DEN HANDEL.
 (Communication N^o. 218a from the physical laboratory, Leiden.)

(Communicated at the meeting of November 28, 1931.)

I. *Rappel de travaux antérieurs.*

Il a été établi, dans divers mémoires, que les minéraux contenant des terres rares présentent dans un champ magnétique un pouvoir rotatoire d'origine paramagnétique qui croît lorsque la température s'abaisse¹⁾, et qui aux très basses températures tend vers une valeur de saturation à mesure que l'intensité du champ magnétique augmente²⁾. En particulier deux minéraux, la tysonite et la parisite, donnent des rotations colossales certainement dues au cérium : la rotation observée suivant l'axe optique s'exprime par une loi en forme de tangente hyperbolique³⁾

$$\varrho = \varrho_{\infty(\lambda, T)} \operatorname{tghyp} \frac{\mu H}{k T}$$

($\varrho_{\infty(\lambda, T)}$ rotation à saturation, fonction de la longueur d'onde et de la température, k constante de BOLTZMANN, T température absolue, H intensité du champ).

Le moment magnétique actif μ est, pour ces deux cristaux, très voisin du magnéton de BOHR.

Dans le cas de la tysonite, il y a été possible aussi de déterminer la rotation paramagnétique suivant des directions normales à l'axe optique⁴⁾; on trouve encore une loi en forme de tangente hyperbolique, mais avec

¹⁾ JEAN BECQUEREL, *Comptes rendus de l'Acad. des Sciences*, t. **143** (2 décembre 1906), le *Radium* t. IV, p. 56 et 57 (1907); t. V p. 17 (1908). JEAN BECQUEREL et H. KAMERLINGH ONNES, *Comm. Leiden* No. 103. R. LADENBURG, *Zeitschr. f. Phys.* t. **34** (1925) p. 898; t. **46** (1927) p. 168.

²⁾ JEAN BECQUEREL et W. J. DE HAAS, *Comm. Leiden* No. 193a (1928); 199a et 199b (1929).

³⁾ Le xénotime donne une rotation qui obéit à une loi du même type, mais plus complexe. JEAN BECQUEREL et W. J. DE HAAS, *Comm. Leiden* 204a (1929); H. A. KRAMERS, *Comm. Leiden Suppl.* No. 68b (1929); H. A. KRAMERS et JEAN BECQUEREL, *Comm. Leiden Suppl.* No. 68c (1929); JEAN BECQUEREL, W. J. DE HAAS et H. A. KRAMERS, *Comm. Leiden* 204b (1929).

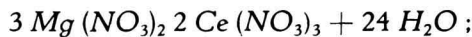
⁴⁾ JEAN BECQUEREL, *Comm. Leiden* No. 191c et No. 211a. JEAN BECQUEREL et W. J. DE HAAS, *Comm. Leiden* 211b et 211c.

une anisotropie magnéto-optique : suivant les axes binaires de première et de deuxième espèce, les moments magnétiques actifs sont respectivement égaux à 0.68_7 et 0.57_2 magnéton, à la température de $1^{\circ}.7$ K.

Il était intéressant, d'une part de mesurer le pouvoir rotatoire d'un autre cristal contenant du cérium, pour le comparer à celui de la tysonite et de la parisite, et d'autre part de rechercher si des cristaux qui contiennent des éléments appartenant à des groupes paramagnétiques autres que celui des terres rares présentent des effets semblables. Il y a, dans cette voie, matière à des recherches très étendues, d'autant plus que les premiers résultats, qui font l'objet de la présente note, sont surprenants et restent pour le moment inexplicables.

II. *Rotation magnétique du nitrate double de cérium et de magnésium.*

Le sel a pour formule chimique



il a été préparé par M. G. URBAIN à qui nous exprimons notre vive reconnaissance.

Ce nitrate double cristallise en tablettes hexagonales. Nous avons fait-nusage d'une lame d'environ 0.7 mm d'épaisseur ¹⁾ normale à l'axe optique, très habilement taillée par MM. STEEG et REUTER.

Appareils utilisés. Le polariseur employé est un prisme de Glan ; l'analyseur un appareil à pénombre à deux prismes (dispositif de Lippich) et à angle de pénombre variable construit par la firme Winkel—Zeiss. Les mesures ont été faites pour la lumière jaune de l'arc au mercure (longueur d'onde moyenne 5780.1 \AA).

L'électro-aimant est un appareil Weiss grand modèle, avec pièces polaires percées de trous de 1 mm de diamètre. Comme dans les expériences antérieures, la distance des poles a dû être portée à 14 mm, à cause de l'épaisseur du cryostat à hélium (3 tubes). Le champ maximum obtenu est de 26990 g^2 .

La température moyenne à laquelle a été soumis le cristal est de $1^{\circ}.54_7$ K. Elle est restée suffisamment constante pendant toute la durée des mesures (les variations n'ont pas dépassé $\pm 0^{\circ}.01$).

Les mesures sont relatives au cas où l'axe optique est parallèle au faisceau lumineux et au champ. L'orientation de l'axe optique a été

¹⁾ Cette épaisseur approximative est celle indiquée par les constructeurs. Nous n'avons pas pu la mesurer avec précision, le cristal, très hygroscopique, ayant été trouvé en déliquescence peu de temps après les expériences.

²⁾ Les valeurs de l'intensité du champ en fonction du courant magnétisant ont été déterminées en valeurs relatives par la rotation magnétique de la tysonite à $20^{\circ}.3$, et le champ maximum en valeur absolue par la rotation du sulfure de carbone (voir Comm. Leiden N^o. 211b, p. 27.)

assurée par une méthode précédemment indiquée (Comm. Leiden N^o. 211a p. 9).

Précision des mesures. Les mesures ne sont malheureusement pas très précises à cause du peu d'intensité de la lumière : le faisceau doit traverser dans le cryostat 12 parois de verre et 6 couches de liquide ; de plus il avait été nécessaire de protéger la lame contre l'humidité par une couche de laque qui diffusait un peu la lumière. Les erreurs ont pu atteindre $0^{\circ}.4$ (au maximum) et comme la rotation dans le champ maximum est seulement de 10° les erreurs relatives sont assez considérables. Cependant l'imprécision des mesures individuelles a été bien compensée par le grand nombre de mesures (20 valeurs de l'intensité, pour les deux sens du champ), car les erreurs n'ont rien de systématique de sorte qu'en définitive les résultats que nous allons indiquer ne sont pas douteux.

Résultats des mesures. Les valeurs absolues des rotations mesurées, correction faite de la rotation due au cryostat, ont été portées en ordonnées sur un diagramme où les abscisses représentent les intensités du champ magnétique (fig. 1).

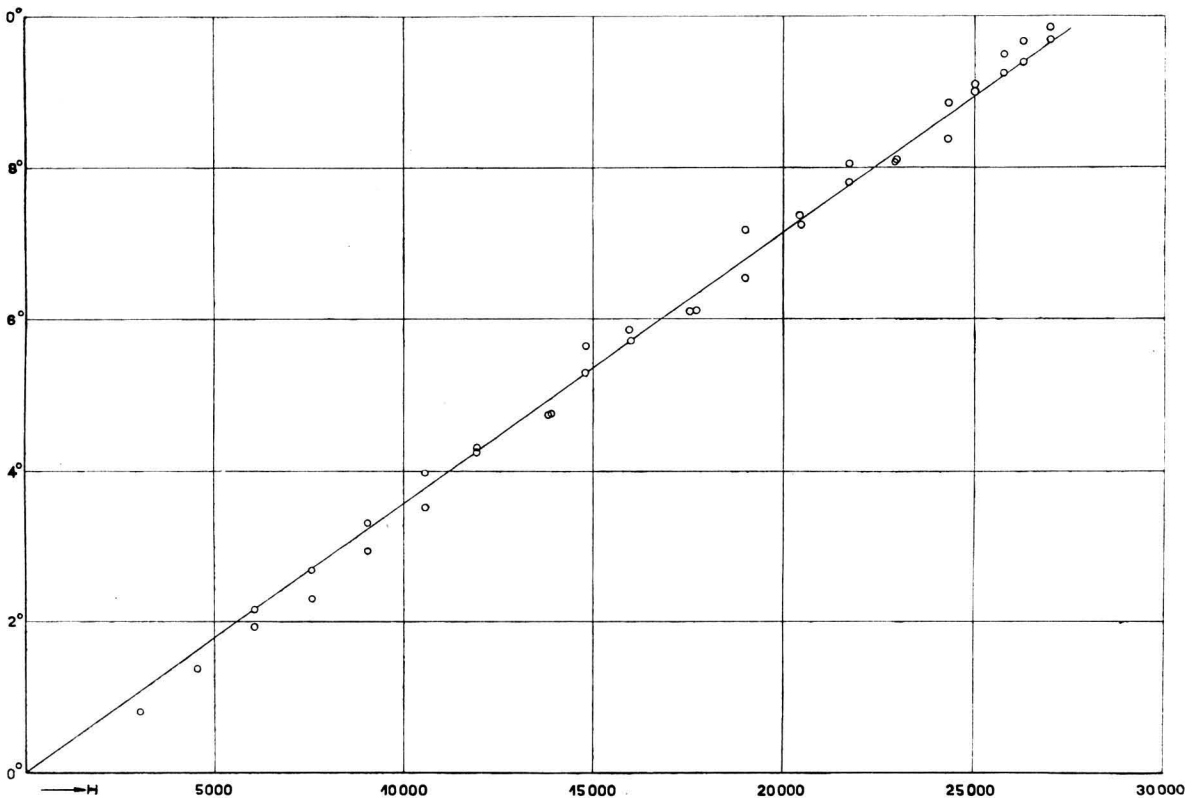


Fig. 1. Nitrate double de Mg et de Ce. Rotation du plan de polarisation, à $1^{\circ}.55$ K. pour la longueur d'onde 5780 \AA . Epaisseur de la lame 0.7 mm . environ.

Le pouvoir rotatoire de ce cristal est de sens négatif, c'est à dire contraire au sens toujours observé pour les rotations diamagnétiques: il semble donc bien qu'une rotation paramagnétique de sens négatif¹⁾ prédomine sur la rotation diamagnétique. Mais un fait surprenant est que, malgré la très basse température, il est impossible de constater une courbure dans l'ensemble des mesures représentées sur le diagramme: la loi de variation en fonction du champ est nettement linéaire²⁾. Le contraste avec les résultats obtenus pour la tysonite et la parisite est frappant.

L'ordre de grandeur de la rotation est également tout à fait différent: à 1.5° K pour 1 mm d'épaisseur et 27000 g. on trouve une rotation de 14° dans le cas du nitrate double³⁾, alors que pour la même radiation la tysonite donne environ 1250°. Bien que le cérium soit très dilué dans le nitrate double, il y a manifestement disproportion entre les rotations et les quantités de cérium contenues, dans ces deux cristaux.

Une observation sommaire, faite avant les mesures dont il vient d'être question, a montré qu'à 20° K le pouvoir rotatoire a déjà les $\frac{2}{3}$ de la valeur qu'il atteint à 1° K. Il y a donc peu de variation dans la région des très basses températures⁴⁾. Il n'a malheureusement pas été possible d'effectuer les mesures que nous nous proposons de faire à des températures plus élevées, le cristal, très hygroscopique, ayant été trouvé en déliquescence peu de temps après les expériences avec l'hélium.

Il est probable, d'après les résultats ci dessus, que la faible grandeur du pouvoir rotatoire paramagnétique du nitrate double de cérium et de magnésium à 1° K et sa variation proportionnelle au champ doivent être attribuées à la petitesse du moment magnétique (< 0.2 magnéton de BOHR) dans l'état initial de l'ion absorbant la lumière. Mais nous ne pouvons, pour le moment, donner une justification théorique de cette interprétation.

1) Il convient toutefois de remarquer qu'une rotation diamagnétique n'est pas forcément de sens positif, et qu'une rotation paramagnétique peut n'être pas de sens négatif, comme le prouve l'effet individuel de certains raies d'absorption des cristaux de terres rares; mais si l'on fait abstraction de cet effet qui est localisé dans le spectre aux environs immédiats des raies en question et n'apparaît que comme une faible perturbation, et si l'on ne considère que l'effet prédominant lié à la forte absorption dans l'ultra-violet, il n'a jamais encore été constaté de rotation diamagnétique négative ni de rotation paramagnétique positive.

2) La droite tracée sur la figure a été calculée d'après l'ensemble des mesures par la méthode des moindres carrés.

3) La rotation paramagnétique doit être un peu plus grande, la rotation mesurée étant la somme algébrique de la rotation paramagnétique et de la rotation diamagnétique.

4) Dans les cristaux de terres rares précédemment étudiés, la valeur de la rotation à saturation diminue progressivement quand la température s'abaisse, de sorte qu'aux très basses températures, la constante de Verdet paramagnétique (champ faibles, loi linéaire) croît moins vite que l'inverse de la température absolue. Cependant jamais une aussi faible variation n'avait été observée entre les rotations à 20° et à 1° K.

III. *Rotation paramagnétique de la spessartite.*

La spessartite est un orthosilicate d'aluminium et de manganèse ($3 \text{ MnO Al}_2\text{O}_3 \cdot 3 \text{ SiO}_2$). Les cristaux appartiennent au système cubique.

Les échantillons employés proviennent de la collection de Minéralogie du Museum National d'Histoire Naturelle de France; ils contiennent un peu de fer (2 % du poids total du minéral, ce qui donne 1 atome de fer pour 16 atomes de manganèse).

Deux lames ont été utilisées: l'une est normale à un axe quaternaire (épaisseur 1.75₇); l'autre est normale à un axe ternaire (épaisseur 1.73₉).

Les expériences ont été faites dans les conditions indiquées au paragraphe précédent. Les meilleures mesures concernent la lame normale à un axe quaternaire.

La température moyenne a été de 1°.47₅ K: les variations en plus ou en moins de cette valeur n'ont pas dépassé 0°.01¹).

Pour chaque sens du champ magnétique, 16 mesures ont été faites avec diverses valeurs de l'intensité, jusqu'à 26990 g.

Le pouvoir rotatoire est de sens négatif: il est beaucoup plus faible que celui observé, dans de précédentes expériences, avec divers minéraux contenant des terres rares: la rotation dans le champ maximum (26990) est seulement de 6°.2 pour l'épaisseur ci-dessus indiquée (1.75₇ mm) et pour la lumière jaune du mercure.

Les valeurs des rotations mesurées, et corrigées de la rotation du cryostat, ont été portées sur un graphique, en fonction de $\frac{H}{T}$. Bien que les erreurs aient pu, pour quelques mesures, atteindre 0°.3, le grand nombre de déterminations permet de tracer la courbe avec une assez bonne précision. Le diagramme obtenu est nettement incurvé.

Le pouvoir rotatoire mesuré doit être considéré comme la somme algébrique du pouvoir rotatoire diamagnétique, et du pouvoir rotatoire paramagnétique: aucun d'eux ne peut être mesuré individuellement. Si l'on admet, pour la rotation paramagnétique, la loi en forme de tangente hyperbolique trouvée dans le cas des minéraux contenant des terres rares, la rotation est de la forme

$$\rho = \rho_{\infty} \operatorname{tghyp} \frac{\mu H}{z T} + AH (\rho_{\infty} < 0, A > 0) \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

le second terme représentant la rotation diamagnétique proportionnelle au champ.

Ayant admis cette formule, et fait par tâtonnements divers essais de valeurs numériques, nous avons reconnu que le moment magnétique actif μ

¹) Pendant les expériences, la pression de l'hélium a été mesurée de 3 en 3 minutes. Les heures des mesures ayant été notées, on a par interpolation la température qui correspond à chaque mesure de rotation.

devait être voisin du magnéton de BOHR. Nous avons alors pris pour μ la valeur μ_B du magnéton ($\frac{\mu_B}{\kappa} = 0.6723 \cdot 10^{-4}$) et traité l'ensemble des mesures par la méthode des moindres carrés; nous avons ainsi obtenu :

$$\varrho_{\infty} = -5^{\circ}.667 \quad A = 0.00004525 \quad (2)$$

valeurs rapportées à l'épaisseur de 1 mm¹) (supposée mesurée à la température ordinaire). Un nouveau calcul, par la méthode des moindres carrés, donne les corrections à faire aux valeurs précédentes pour obtenir la représentation la plus probable des résultats : on trouve que les écarts aux valeurs ci-dessus, prises comme première approximation, sont très petits

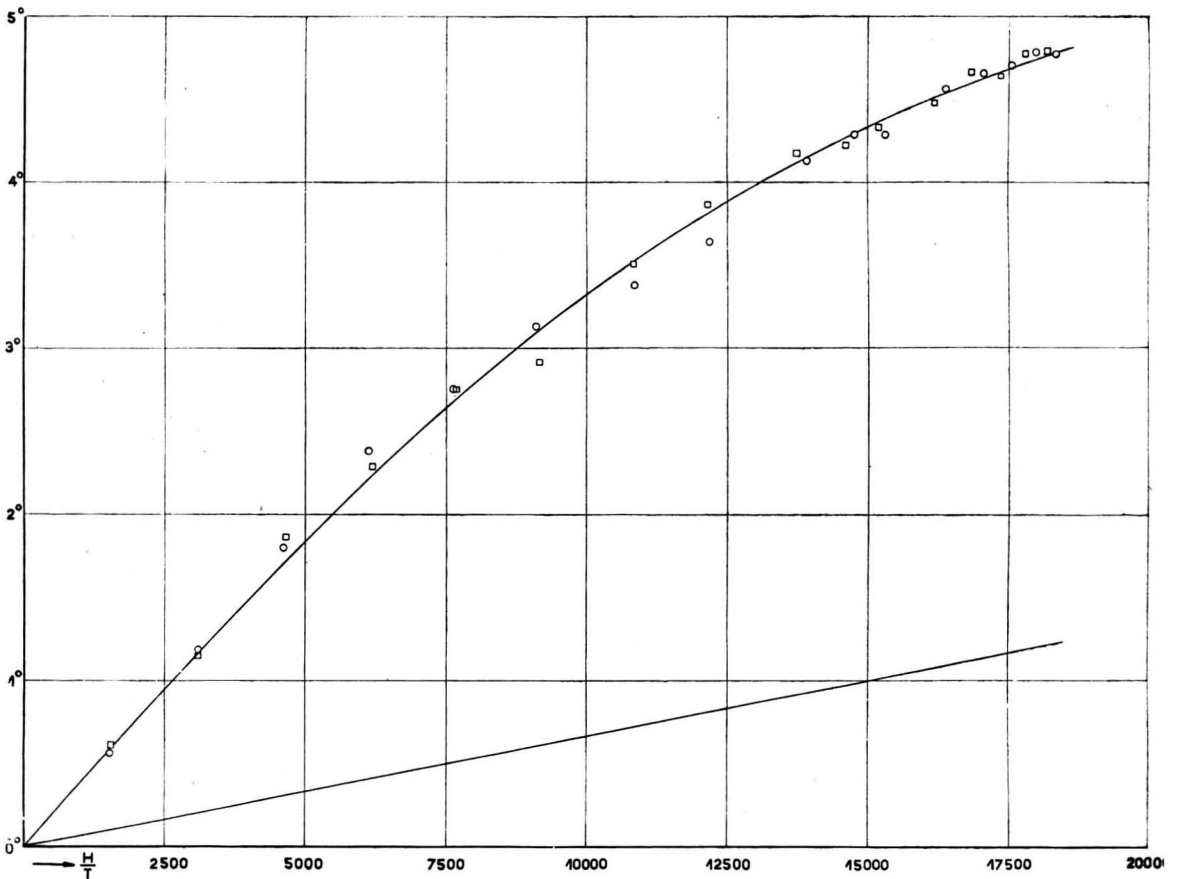


Fig. 2. Rotation magnétique de la spessartite, pour 1 mm d'épaisseur, à 1°.475 K. La courbe représente la rotation paramagnétique calculée, changée de signe. La droite représente la rotation diamagnétique. Les points O et □ se rapportent aux mesures faites avec deux sens opposés du champ.

1) La constante de Verdet, évaluée comme on le fait généralement en mesurant les angles en minutes et les épaisseurs en centimètres est ainsi égale à $2.715 \cdot 10^{-2}$.

$\Delta\mu_B = 0.01 \mu_B$); nous avons donc conservé pour μ la valeur du magnéton et pour q_∞ et A les valeurs (2).

Sur la figure (2), la courbe tracée est la courbe en forme de tangente hyperbolique calculée, représentant la rotation paramagnétique changée de signe; la droite donne la rotation diamagnétique; les différences des ordonnées de la courbe et de la droite représentent, au signe près, les rotations que donne 1 mm d'épaisseur du cristal (rotations calculées du tableau ci-dessous). Les points marqués représentent les mesures corrigées des rotations diamagnétiques AH calculées avec la valeur trouvée pour A (les différences entre les ordonnées des points et celles de la droite représentent les rotations effectivement mesurées).

Le tableau qui suit donne, pour les 2 séries de mesures (2 sens opposés du champ) les valeurs de H , de $\frac{H}{T}$, des rotations mesurées et des valeurs calculées du second membre de (1); les rotations sont ramenées à l'épaisseur de 1 mm.

Rotation magnétique suivant un axe quaternaire.

$$\left. \begin{array}{l} \lambda = 5780 \text{ \AA} \\ e = 1 \text{ mm} \end{array} \right\}$$

1 ^e série				2 ^e série			
H	$\frac{H}{T}$	Rotation mesurée	Rotation calculée	H	$\frac{H}{T}$	Rotation mesurée	Rotation calculée
2272	1538	-0.46	-0.481	2272	1551	-0.51	-0.486
4536	3101	-0.98	-0.959	4544	3099	-0.94 ₅	-0.958
6816	4616	-1.48 ₅	-1.396	6816	4653	-1.55 ₅	-1.409
9047	6126	-1.97	-1.801	9058	6190	-1.87 ₅	-1.821
11243	7621	-2.24	-2.165	11223	7675	-2.24	-2.181
13385	9090	-2.52 ₅	-2.482	13400	9153	-2.31	-2.498
16000	10850	-2.65 ₅	-2.804	15945	10834	-2.78 ₅	-2.803
18001	12189	-2.82 ₅	-3.009	17993	12155	-3.05 ₅	-3.002
20406	13910	-3.20 ₅	-3.230	20406	13732	-3.25 ₅	-3.199
21751	14756	-3.30 ₅	-3.312	21711	14611	-3.24	-3.290
22530	15311	-3.26 ₅	-3.364	22565	15185	-3.31 ₅	-3.343
24055	16372	-3.47 ₅	-3.449	24055	16188	-3.38 ₅	-3.423
25014	17045	-3.52 ₅	-3.494	25014	16833	-3.53 ₅	-3.467
25780	17545	-3.53 ₅	-3.521	25783	17351	-3.47 ₅	-3.498
26435	17968	-3.58 ₅	-3.541	26432	17788	-3.58	-3.521
26988	18327	-3.55	-3.557	26990	18163	-3.57	-3.538

Les mesures faites avec la lame normale à un axe ternaire sont moins satisfaisantes, parce que l'hélium dans le cryostat arrivait à sa fin: il a fallu opérer rapidement et se contenter d'un petit nombre de mesures.

Tout ce qu'on peut dire, c'est que le pouvoir rotatoire suivant un axe ternaire semble bien être le même que suivant un axe quaternaire. Le tableau suivant donne, pour 1 mm d'épaisseur, les rotations mesurées et les rotations calculées par la formule (1) avec le magnéton et les valeurs (2) de ϱ_{∞} et de A . On remarquera que les écarts n'ont rien de systématique.

Rotation magnétique suivant un axe ternaire.

H	$\frac{H}{T}$	Rotation mesurée	Rotation calculée	Ecart
3620	2450	-1.07	-0.761	0.31
7558	5114	-1.93	-1.533	0.40
11195	7574	-1.95	-2.153	-0.20
14548	9843	-2.80	-2.625	0.17
21262	14386	-3.10	-3.273	-0.17
23433	15854	-3.44	-3.404	0.04
24570	16624	-3.36	-3.459	-0.10
25048	17191	-3.64	-3.495	0.15
26976	18252	-3.31	-3.549	-0.24
26985	18258	-3.40	-3.549	-0.15

Il est bien entendu que la valeur trouvée pour le moment magnétique dépend essentiellement de la loi suivant laquelle varie la rotation paramagnétique en fonction de $\frac{H}{T}$, et que la valeur approximative de 1 magnéton n'est obtenue que si l'on admet pour la rotation paramagnétique une loi en forme de tangente hyperbolique. La précision des mesures faites à 1°.47 K n'est pas assez grande pour qu'on puisse affirmer que la loi adoptée est exacte. Heureusement les mesures faites depuis la température ordinaire jusqu'aux températures obtenues avec l'hydrogène liquide apportent un sérieux argument en faveur des résultats qui précèdent¹⁾.

Lumière jaune du mercure, rotations rapportées à 1 mm d'épaisseur.

¹⁾ Les mesures à 302° et à 77.5° K ont été faites au laboratoire de physique du Museum de Paris, avec la collaboration de M. LOUIS MATOUT. Les expériences aux températures de 20°.3 et de 14°.1 ont été faites à Leiden.

T	H	ϱ	
302° K	19030	+0.731 ₆	Moyenne de 20 mesures faites en inversant H .
77.5° K	19030	+0.244 ₀	
20.3° K	30430	-1.40 ₄	
14.1° K	30430	-1.81 ₅	

Considérons les résultats obtenus à 302° et à 77°.5. Dans les cristaux jusqu'à présent étudiés, il a toujours été constaté qu'entre la température ordinaire et celle de l'azote liquide la rotation paramagnétique est sensiblement en raison inverse de la température absolue. Admettons donc la loi de CURIE ; désignons par X la constante diamagnétique supposée indépendante de la température, et par Y la rotation paramagnétique pour 1 gauss, à 302° K. Nous avons les équations :

$$19030(X + Y) = 0.731_6$$

$$19030 X + 19030 \cdot \frac{302}{77.5} Y = 0.244_0,$$

d'où

$$X = + 0.0000465$$

$$Y = - 0.00000866.$$

Nous trouvons donc une constante diamagnétique X presque exactement égale à la valeur ($A = 0.00004525$) obtenue précédemment ; le faible écart est de l'ordre de la précision des mesures, et d'ailleurs la rotation diamagnétique ne doit pas être tout à fait indépendante de la température. En tous cas la vérification est excellente. Quant aux mesures à 20° et à 14°, elles montrent que la loi de CURIE cesse d'être suivie à des températures plus basses, fait qui a été constaté jusqu'à présent dans tous les cristaux paramagnétiques.

Si l'on adoptait, pour représenter les rotations aux très basses températures, une loi d'aimantation différente de la loi en forme de tangente hyperbolique, la loi de CURIE ne serait plus du tout vérifiée aux hautes températures. Par exemple : cherchons à représenter les résultats obtenus à 1°.47 K, en prenant pour loi d'aimantation la loi de LANGEVIN, c'est à dire posons :

$$\varrho = \varrho_{\infty} \left(\coth \frac{\mu H}{k T} - \frac{1}{\frac{\mu H}{k^2 T}} \right) + AH,$$

l'accord avec l'expérience serait tout aussi bon qu'en prenant une tangente hyperbolique, mais les valeurs de μ , ϱ_∞ , A à $1^\circ.47_5$ seraient les suivantes :

$$\mu = 2.08 \mu_B \quad \varrho_\infty = -9^\circ.49_3 \quad A = +0.0000867_7$$

Il semble bien que la rotation diamagnétique ainsi obtenue soit trop grande, car admettant cette valeur de A , les mesures à $77^\circ.5$ et 302° conduiraient à un rapport de rotations paramagnétiques, à ces deux températures, égal à 1.5 et vraisemblablement trop petit.

En définitive, il est extrêmement probable que la rotation paramagnétique de la spessartite est représentée par une loi en forme de tangente hyperbolique, ou par une loi qui se rapproche beaucoup plus de la tangente hyperbolique que de la loi de Langevin, avec un moment magnétique peu différent du magnéton de BOHR et certainement inférieur à 2 magnétons¹⁾.

IV. Rotation paramagnétique de la dialogite.

Ce minéral est un carbonate de manganèse (spath de manganèse système rhomboédrique). L'échantillon dont nous avons fait usage provient de la collection du Museum ; il ne contient que peu de fer (0.07 % du poids total).

La lame utilisée, d'épaisseur 1.73_6 mm, est normale à l'axe optique. Les expériences ont été faites à la température moyenne de $1^\circ.54_0$ K, dans les conditions indiquées aux paragraphes précédents.

Le pouvoir rotatoire suivant l'axe optique est de sens négatif. Il est encore plus faible que pour la spessartite, et les mesures sont plus difficiles, car le cristal est très biréfringent, ce qui nécessite des réglages pénibles. Pour ces raisons la précision est médiocre. Il apparaît toutefois avec certitude que la rotation n'est pas proportionnelle au champ. Il semble bien qu'on puisse la représenter par la formule (1), en prenant encore pour moment magnétique actif le magnéton de BOHR. Par la méthode des moindres carrés, on obtient pour la saturation ϱ_∞ de la rotation paramagnétique et pour la constante A de la rotation diamagnétique, les valeurs suivantes :

$$\varrho_\infty = -1^\circ.32_2 \quad A = +0.00000897 ;$$

ces valeurs sont rapportées à 1 millim. d'épaisseur.

Le tableau ci-dessous donne, pour l'épaisseur de 1 millimètre, les rotations mesurées et les rotations calculées. La figure (3) (établie comme la fig. (2) relative à la spessartite) représente la courbe théorique de la rotation paramagnétique changée de signe, la droite figurant la rotation diamagnétique et les résultats des mesures (valeurs mesurées, corrigées du

¹⁾ La loi en forme de tangente hyperbolique et la loi de LANGEVIN sont en quelque sorte les deux extrêmes. Pour une même courbe expérimentale, assimilable aux erreurs d'expérience près à l'une ou l'autre des courbes données par ces lois, la première donne le moment magnétique minimum, l'autre donne le moment maximum.

terme diamagnétique calculé). Les erreurs relatives sont grandes, mais elles ne sont pas systématiques : par suite, si la loi paramagnétique est

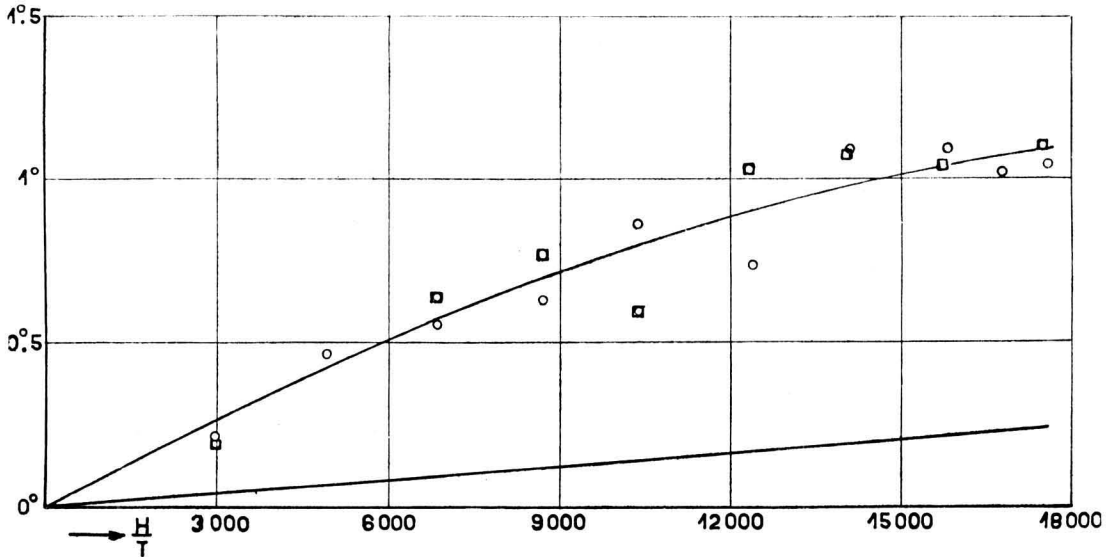


Fig. 3.

représentée par une tangente hyperbolique, le moment magnétique est ici encore de l'ordre du magnéton.

Rotation magnétique suivant l'axe optique, à $1^{\circ}.54$ K. $\lambda = 5780$ $e = 1$ mm

1 ^{re} Série					2 ^{me} Série				
H	$\frac{H}{T}$	Rotation mesurée	Rotation calculée	Ecart	H	$\frac{H}{T}$	Rotation mesurée	Rotation calculée	Ecart
4544	2946	-0.18	-0.218	-0.04	4582	2971	-0.15	-0.220	-0.07
7574	4911	-0.40	-0.354	+0.05	10564	6853	-0.54	-0.475	+0.065
10558	6847	-0.46	-0.474	-0.01	13400	8692	-0.65	-0.575	+0.075
13400	8692	-0.51	-0.575	-0.065	16002	10372	-0.45	-0.653	-0.203
15983	10372	-0.71	-0.655	+0.055	19017	12315	-0.86	-0.728	+0.13
19070	12381	-0.57	-0.730	-0.16	21722	14054	-0.88	-0.780	+0.10
21699	14095	-0.90	-0.782	+0.12	24325	15725	-0.82	-0.819	0.00
24318	15803	-0.87	-0.822	+0.05	26984	17484	-0.86	-0.852	+0.01
25776	16761	-0.79	-0.840	-0.05					
26977	17560	-0.80	-0.852	-0.05					
26984	17574	-0.81	-0.853	-0.04					

V. *Conclusions.*

Les résultats qui précèdent montrent que dans la spessartite et dans la dialogite la rotation paramagnétique est déterminée par un moment magnétique qui est très probablement de l'ordre de grandeur du magnéton.

D'autre part les théories de HUND, LAPORTE—SOMMERFELD, BOSE—STONER, sont, dans le cas particulier de l'ion Mn^{++} en accord pour attribuer à cet ion un moment magnétique égal à 5 magnétons, et cette prévision est vérifiée par les mesures d'aimantation faites avec divers sels de manganèse ¹⁾).

Un fait est cependant certain : le pouvoir rotatoire observé pour la spessartite et la dialogite à $1^{\circ}.47$ K ne peut en aucune façon, quelle que soit la loi d'aimantation admise, être déterminé par un moment magnétique supérieur à 2 magnétons.

¹⁾ Voir à ce sujet W. J. DE HAAS et G. J. GORTER, *Comm. Leiden* N^o. 210d, p. 41.