HAL
open science

Sur la viscosité magnétique anomale

Alexandra Mitkevitch

To cite this version:

Alexandra Mitkevitch. Sur la viscosité magnétique anomale. Journal de Physique et le Radium, 1936, 7 (3), pp.133-137. 10.1051/jphysrad:0193600703013300 . jpa-00233400

HAL Id: jpa-00233400

https://hal.science/jpa-00233400

Submitted on 4 Feb 2008

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.

SUR LA VISCOSITÉ MAGNÉTIQUE ANOMALE

Par Mlle Alexandra MITKEVITCH.
Institut industriel, Leningrad.

Sommaire. — Il est bien connu d'après les recherches de Ewing que la variation de l'induction magnétique retarde dans le temps par rapport au changement du champ en vertu de la viscosité magnétique normale. Les expériences de l'auteur ont démontré dans quelques conditions particulières le phénomène de la viscosité magnétique anomale, le changement supplémentaire de l'induction magnétique étant de signe inverse par rapport au changement précédent de la force magnétique, c'est-à-dire à ce qui pourrait être attribué à la viscosité normale ou aux courants de Foucault. En même temps, l'auteur a établi que dans les cas où l'effet de la viscosité normale peut entièrement masquer l'effet anomal, on parvient, en ayant recours à des conditions spéciales, à mettre en lumière la coexistences des effets normal et anomal.

1. En général, la viscosité magnétique doit être défifinie comme le phénomène par lequel une substance, soumise à un régime stable d'actions extérieures, présente une variation de son état magnétique ou de ses propriétés magnétiques avec le temps. En particulier, dans ce qui suit, sous l'effet de la viscosité magnétique je vais entendre la variation de l'induction magnétique dans le temps, pour un champ magnétique constant, les conditions extérieures restant fixes.

La viscosité magnétique, de par sa nature même, est étroitement liée au côté physique du processus de chaque variation de l'état magnétique de la substance. Ainsi les recherches sur la viscosité doivent contribuer à une connaissance plus complète des phénomènes magnétiques en général. Toutefois, l'observation de la viscosité magnétique se heurte à de si graves difficultés que la question de la nature de ce phénomène reste jusqu'à présent indécise, au point que dans certains cas on considère la viscosité magnétique comme résultant de courants de Foucault fort compliqués et que parfois l'existence même du phénomène est mise en doute.

2. Ewing (1), (2), (3), à qui est due la découverte de la viscosité magnétique (normale) pour champs faibles, découverte datant d'un demi-siècle (1885), a étudié dans des tiges pleines de fer bien recuit, entre autres, l'influence d'un certain temps pendant lequel le champ magnétique était maintenu constant, sur l'accroissement de l'induction magnétique se produisant après une légère augmentation supplémentaire du champ. L'accroissement de l'induction avec le temps était sensiblement moindre lorsque la durée de l'action du champ précédent était plus prolongée (2), (3). En opérant avec des champs de 0,04 à 3 öersteds, Ewing a observé des retards à l'établissement de l'induction magnétique de l'ordre de secondes, de minutes et même de dizaines de minutes. Bozorth (4) a fait voir que les résultats des expériences de Ewing ne sauraient être expliqués par les courants de Foucault, tandis que les données expérimentales de Lapp (3), suivant Bozorth (4), sont dans une certaine mesure reliées aux courants de Foucault. J'ai montré (10) que la formule expérimentale, obtenue par Kühlewein (6) pour le calcul de la viscosité magnétique, présente une structure analogue à celle de la formule de lord Rayleigh pour le calcul de l'influence des courants de Foucault. Il y a lieu de croire que le travail de Kühlewein peut être envisagé comme une étude de l'influence des courants de Foucault. Wedensky (8) a constaté que dans des fils de fer minces le retard à l'établissement de l'induction ne concorde plus avec les valeurs obtenues par le calcul de l'influence des courants de Foucault. Preisach (7), en étudiant le retard à l'établissement de l'induction dans un alliage de fer et de nickel, a remarqué que dans ses expériences la durée de l'action du champ magnétique n'influait pas sur le caractère de la décroissance avec le temps de l'induction consécutive à la diminution du champ, ce qui, en somme, est en contradiction avec les expériences classiques de Ewing. Il est fort probable, cependant, que, dans le travail de Preisach les conditions d'expérience et les propriétés spéciales des matériaux examinés étaient défavorables à l'observation de certains effets de la viscosité magnétique.

3. Dans mes précédents travaux, ainsi que dans le travail exposé dans le présent article, j'ai étudié plusieurs tores de fils de fer recuit de 0,1 mm de diamètre, isolés à gomme-laque. Certains autres détails, particuliers aux conditions des expériences correspondantes, seront décrits plus loin. Tant le calcul théorique que les expériences font voir que, pour un diamètre du fil de fer de 0,1 mm, le retard dû aux courants de Foucault ne se fait pas sentir pratiquement après des intervalles de l'ordre de 0,001 seconde.

Mes expériences ont démontré le phénomène de la viscosité magnétique dans les fils de fer minces pour des champs magnétiques jusqu'à cent öersteds et, dans certains cas, ont permis d'observer des manifestations de la viscosité pendant trente minutes après la variation du champ (9). J'ai établi que des secousses mécaniques et quelquefois aussi l'influence d'une décharge oscillatoire affaiblissent les effets ultérieurs de la viscosité (12). De plus, j'ai donné une méthode expérimentale simple pour séparer l'effet de la viscosité d'avec celui des courants de Foucault (13), méthode valable pour les cas lorsque l'influence des courants de Foucault ne se prête pas au calcul.

Article published online by EDP Sciences and available at http://dx.doi.org/10.1051/jphysrad:0193600703013300

Ainsi nous pouvons affirmer que la viscosité magnétique existe à titre de phénomène spécial, qui ne résulte aucunement des courants de Foucault, quelque compliqués qu'ils fussent, mais que la viscosité est causée par un état magnétique transitoire de la matière, tendant vers un état plus ou moins stable. En pleine conformité avec les vues de Ewing ([3]) et de Bozorth ([4]) il est permis de croire que la viscosité magnétique est due à l'inconstance dans le temps de l'état énergétique des domaines élémentaires.

4. Il est bien connu d'après les recherches de Ewing que la variation de l'induction magnétique (tronçons AC et DE, fig. 1) retarde dans le temps par rapport au changement du champ grâce à la viscosité magnétique normale (tronçons CC' et EE', fig. 1).

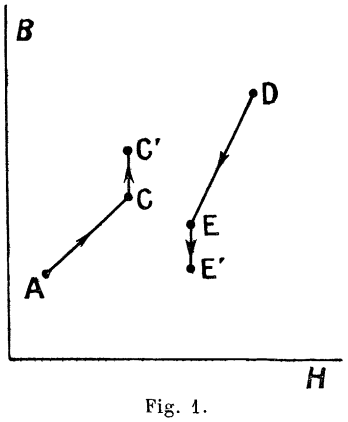

Fig. 1.

En examinant la viscosité magnétique en différents points du cycle d'hystérèse, dans les tores ci-dessus mentionnés, j'ai réussi à établir l'existence d'une viscosité anomale ([11]) qui représente, à première vue, un

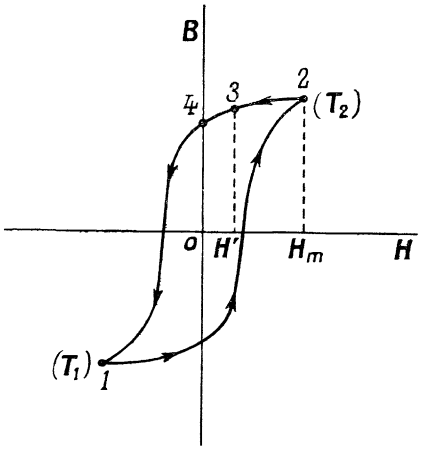

Fig. 2.

phénomène tout à fait inattendu et peu vraisemblable. On peut mettre en évidence que les manifestations de la viscosité au point 3 du cycle d'hystérèse, pour quelque H' (fig. 2), dépendent très fortement des durées d'action des champs magnétiques aux pointes du cycle, c'est-à-dire de T_1 et T_2 (points 1 et 2, fig. 2). Par exemple, si l'intervalle de temps T_1 était de courte durée et T_2 relativement prolongé, la viscosité magnétique entraîne au point 3 une baisse normale de l'induction avec le temps. Figure 3 représente de façon schéma-

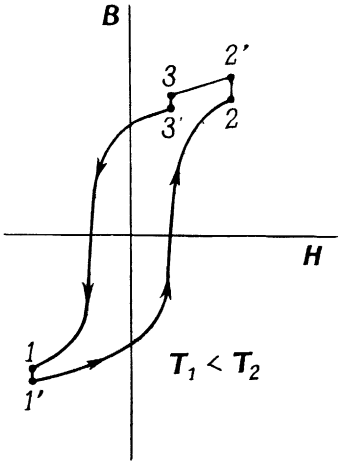

Fig. 3.

tique, à une échelle fortement exagérée, les manifestations de la viscosité normale par les tronçons 1-1', 2-2' et 3-3'. D'autre part, pour une valeur relativement grande de T_1 et une valeur petite de T_2, l'induction diminue rapidement en passant du point 2' au point 3 (fig. 4) et après cette diminution l'induction commence à croître plus ou moins lentement (tronçon 3 - 3', fig. 4) à cause de quelque phénomène visqueux anomal.

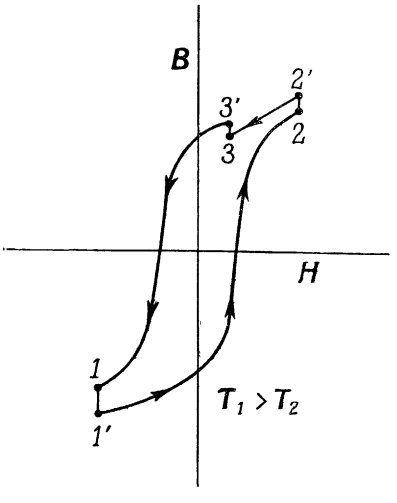

Fig. 4.

Par conséquent, dans le cas considéré, l'induction magnétique au point 3 varie d'après une loi jusqu'ici inconnue, en vertu de l'effet de la viscosité anomale.

5. Cette viscosité magnétique anomale se manifeste

même pour $H = O$, c'est-à-dire au point 4 (fig. 5) pour des valeurs relativement assez grandes de T_1, et assez petites de T_2. Il est particulièrement remarquable que les variations plus ou moins instantanées de l'induction magnétique (intervalles 2' - 3 et 2' - 4, fig. 4 et 5).

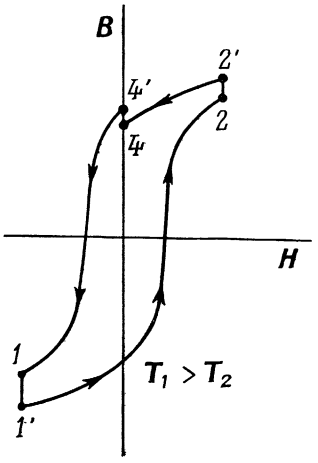

Fig. 5.

sont des centaines de fois plus grandes que les manifestations de la viscosité observées (tronçon 3 - 3' et 4 - 4', fig. 4 et 5). Néanmoins, en présence de certaines conditions, grâce à quelque processus spécifique, l'induction, après une diminution rapide, reprend son accroissement au point 3 et même au point 4, c'est-à-dire en absence de tout champ magnétique extérieur.

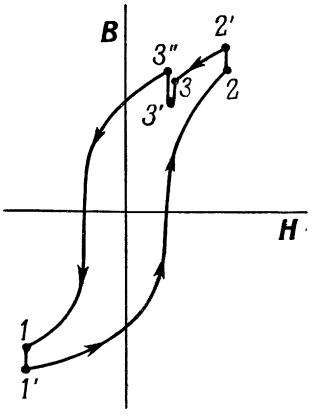

Fig. 6.

Il est clair, certes, qu'aux points 3 ou 4, par un choix approprié des intervalles de temps T_1 et T_2, on pourrait obtenir des conditions d'équilibre instable, c'est-à-dire des conditions pour lesquelles les effets des temps T_1 et T_2 sur les manifestations de la viscosité aux point 3 ou 4 seraient dans une certaine mesure compensés. Dans ce cas, on peut observer des manifestations fort singulières de la viscosité magnétique anomale. Ainsi, aprés le décroissement principal de l'induction magnétique du point 2' au point 3 (tronçon de courbe 2' - 3, fig. 6), nous aurons d'abord une prédominence des manifestations normales de la viscosité (tronçon 3 - 3') et l'induction va en diminuant ; ensuite, les manifestations anomales prennent le dessus (tronçon 3' - 3") et l'induction magnétique commence à croître. Les grandeurs des tronçons 3 - 3' et 3' - 3", c'est-à-dire les intensités des effets normal, et anomal peuvent être variées simplement en changeant les valeurs de T_1 et T_2.

Il est de toute évidence qu'en aucune façon les influences des courants de Foucault ne sauraient rendre compte du phénomène de la viscosité magnétique anomale, les manifestations étant de signe inverse par rapport à ce qui pourrait être attribué aux courants de Foucault. En même temps, il est intéressant de remarquer que l'influence profonde de la durée de T_1 et T_2 n'est autre chose qu'un effet indirect de la viscosité magnétique aux points 1 et 2.

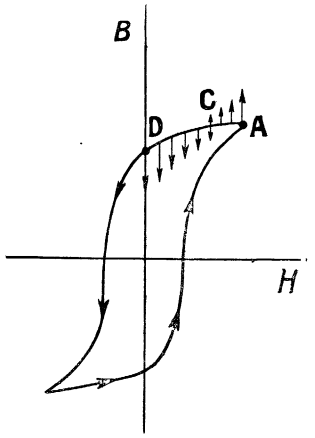

Fig. 7.

6. Les manifestations de la viscosité magnétique anomale décrites ci-dessus ont pu être observées directement pour les champs faibles, en cas de H_m de l'ordre de grandeur de 1 öersted. En passant à la partie raide de la courbe d'aimantation, les conditions générales se compliquent quelque peu. La figure 7 représente schématiquement les manifestations de la viscosité qui peuvent être observées en cas de H_m assez grand pour différentes valeurs de + H', c'est-à-dire pour différentes positions du point 3 sur l'intervalle AD du cycle d'hystérèse (fig. 7). Comme il est visible, les effets anomaux ne se prêtent à l'observation, dans les conditions du travail en question, que sur une partie assez restreinte de l'intervalle AD (tronçon AC, fig. 7) ; tandis que sur l'intervalle CD l'effet normal commence à prévaloir, nonobstant les grandes durées T_1 et les petites T_2.

On peut, cependant, montrer qu'en chaque point de l'intervalle AD du cycle d'hystérèse (fig. 7) l'effet de la viscosité anomale peut être, quand même, mis en évidence.

Les conditions les plus simples permettant d'observer la viscosité anomale pour H_m assez grand se présentent pour $H = 0$, au point D (fig. 7). Il a été trouvé que l'étincelle dans le circuit du courant d'aimantation, se produisant à l'interruption du courant, c'est-à-dire une décharge oscillatoire faible, modifie l'effet de la viscosité normale, en le diminuant dans une proportion de dizaines de fois. Dans ce cas, grâce à l'étincelle, on peut observer seulement le résidu de la viscosité, ce résidu ayant, selon les durées de T_1 et T_2, un caractère tantôt normal, tantôt anomal, dont il a été question plus haut (fig. 5).

Tout se passe comme s'il y avait deux espèces différentes de viscosité qui, peut-être, ne se distinguent pas d'une façon très nette, mais qu'on parvient tout de même à séparer à l'aide de la décharge oscillatoire, laquelle élimine presque entièrement les effets peu persistants de la viscosité magnétique. Il est fort possible, qu'à un phénomène relativement persistant par rapport à des influences extérieures et caractérisé par une plus forte « mémoire », se superpose un phénomène visqueux normal, intense, mais peu persistant, dépendant dans une bien moindre mesure des durées de T_1 et T_2.

On peut mettre en évidence les manifestations de la viscosité anomale pour tout l'intervalle CD (fig. 7), cette fois encore, grâce à la distinction spécifique déjà établie entre ces deux espèces de viscosité. Si le passage de $+ H_m$ à $H = 0$ s'accomplissait avec un arrêt au point 3, pour un champ H' (fig. 2), alors les manifestations de la viscosité pour $H = 0$ ne reflètent qu'une seule espèce de phénomènes visqueux de tout l'ensemble des variations ayant lieu au point 3, notamment la première, la plus persistante qui a, selon les valeurs de T_1 et T_2, un caractère normal ou anomal. En même temps, la seconde espèce, le phénomène normal intense, peu persistant et dépendant dans une bien moindre mesure des valeurs de T_1 et T_2 ne se trouve guère reflété pour $H = 0$. En examinant l'influence de l'arrêt intermédiaire au point 3 sur l'effet de la viscosité pour $H = 0$, on a pu établir pour tous les points de l'intervalle AD (fig. 7), pourvu que T_1 fût assez grand et T_2 assez petit, l'existence d'une viscosité magnétique anomale (cas analogue à celui de la fig. 4). Ainsi donc, même dans les cas où l'effet de la viscosité normale peut entièrement masquer l'effet anomal, on parvient, en ayant recours à des conditions subsidiaires, à mettre en lumière la coexistence des effets normal et anomal.

Par conséquent, deux tendances, à directions opposées, à la variation de l'induction magnétique dans le temps, peuvent avoir lieu simultanément, et il faut croire que, d'ordinaire, nous n'arrivons à en observer qu'un résultat sommaire.

Dans les tableaux I et II ci-dessous sont donnés quelques résultats d'observations représentant les cas précédents. Le tableau I représente les effets de la viscosité normale et anomale obtenus au point 3 (fig. 2) pour $H_m = 1$ öersted, ainsi que pour $H_m = 10$ öersteds et pour diverses valeurs de $+ H'$. Le galvanomètre (type de fluxmètre) était relié à l'enroulement d'exploration du tore examiné après un intervalle de temps de 0,1 de seconde à partir de l'établissement du champ magnétique $+ H'$. Un millimètre de l'échelle du galvanomètre correspondait à 0,005 gauss. Le champ coercitif de l'échantillon était égal à 12 öersteds.

TABLEAU I.

Oersteds		Secondes		Millimètres (de l'échelle du galv.)		Numero de la figure
H_m	H'	T_1	T_2	Effet de la viscosité *normale* pour H'	Effet de la viscosité *anomale* pour H'	
1	0,8	30	0,25		+9	4
		0,25	30	—5		3
		1	3	—2	+1	6
	0,5	30	0,25		+6	4
		0,25	30	—6		3
		0,25	0,25	—1	+1	6
	0,05	30	0,25		+3	4
		0,25	30	—6		3
		30	1	—1	+2	6
	0	30	0,25		+3	5
		0,25	30	—6		
		30	1	—1	+2	
10	9,9	30	0,25		+175	4
		0,25	30	—3	+10	6
		30	30	—2	+19	6
		5	5		+51	4
		1	1		+94	4
		0,25	0,25		+135	4
	9,5	30	0,25		+27	4
		0,25	30	—11		3
		5	5	—5	+12	6
		0,25	0,25	—2	+14	6
	8	30	0,25	—6	+12	6
		0,25	30	—37		3
		5	5	—29		3
		0,25	0,25	—23		3
	5	30	0,25	—70		3
		0,25	30	—118		3
Etincelle	0	30	0,25		+9	5
		0,25	30	—29		
		0,25	0,25	—6		

Le tableau II représente les effet indirects de la viscosité magnétique aux points 1, 2 et 3 (fig. 2) sur les manifestations de la viscosité au point 4, pour $H = 0$ (fig. 2), c'est-à-dire l'influence des durées T_1, T_2 et T_3 sur les manifestations de la viscosité pour H 0, où T_3 est la durée de l'action du champ $+ H'$ au point 3. Comme

on voit, pour les courtes durées T_2, l'existence de l'intervalle de temps T_3 exerçait une influence analogue à celle d'une augmentation de T_2. Dans ce cas l'interruption du courant d'aimantation se produisait sans étincelle dans le circuit du courant d'aimantation. Le galvanomètre était relié à l'enroulement d'exploration du tore examiné après un intervalle de temps de 0,1 de seconde à partir de l'instant où le circuit du courant d'aimantation était coupé. Un millimètre de l'échelle du galvanomètre correspond à 0,005 gauss.

TABLEAU II.

OERSTEDS		SECONDES			MILLIMÈTRES DE L'ÉCHELLE DU GALV.	LE CARACTÈRE DE LA VISCOSITÉ
H_m	H^1	T_1	T_2	T_3	L'effet de la viscosité pour $H = 0$	(la méthode indirecte)
10		30	0,25	0	—196	
		0,25	30	»	—250	Normale
	9	30	0,25	0,25	—198	
		»	»	30	—244	
		0,25	30	0,25	—243	
		»	»	30	—252	
	5	30	0,25	0,25	—195	Anomale
		»	»	30	—240	
		0,25	30	0,25	—241	
			»	30	—246	
	0,5	30	0,25	0,25	—193	
		»	»	30	—207	
		0,25	30	0,25	—236	Normale
		»	»	30	—217	

7. Je veux terminer par un bref aperçu des détails de la partie expérimentale.

En étudiant plusieurs tores à valeurs différentes du champ coercitif (de 4 a 18 öersteds), il a été établi que dans les tores à plus grande valeur du champ coercitif l'influence des durées d'action du champ précédent se manifeste bien plus fortement et que les effets anomaux de la viscosité se prêtent mieux à l'observation. C'est-à-dire que les tores à plus grand champ coercitif sont doués d'une meilleure « mémoire », comme, du reste, il fallait s'y attendre. Par contre, dans les tores à champ coercitif moindre se manifestent davantage l'effet des secousses mécaniques et l'influence de l'introduction d'une décharge oscillatoire (étincelle). Les effets de viscosité magnétique présentent un maximum sur la partie raide de la courbe d'aimantation, mais à prendre leur pourcentage par rapport à l'induction les manifestations de la viscosité relative sont plus grandes pour les champs faibles.

Comme déjà dit précédemment, c'est l'un d'entre plusieurs tores semblables de fil de fer recuit de 0,1 mm de diamètre, isolé à la gomme-laque, qui a été soumis à l'examen. Ce tore possédait un champ coercitif égal à 12 öersteds. Les dimensions du tore étaient de : diamètre extérieur 10 cm, diamètre intérieur 6 cm et section droite 5 cm².

Le tore examiné a été revêtu de deux enroulements de fil de cuivre de 0,5 mm de diamètre isolé à la soie, l'enroulement d'aimantation de 500 spires et l'enroulement d'exploration de 4 000 spires, bien isolés l'un de l'autre. L'enroulement d'exploration était relié à l'aide d'un pendule au galvanomètre (type fluxmètre, Leeds et Northrup, sensibilité 0,03 MC par mm, résistance 13,3 Ω, résistance critique 550 Ω, période 23 s).

Pour garantir la plus grande constance possible du courant d'aimantation, le montage du circuit de l'enroulement d'aimantation et de la batterie d'accumulateurs était dressé de telle façon que le courant de batterie conservait sa valeur fixe pour n'importe quelles variations d'intensité du courant d'aimantation. De plus, les contacts glissants ne figuraient pas au montage et, quant aux conducteurs, on ne faisait usage que de conducteurs à une seule âme reliés entre eux à l'aide de contacts à mercure ou soudés. Une vérification spéciale a fait voir que dans ces conditions, la chaleur dégagée par le courant d'aimantation n'exerçait aucune influence perceptible sur les résultats obtenus. La vitesse d'établissement du courant d'aimantation était tout à fait satisfaisante, comme il résulte d'expériences de contrôle, dans lesquelles la résistance du circuit de l'enroulement d'aimantation était diminuée de 24 à 7 ohms, sans que ces variations eussent effecté sensiblement l'effet en question. Toutes précautions étaient prises contre les influences perturbatrices de champs magnétiques extérieurs et d'oscillations de haute fréquence (extérieures).

Manuscrit reçu le 10 décembre 1935.

BIBLIOGRAPHIE

(1) EWING. *Phil. Trans. of the Royal Society*, 1885, p.569.
(2) EWING. *Proc. Roy. Soc.*, 1889, p. 269.
(3) EWING. *Magnetic Induction in Iron and other Metals*, p.124.
(4) BOZORTH. *Phys. Rev.*, 1928, p.124.
(5) LAPP. *Revue de Métallurgie*, 1927, p. 496.
(6) KÜHLEWEIN, *Physik. Z.*, 1931, p. 472.
(7) PREISACH. *Z. Physik*, 1935, **94**, p. 277.
(8) WEDENSKY. *Ann. Physik*, 1921, **66**, p. 110.
(9) A. MITKEVITCH. *C. R. Acad. Sc. U. R. S. S.*, 1934, **1**, p. 531.
(10) A. MITKEVITCH. *C. R. Acad. Sc. U. R. S. S.*, 1934, **3**, p. 96.
(11) A. MITKEVITCH. *C. R. Acad. Sc. U. R. S. S.*, 1934, **3**, p. 426.
(12) A. MITKEVITCH. *C. R. Acad. Sc. U. R. S. S.*, 1935, **2**, p. 25.
(13) A. MITKEVITCH. *C. R. Acad. Sc. U. R. S. S.*, 1935, **3**, p. 209.