

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 2 (1929)
Heft: V

Artikel: Influence du champ magnétique sur le frottement intérieur des corps solides magnétisables
Autor: Guye, C.E. / Dupraz, A.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-109451>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 13.02.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Influence du champ magnétique sur le frottement intérieur des corps solides magnétisables

par C. E. Guye et A. Dupraz.

(19. IX. 1929.)

Sommaire. Etude du frottement intérieur du fer doux, de l'acier, de l'acier au nickel et du nickel par l'observation de l'amortissement des oscillations de torsion; influence de l'amplitude et de la température.

1. Introduction.

Les limites entre l'état solide et l'état liquide sont, comme on sait, de moins en moins aisées à définir. Dans ces deux états de la matière, on observe un frottement intérieur qui ne semble d'ailleurs pas suivre les mêmes lois et que l'on étudie particulièrement dans le cas des corps solides, en observant l'amortissement des oscillations de torsion.

C'est COULOMB qui fit dans ce domaine les premières observations. Depuis, il convient de citer tout spécialement les recherches expérimentales de MEYER, de VOIGT, ainsi que les travaux de BOLTZMANN. Les recherches effectuées par VOIGT ont conduit à une relation, approchée d'ailleurs, et non satisfaite dans tous les cas, à savoir: que le produit du décrément logarithmique λ par la période d'oscillation T est sensiblement constant pour une même substance. D'autre part, BOLTZMANN, en partant de l'idée que les forces qui agissent ne dépendent pas de la déformation actuelle seule mais des déformations antérieures et du temps pendant lequel elles ont agi, arrive à la conclusion que le décrément logarithmique ne dépend que de la nature du fil et de sa température, mais qu'il serait indépendant des dimensions et en particulier de la durée d'oscillation; il cite à l'appui de cette manière de voir un certain nombre d'expériences qui confirment de façon satisfaisante cette conclusion.

En réalité, les deux points de vue de VOIGT et de BOLTZMANN peuvent se superposer, et VOIGT avait déjà admis que l'amortissement des oscillations pouvait être attribué en partie au frottement intérieur et en partie à la réactivité; mais qu'une théorie complète ne pouvait être établie de façon tout à fait générale qu'en introduisant comme point de départ les formules de MAXWELL.

Depuis les travaux de VOIGT et de BOLTZMANN, de nombreuses séries de recherches expérimentales sur le frottement intérieur des solides ont été effectuées au Laboratoire de Physique de l'Université de Genève sous la direction de M. le Professeur C. E. GUYE. Ces recherches ont eu surtout pour but d'étudier dans de larges limites l'influence de la température sur le frottement intérieur et sur le rôle que joue dans ce phénomène l'amplitude de la déviation et la durée d'oscillation à charge constante. Elles ont montré que le décrétement augmente généralement considérablement lorsque la température s'élève, et qu'il est possible de déceler par ce procédé les transformations intérieures de la matière, lesquelles se manifestent sous forme de variations irrégulières dans l'allure des courbes de décrétement en fonction de la température. En outre ces expériences ont révélé une diminution considérable du frottement intérieur aux très basses températures (air liquide), diminution qui peut, pour une part du moins, être attribuée à la diminution de l'agitation thermique.

Un petit nombre d'expériences ont été effectuées dans le but de montrer quelle peut être l'influence du champ magnétique sur le frottement intérieur. Parmi ces recherches, nous devons citer particulièrement celles de MM. BOUASSE et CARRIÈRE, de GRAY et WOOD et de TOMLINSON.

MM. BOUASSE et CARRIÈRE ont mesuré les pertes d'énergie pour un certain nombre d'oscillations avec et sans champ magnétique. Ils utilisaient un fil suspendu à l'intérieur d'un solénoïde. Dans l'espace annulaire compris entre deux tubes concentriques, passait un courant d'eau devant empêcher toute élévation de température. MM. BOUASSE et CARRIÈRE ont expérimenté un des fils de fer et leur conclusion est la suivante: les pertes sont plus petites quand le courant passe dans le solénoïde. Ils admettent donc une influence du magnétisme sur le décrétement logarithmique des oscillations, celui-ci étant plus faible avec champ que sans champ.

TOMLINSON ainsi que GRAY et WOOD ont considéré aussi l'action du champ magnétique sur le frottement intérieur du fer et du nickel, et ont observé le décrétement logarithmique. Ils sont arrivés à des résultats en partie contradictoires qui dépendent de l'histoire antérieure du fil. GRAY et WOOD admettent que, pour le fer, λ diminue quand le champ H augmente; en outre l'influence du champ magnétique ne semble appréciable que pour les grandes amplitudes.

Nous nous sommes proposé de reprendre cette question, et nous avons également cherché, dans des limites il est vrai un peu

étroites, à nous rendre compte de l'influence de la température sur ce phénomène complexe, d'autant plus complexe que les diverses expériences effectuées jusqu'ici ne concernent pas la structure cristalline mais la structure micro-cristalline ou pseudo-isotrope que l'on rencontre chez les métaux.

Nous donnons à la fin de ce travail une liste bibliographique des principaux travaux que nous avons trouvés sur ce sujet, liste qui n'a d'ailleurs nullement la prétention d'être complète.

2. Principe de la Méthode.

Résumé des formules.

Nous n'avons pas l'intention d'exposer la théorie complète des oscillations amorties. On la trouvera dans tout livre de mécanique physique, ainsi que dans le travail de MM. GUYE et EINHORN où elle est résumée avec quelques détails et sous une forme bien appropriée aux recherches. Nous nous bornerons donc à rappeler les formules fondamentales.

A l'extrémité libre d'un fil est suspendu un disque dont le moment d'inertie par rapport à l'axe de suspension est I .

Le disque étant écarté de sa position d'équilibre et abandonné à lui-même, on obtient ainsi des oscillations torsionnelles.

Ces oscillations sont toujours amorties, même dans le vide; la principale cause de cet amortissement étant justement le frottement intérieur.

D'après COULOMB, le couple dû au frottement intérieur est proportionnel à la vitesse angulaire de ce mouvement.

L'équation différentielle du mouvement oscillatoire amorti serait, dans l'hypothèse d'une force amortissante proportionnelle à la vitesse:

$$I \frac{d^2 \alpha}{dt^2} + F \frac{d \alpha}{dt} + M \alpha = 0$$

M = moment du couple de torsion pour une torsion de 1 radian.

α = angle de torsion.

F = coefficient d'amortissement.

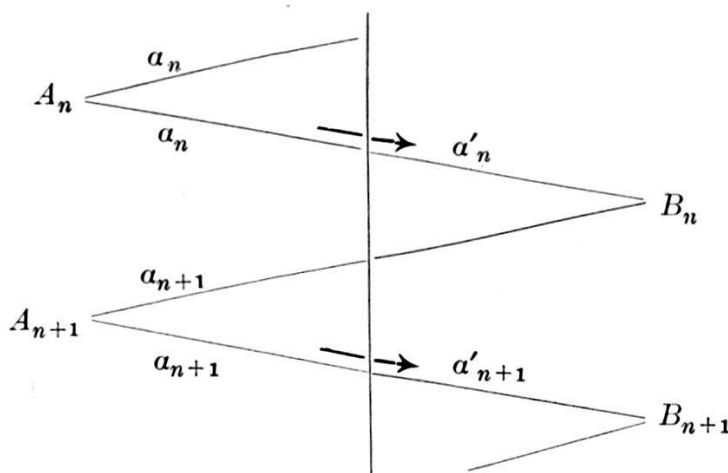
Mais il y a lieu de remarquer que COULOMB admettait uniquement le frottement intérieur; nous comprenons actuellement sous ce nom le frottement intérieur proprement dit et la réactivité élastique.

Le mouvement périodique amorti n'a pas une période d'oscillation définie. On convient d'appeler pseudo-période le

temps compris entre deux passages consécutifs à la position d'équilibre, ces deux passages ayant lieu dans le même sens. Cette pseudo-période s'exprime ainsi :

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{M - \left(\frac{F}{2I}\right)^2}}$$

On peut admettre que les oscillations amorties sont isochrones et le temps qui s'écoule entre deux élongations maxima consécutives est toujours le même; il est égal à la moitié de la pseudo-période T :



Soit a_n, a_{n+1} , les élongations maxima successives observées du même côté de la position d'équilibre, l'intégration de l'équation différentielle citée plus haut donne comme on sait :

$$\frac{a_n}{a_{n+1}} = e^{KT} = e^\lambda \quad K = \text{constante.}$$

Le rapport de deux élongations maxima consécutives de même sens est constant, les amplitudes décroissent suivant une progression géométrique; d'où la relation bien connue :

$$\log. \text{ nat. } \left(\frac{a_n}{a_{n+1}} \right) = \lambda.$$

λ est appelé *décroissement logarithmique des oscillations*. La mesure de λ offre donc un moyen d'étude facile du frottement intérieur. Il est bien entendu qu'il ne faut pas attacher trop d'importance aux valeurs absolues, qui varient considérablement suivant les échantillons et leur mode de traitement. Mais les valeurs comparées de λ pourront dans bien des cas donner des indications utiles sur les phénomènes observés. Pratiquement, pour déterminer λ ,

on mesure l'écart entre les positions extrêmes du disque, sans tenir compte de la position d'équilibre, le parcours se faisant toujours dans le même sens. En effet, nous avons :

$$\begin{aligned} A_n B_n &= a_n + a'_n \\ A_{n+1} B_{n+1} &= a_{n+1} + a'_{n+1} \\ \text{Or } \frac{a_n}{a_{n+1}} &= \frac{a'_n}{a'_{n+1}} = e^\lambda \quad \text{et} \quad \frac{a_n + a'_n}{a_{n+1} + a'_{n+1}} = e^\lambda. \end{aligned}$$

Nous verrons dans le paragraphe suivant le procédé employé pour la mesure des amplitudes. Disons tout de suite qu'il ne peut être question de calculer λ à l'aide de deux élongations consécutives seulement. En effet, la plus petite erreur de mesure se traduirait par une erreur relativement très grande dans le calcul du décrement logarithmique. Aussi avons-nous déterminé λ à l'aide d'élongations éloignées, ce qui conduit à la formule :

$$\lambda = \frac{1}{p} \log \left(\frac{a_n}{a_{n+p}} \right)$$

p correspondant à un nombre relativement grand d'élongations consécutives. Nous avons toujours pris p au moins égal à 20.

Pour une même expérience, les mesures ont été faites de 10 en 10 oscillations, puis de 20 en 20, et nous avons pris la moyenne des résultats obtenus de façon à réduire autant que possible les erreurs.

3. Description de l'appareil.

L'appareil destiné à nos recherches devait satisfaire aux conditions suivantes :

1^o Etre étanche, de façon que l'on puisse pousser le vide aussi loin que possible.

2^o Permettre l'emploi d'un champ magnétique puissant sans produire des variations de température.

Pour éviter toute perturbation magnétique, l'appareil est entièrement construit en laiton et en cuivre sauf quelques parties que nous mentionnerons dans la suite. Certaines difficultés, que nous n'avions pas prévues au début, nous ont obligé à modifier notre appareil après un certain nombre de mesures.

Nous croyons utile de donner quelques indications concernant les divers essais qui nous ont conduit à la forme définitive de notre appareil; pensant éviter ainsi une perte de temps aux physiciens qui auront à effectuer de nouvelles recherches sur le sujet.

Appareil primitif.

Au début, nous avons utilisé les appareils mêmes qui ont été créés pour les précédentes recherches sur le frottement intérieur au Laboratoire de Physique de Genève. Nous pensions tout d'abord obtenir un champ magnétique à l'aide de deux enroulements qui pouvaient être mis en série ou en opposition. Notre idée était qu'une même intensité traversant dans les deux cas les spires des bobines, les conditions de température de l'expérience resteraient semblables. Nous avons été détrompés sur ce point, car lorsque nous effectuions plusieurs mesures consécutives, la température s'élevait pendant tout le cours de ces mesures et influait très fortement sur le décrement logarithmique. Il était donc indispensable de protéger le fil en expérience contre l'échauffement dû aux bobines.

Un deuxième fait important est venu nous obliger à modifier notre installation. La position d'équilibre de l'équipage n'était pas la même avec et sans champ magnétique. Il était nécessaire, pour qu'il y ait coïncidence, que le fil se trouvât exactement dans l'axe des bobines magnétisantes.

En nous basant sur ces résultats, nous avons alors procédé aux modifications nécessaires.

Appareil définitif.

Il se compose d'un tube de cuivre $TTTT$, à l'intérieur duquel est suspendu le fil à étudier f .

Ce fil est tenu par deux pinces p ; la première de celles-ci située à la partie supérieure, est fixée à une longue tige d'acier qui peut être serrée à sa partie supérieure par une vis v . La seconde pince est de même assujettie à une tige d'acier sur laquelle est fixé un miroir permettant la lecture des oscillations. Cette tige inférieure est elle-même fixée par un écrou à un équipage dont le poids permet la tension du fil et dont le moment d'inertie donnera aux oscillations la fréquence convenable pour leur lecture ou leur inscription.

Cet équipage est enfermé dans un cylindre de laiton dans lequel est encastrée une glace plane g ; ce cylindre est fermé à sa partie inférieure par une plaque serrée par trois petites presses. Une cloche O , placée sur la tablette supérieure de l'appareil et enduite de suif avec soin, permet d'obtenir à cet endroit une fermeture excellente.

Autour du tube T est un deuxième cylindre N , dont le diamètre est identique à celui de la boîte H . Ce cylindre est connecté

à sa partie inférieure à une canalisation d'eau, et l'eau, après avoir circulé dans le manchon, s'échappe par la tubulure supérieure. Grâce à ce dispositif, pendant toute la durée de l'expérience, quelle que soit la chaleur dégagée par la bobine, le fil reste à une température constante.

Le champ magnétique est produit par une bobine *B* entourant l'appareil. Cette bobine a 21 cm. de diamètre extérieur et 18 cm.

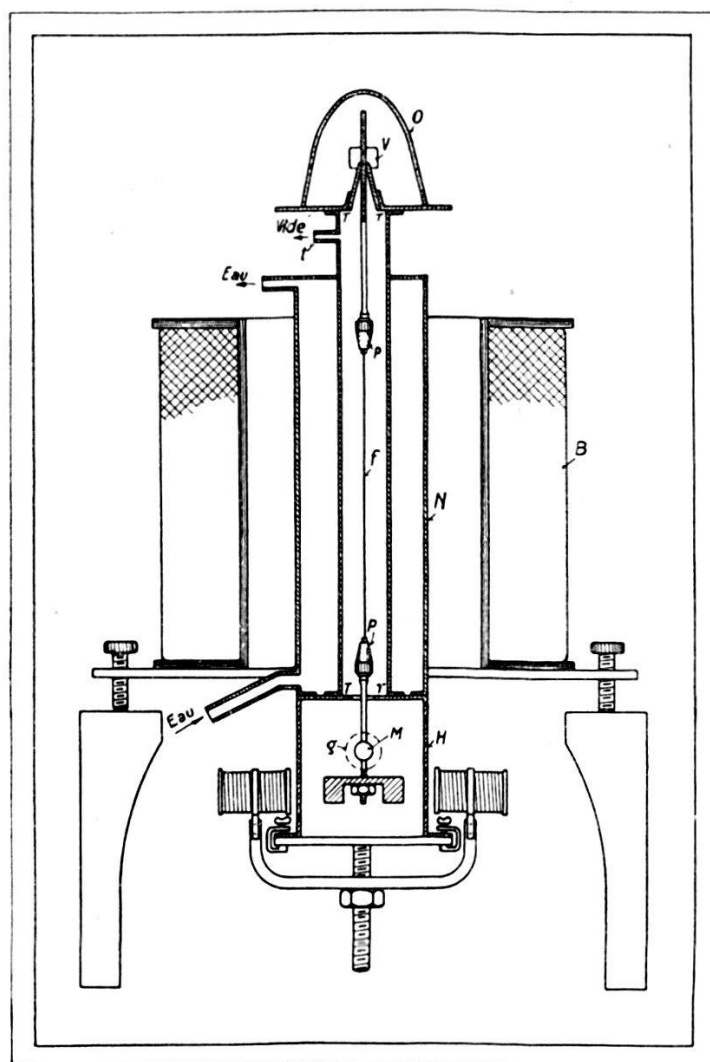


Fig. 1.

de longueur. Le courant qui l'alimente est du courant continu à 100 volts environ aux bornes; la résistance de la bobine étant de 40 chms, nous avons pu obtenir pour nos expériences un courant de 2,5 ampères.

La bobine repose sur une pointe, non visible sur la figure, et sur une règle de cuivre reposant elle-même sur un socle de bois par l'intermédiaire de 2 vis. Nous pouvons, par ce système, rendre l'axe du champ magnétique exactement parallèle au fil suspendu;

les positions d'équilibre avec et sans champ seront alors rigoureusement identiques, ce qui est une condition essentielle.

Le vide est obtenu au moyen d'une pompe rotative Gaede en relation avec un manomètre à mercure; la connection est faite par la tubulure t' de l'appareil.

Calcul approximatif du champ magnétique.

Le nombre de spires de la bobine est de 3050.

Le champ magnétique a été calculé par la formule approchée:

$$H = \frac{4\pi NI}{10 l}$$

il est donc

$$H = \frac{4\pi \cdot 3050 \cdot 2,5}{10 \cdot 18} \quad \begin{array}{l} 2,5 \text{ amp.} = \text{intensité} \\ 18 \text{ cm.} = \text{longueur de la bobine.} \end{array}$$

soit

$$H = 532 \text{ Gauss.}$$

Cette valeur est une limite supérieure, puisqu'il n'est pas tenu compte de l'action démagnétisante des extrémités de la bobine.

Toutes les mesures ont été effectuées avec le champ magnétique maximum, l'influence du champ magnétique s'étant révélée très faible.

Enregistrement photographique des oscillations.

Les premières mesures que nous avons effectuées ont été lues directement par la méthode de POGGENDORF. Nous nous sommes tout de suite rendu compte que si une variation du décrement logarithmique se produisait sous l'action du champ magnétique, la méthode de POGGENDORF, par suite de la rapidité du mouvement, n'était pas assez précise pour déceler cette différence. Nous avons alors utilisé l'enregistrement photographique des oscillations.

Nous n'avons pas l'intention de décrire l'appareil employé à cet effet; on en trouvera la description très complète dans le travail MM. C. E. GUYE et M. EINHORN déjà cité. Cependant nous croyons utile de signaler que la lampe Nernst, d'un usage délicat, a été remplacée par une ampoule à double filament rectiligne, alimentée directement par le courant d'éclairage. Les mesures que nous avons effectuées étant différentielles, nous avons enregistré les oscillations avec et sans champ sur la même photographie en décalant simplement de quelques centimètres la position du tambour enregistreur.

La photographie étant développée et tirée, les longueurs proportionnelles aux amplitudes peuvent être mesurées à 0,2 mm. près. Ces longueurs étant comprises entre 20 et 10 cm., l'erreur de lecture de dépasse en aucun cas 0,2%.

Nous donnons à titre d'exemple la photographie de l'enregistrement des oscillations d'un fil de fer avec et sans champ magnétique (petites amplitudes).

Mode d'expérimentation.

Le fil étant suspendu à l'intérieur de l'appareil, le petit miroir *M* est amené dans une position parallèle à celle de la glace *g*. On fait alors tous les joints avec du suif, de façon que le vide puisse être poussé le plus possible.

Pour mettre le fil en mouvement, il faut le tordre en lui donnant une impulsion depuis l'extérieur. Dans ce but, l'équipage porte deux petites pièces de fer doux. A la hauteur de cet équipage sont placées deux petites bobines sans fer *bb*, alimentées par le courant de 4 accumulateurs en série. Un interrupteur permet d'établir et de rompre le circuit.

Au départ, la direction du champ magnétique créé par ces bobines fait un angle avec la ligne des pièces de fer doux de l'équipage. Une première fermeture du circuit des bobines crée un champ magnétique qui attire l'équipage et donne une première torsion au fil suspendu. En rompant le circuit, on laisse se détordre le fil, puis une deuxième fermeture donnera une deuxième impulsion, et ainsi de suite jusqu'à ce qu'on ait l'élongation désirée. Il faut procéder avec attention de façon à ne pas contrecarrer le mouvement d'oscillation commencé car il peut facilement se produire un mouvement pendulaire qui se compose avec le mouvement d'oscillation et qui rend les mesures impossibles.

Ce procédé de lancement s'est révélé très supérieur au procédé ancien. En effet, le champ magnétique qui produit le lancement est rigoureusement perpendiculaire au fil. D'autre part, nous avons pu ainsi partir d'amplitudes absolument égales avec et sans champ, de façon à éliminer autant que possible l'influence de l'amplitude sur la valeur de λ . Il nous paraît utile d'insister aussi sur le point suivant :

Dans les expériences avec champ magnétique, il est nécessaire de lancer d'abord l'équipage et d'obtenir un mouvement d'oscillation suffisant avant d'établir le champ magnétique.

En effet, en procédant de façon inverse, on verrait que l'action combinée du champ magnétique de l'appareil et de celui des

bobines de lancement créerait un champ composé dont la direction ne coïnciderait pas avec celle du fil et pourrait causer une perturbation dans le lancement.

4. Résultats expérimentaux.

Comme nous l'avons déjà dit, nous avons expérimenté en employant une méthode différentielle, de façon à éliminer autant que possible tout ce qui pouvait apporter une cause d'erreur dans le résultat à atteindre. Il faut en particulier éviter les erreurs qui peuvent provenir principalement de l'accommodation et de la différence d'amplitude. Nous avons donc enregistré deux séries d'élongations, l'une sans champ, l'autre avec champ magnétique, en partant toujours des mêmes amplitudes.

On comprendra aisément qu'il a été plus facile d'étudier des fils de fer doux, dont le magnétisme est temporaire, que des fils de nickel et surtout d'acier dont le magnétisme rémanent est considérable.

En effet, comme nous l'avons déjà expliqué plus haut, il fallait que l'axe de la bobine soit rigoureusement parallèle au fil expérimenté pour que la position d'équilibre soit la même avec et sans champ et qu'aucun mouvement parasite ne vienne fausser les résultats. Or cette position d'équilibre doit être obtenue par tâtonnements en agissant sur les vis de calage de la bobine, le fil doit donc être placé pour cette recherche sous l'action du champ magnétique.

Lorsque le fil est de fer doux, cela n'a que peu d'importance puisque son magnétisme rémanent peut être considéré, sinon comme nul, du moins comme très petit, à cause des vibrations de torsion. Par contre, pour l'acier et le nickel, il est indispensable d'enregistrer les oscillations sans champ avant de faire aucun réglage pour la position d'équilibre avec champ. Notre mode opératoire n'a donc pas été le même pour chaque métal expérimenté.

Avec le fer doux, nous avons équilibré la bobine et, ce travail fait, nous pouvions enregistrer consécutivement des oscillations sans champ puis avec champ, de nouveau sans champ et ainsi de suite, il suffisait simplement de lancer à nouveau l'équipage après chaque enregistrement. Comme nous utilisions le même papier photographique, tous ces enregistrements se succédèrent assez rapidement.

Avec l'acier et le nickel, il a fallu procéder autrement. Nous avons d'abord effectué une première série d'expériences sans champ, puis nous avons établi une position d'équilibre et ensuite

nous avons procédé à une seconde série de mesures avec champ. Ces deux enregistrements pouvaient parfois être distants de 24 heures, aussi les expériences avec fer doux nous semblent-elles meilleures que celles avec les aciers. Du fait même du magnétisme rémanent, il nous était impossible de procéder autrement.

Petites déviations (Angle maximum 6°).

A. Fils de fer doux.

Après plusieurs essais, nous avons reconnu que le fil qui permettait le meilleur enregistrement de par sa durée d'oscillation était du fer doux de $\frac{3}{10}$ recuit. La longueur d'un fil ne dépassait pas 17 cm. Nos mesures ont été très nombreuses et faites en plusieurs périodes à plus de 6 mois d'intervalle.

La photographie ci-contre montre relative au fil N° 2 nettement que pour les petites amplitudes il n'existe aucune variation sensible du décrément logarithmique lorsqu'on établit ou supprime le champ magnétique.

En d'autres termes, l'action du champ magnétique sur le décrément logarithmique des oscillations d'un fil de fer doux est pratiquement nulle pour les petites amplitudes. Citons à l'appui de ce fait les résultats expérimentaux ci-après.

Nous avons expérimenté sur 5 fils de fer doux de $\frac{3}{10}$ et enregistré 4 à 5 photographies des oscillations pour chaque fil. On remarquera que le décrément varie d'une expérience à l'autre, ceci par suite du phénomène de l'accommodation.

Nous avons laissé de côté le fil n° 1 dont les résultats ont été entachés par les erreurs inévitables aux tâtonnement de début et à la mise au pont nécessaire des appareils.

Fil no. 2.

5 mai 1927		23 mai 1927	
sans champ	avec champ	sans champ	avec champ
$\alpha_1 = 19,45$	$\alpha_1 = 19,45$	$\alpha_1 = 22,8$	$\alpha_1 = 22,8$
$\alpha_{51} = 14,8$	$\alpha_{51} = 14,8$	$\alpha_{41} = 19,8$	$\alpha_{41} = 19,8$
$\lambda = 0,00236$		$\lambda = 0,00125$	
16 mai 1927		24 mai 1927	
$\alpha_1 = 19$	$\alpha_1 = 19$	$\alpha_1 = 15,45$	$\alpha_1 = 15,45$
$\alpha_{11} = 18,3$	$\alpha_{11} = 18,35$	$\alpha_{11} = 15$	$\alpha_{11} = 14,95$
$\alpha_{31} = 17,05$	$\alpha_{31} = 17,05$	$\alpha_{21} = 14,55$	$\alpha_{21} = 14,55$
$\lambda = 0,00156$			

sans champ	avec champ	2 juin 1927	
$\alpha_{31} = 14,15$	$\alpha_{31} = 14,2$	sans champ	avec champ
$\alpha_{41} = 13,75$	$\alpha_4 = 13,8$	$\alpha_1 = 15,2$	$\alpha_1 = 15,2$
$\alpha_{51} = 13,35$	$\alpha_{51} = 13,4$	$\alpha_{21} = 14,5$	$\alpha_{21} = 14,5$
$\alpha_{61} = 13$	$\alpha_{61} = 13$	$\alpha_{41} = 13,95$	$\alpha_{41} = 13,95$
$\lambda = 0,00125$			

Fil. no. 3.

8 novembre 1927		sans champ	avec champ
sans champ	avec champ	$\alpha_{21} = 12,15$	$\alpha_{21} = 12,15$
$\alpha_1 = 14,9$	$\alpha_1 = 14,9$	$\alpha_{31} = 11,65$	$\alpha_{31} = 11,65$
$\alpha_{11} = 13,7$	$\alpha_{11} = 13,7$	$\lambda = 0,00394$	
$\alpha_{21} = 12,5$	$\alpha_{21} = 12,5$	24 novembre 1927	
$\alpha_{31} = 11,35$	$\alpha_{31} = 11,35$	$\alpha_1 = 12,6$	$\alpha_1 = 12,6$
$\alpha_{41} = 10,35$	$\alpha_{41} = 10,35$	$\alpha_{11} = 11,9$	$\alpha_{11} = 11,9$
$\alpha_{51} = 9,45$	$\alpha_{51} = 9,45$	$\alpha_{31} = 10,85$	$\alpha_{31} = 10,8$
$\lambda = 0,00395$		$\alpha_{51} = 9,75$	$\alpha_{51} = 9,8$
9 novembre 1927		$\alpha_{81} = 8,15$	$\alpha_{81} = 8,15$
$\alpha_1 = 15,3$	$\alpha_1 = 15,3$	$\lambda = 0,00236$	
$\alpha_{11} = 13,95$	$\alpha_{11} = 14$		

Fil. no. 4.

3 février 1928		16 février 1928	
sans champ	avec champ	sans champ	avec champ
$\alpha_1 = 12,9$	$\alpha_1 = 12,9$	$\alpha_1 = 12,7$	$\alpha_1 = 12,7$
$\alpha_{11} = 12,15$	$\alpha_{11} = 12,15$	$\alpha_{11} = 11,8$	$\alpha_{11} = 11,85$
$\alpha_{21} = 11,4$	$\alpha_{21} = 11,4$	$\alpha_{21} = 11$	$\alpha_{21} = 11$
$\alpha_{31} = 10,7$	$\alpha_{31} = 10,7$	$\alpha_{31} = 10,25$	$\alpha_{31} = 10,25$
$\lambda = 0,00270$		$\lambda = 0,00343$	

Fil. no. 5.

5 mars 1928		8 mars 1928	
sans champ	avec champ	sans champ	avec champ
$\alpha_1 = 16,4$	$\alpha_1 = 16,4$	$\alpha_1 = 16,4$	$\alpha_1 = 16,4$
$\alpha_{11} = 16,1$	$\alpha_{11} = 16,15$	$\alpha_{11} = 16,2$	$\alpha_{11} = 16,2$
$\alpha_{21} = 13,95$	$\alpha_{21} = 14$	$\alpha_{21} = 14,1$	$\alpha_{21} = 14,05$
$\alpha_{31} = 12,85$	$\alpha_{31} = 12,85$	$\alpha_{31} = 13,05$	$\alpha_{31} = 13,05$
$\alpha_{41} = 11,8$	$\alpha_{41} = 11,8$	$\alpha_{41} = 12,05$	$\alpha_{41} = 12,05$
$\lambda = 0,00357$		$\lambda = 0,00334$	

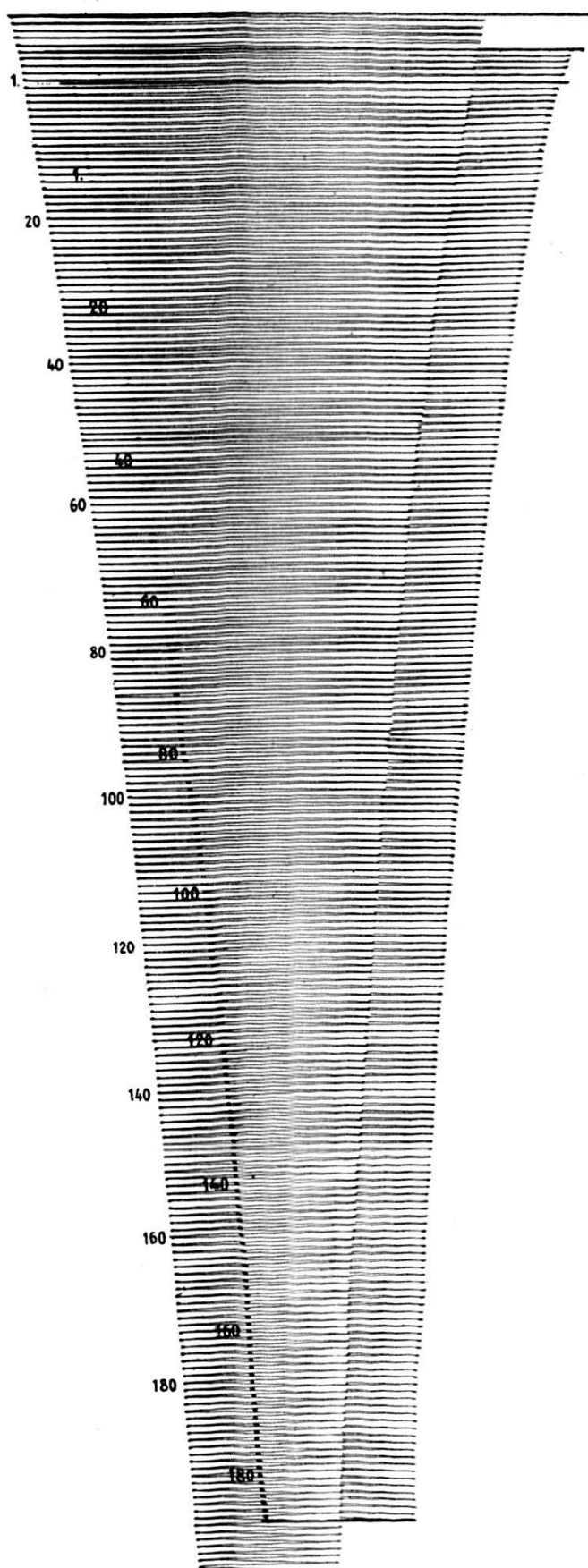


Fig. 2.

B. Fils d'acier.

Dans nos expériences sur l'acier, nous avons employé des fils de $\frac{4}{10}$ mm. La durée d'oscillation était très faible, ce qui nous permettait d'enregistrer un grand nombre d'oscillations (jusqu'à 150) sur la même photographie.

Comme nous l'avons expliqué plus haut, nous n'avons pu effectuer sur chaque fil que deux séries d'observations, la première sans champ, la seconde avec champ, car nous étions obligés de changer le fil à cause du magnétisme rémanent. Nous avons étudié 4 fils d'acier. On se rendra compte, sur cet enregistrement, de la coïncidence parfaite des amplitudes avec et sans champ.

Les résultats sont absolument identiques à ceux du fer doux. Le champ magnétique n'exerce aucune action sur le décrement logarithmique des oscillations d'un fil d'acier pour les petites amplitudes.

Voici le tableau des quatre mesures effectuées.

Fil no. 1.

<i>13 juin 1927</i>		sans champ	avec champ
sans champ	avec champ	$\alpha_{61} = 10,55$	$\alpha_{61} = 10,55$
$\alpha_1 = 11,5$	$\alpha_1 = 11,5$	$\alpha_{81} = 10,25$	$\alpha_{81} = 10,25$
$\alpha_{21} = 11,2$	$\alpha_{21} = 11,2$	$\alpha_{101} = 9,95$	$\alpha_{101} = 9,95$
$\alpha_{41} = 10,85$	$\alpha_{41} = 10,85$	$\lambda = 0,000728$	

Fil. no. 2.

<i>5 juillet 1927</i>		sans champ	avec champ
sans champ	avec champ	$\alpha_{61} = 11,6$	$\alpha_{61} = 11,55$
$\alpha_1 = 12,7$	$\alpha_1 = 12,7$	$\alpha_{81} = 11,25$	$\alpha_{81} = 11,2$
$\alpha_{21} = 12,3$	$\alpha_{21} = 12,3$	$\alpha_{101} = 10,9$	$\alpha_{101} = 10,9$
$\alpha_{41} = 11,95$	$\alpha_{41} = 11,95$	$\lambda = 0,000664$	

Fil no. 3.

<i>1^{er} décembre 1927.</i>		sans champ	avec champ
sans champ	avec champ	$\alpha_{101} = 10,05$	$\alpha_{101} = 10,05$
$\alpha_1 = 12,1$	$\alpha_1 = 12,1$	$\alpha_{121} = 9,65$	$\alpha_{121} = 9,65$
$\alpha_{21} = 11,65$	$\alpha_{21} = 11,65$	$\alpha_{141} = 9,3$	$\alpha_{141} = 9,3$
$\alpha_{41} = 11,25$	$\alpha_{41} = 11,25$	$\alpha_{151} = 9,15$	$\alpha_{151} = 9,15$
$\alpha_{61} = 10,8$	$\alpha_{61} = 10,85$	$\lambda = 0,000793$	
$\alpha_{81} = 10,4$	$\alpha_{81} = 10,4$		

Fil no. 4.

20 février 1928		sans champ	avec champ
sans champ	avec champ		
$a_1 = 11,9$	$a_1 = 11,9$	$a_{61} = 10,6$	$a'_{61} = 10,6$
$a_{21} = 11,45$	$a_{21} = 11,45$	$a_{81} = 10,4$	$a_{81} = 10,4$
$a_{41} = 11,05$	$a_{41} = 11,05$	$a_{101} = 9,85$	$a_{101} = 9,85$
		$\lambda = 0,000821$	

C. Fils de Nickel et d'acier-nickel à 26%.

Les résultats obtenus dans l'étude des fils de nickel et d'acier au nickel sont absolument identiques à ceux obtenus pour les fils de fer et d'acier. *Il nous a été impossible de déceler une action quelconque du champ magnétique sur le décrement logarithmique des petites oscillations.*

Nos expériences ont porté sur trois fils de nickel de $\frac{4}{10}$ et un fil d'acier au nickel à 26% de nickel. Nous transcrivons les résultats obtenus:

Nickel. — Fil no. 1.

15 décembre 1927		sans champ	avec champ
sans champ	avec champ		
$a_1 = 12,95$	$a_1 = 12,95$	$a_{61} = 12,05$	$a_{61} = 12,05$
$a_{21} = 12,65$	$a_{21} = 12,65$	$a_{81} = 11,75$	$a_{81} = 11,75$
$a_{41} = 12,35$	$a_{41} = 12,35$	$a_{101} = 11,45$	$a_{101} = 11,45$
		$\lambda = 0,000534$	

Fil no. 2.

19 décembre 1927		sans champ	avec champ
sans champ	avec champ		
$a_1 = 16,1$	$a_1 = 16,1$	$a_{61} = 15,05$	$a_{61} = 15,05$
$a_{21} = 15,75$	$a_{21} = 15,75$	$a_{81} = 14,75$	$a_{81} = 14,75$
$a_{41} = 15,4$	$a_{41} = 15,4$	$a_{101} = 14,45$	$a_{101} = 14,45$
		$\lambda = 0,000475$	

Fil no. 3.

24 février 1928		sans champ	avec champ
sans champ	avec champ		
$a_1 = 15,55$	$a_1 = 15,55$	$a_{61} = 14,35$	$a_{61} = 14,35$
$a_{21} = 15,15$	$a_{21} = 15,15$	$a_{81} = 13,95$	$a_{81} = 13,95$
$a_{41} = 14,75$	$a_{41} = 14,75$	$a_{101} = 13,65$	$a_{101} = 13,65$
		$\lambda = 0,000565$	

Acier au nickel à 26%. — Fil no. 1.

28 février 1928		sans champ	avec champ
sans champ	avec champ		
$a_1 = 12,2$	$a_1 = 12,2$	$a_{61} = 10,9$	$a_{61} = 10,9$
$a_{21} = 11,75$	$a_{21} = 11,75$	$a_{81} = 10,5$	$a_{81} = 10,5$
$a_{41} = 11,3$	$a_{41} = 11,3$	$a_{101} = 10,15$	$a_{101} = 10,15$
		$\lambda = 0,000798$	

Grandes amplitudes (12° environ).

A. Fils de fer.

Nos mesures ont alors porté sur la variation du décrement logarithmique lorsque le fil de fer subit de plus grandes déviations. Nous avons admis en moyenne un angle maximum d'oscillation de 12°. L'examen de nos clichés montre alors d'une façon certaine l'influence du magnétisme sur le frottement intérieur du fer doux. *Le décrement logarithmique est plus faible avec champ que sans champ.* Nous reproduisons l'enregistrement photographique d'une expérience, qui montre bien l'influence de la variation des amplitudes des oscillations. Nos recherches ont porté sur trois fils de fer doux, analogues à ceux qui ont été utilisés pour les mesures sur les petites déviations, et nous avons enregistré cinq photographies par fil. Nous ne donnons que quelques-uns des résultats obtenus:

Fil no. 1.

21 mai 1928		24 mai 1928	
sans champ	avec champ	sans champ	avec champ
$a_1 = 15,95$	$a_1 = 15,95$	$a_1 = 15,4$	$a_1 = 15,4$
$a_{21} = 14,25$	$a_{21} = 14,35$	$a_{21} = 13,85$	$a_{21} = 14$
$a_{41} = 12,85$	$a_{41} = 13$	$a_{41} = 12,4$	$a_{41} = 12,7$
$a_{61} = 11,5$	$a_{61} = 11,75$	$a_{61} = 11,1$	$a_{61} = 11,5$
$a_{81} = 10,35$	$a_{81} = 10,65$	$a_{81} = 10,05$	$a_{81} = 10,45$
$a_{101} = 9,35$	$a_{101} = 9,7$	$a_{101} = 9,1$	$a_{101} = 9,5$
$a_{121} = 8,45$	$a_{121} = 8,75$	$a_{121} = 8,15$	$a_{121} = 8,6$
$a_{141} = 7,6$	$a_{141} = 7,9$	$a_{141} = 7,35$	$a_{141} = 7,8$
$\lambda = 0,00229$	$\lambda = 0,00218$	$a_{161} = 6,6$	$a_{161} = 7,05$
		$a_{181} = 6$	$a_{181} = 6,45$
		$\lambda = 0,00227$	$\lambda = 0,00210$

Fil no. 2.

1^{er} juin 1928

11 juin 1928

sans champ	avec champ	sans champ	avec champ
$a_1 = 13$	$a_1 = 13$	$a_1 = 13,95$	$a_1 = 13,95$
$a_{21} = 11,45$	$a_{21} = 11,6$	$a_{21} = 12,3$	$a_{21} = 12,45$
$a_{41} = 10,15$	$a_{41} = 10,35$	$a_{41} = 10,9$	$a_{41} = 11,1$
$a_{61} = 8,95$	$a_{61} = 9,2$	$a_{61} = 9,7$	$a_{61} = 9,95$
$a_{81} = 7,95$	$a_{81} = 8,15$	$a_{81} = 8,65$	$a_{81} = 8,85$
$a_{101} = 7,05$	$a_{101} = 7,25$	$a_{101} = 7,7$	$a_{101} = 7,9$
$a_{121} = 6,25$	$a_{121} = 6,5$	$a_{121} = 6,85$	$a_{121} = 7,05$
$a_{141} = 5,5$	$a_{141} = 5,8$	$a_{141} = 6,1$	$a_{141} = 6,3$
$a_{161} = 4,9$	$a_{161} = 5,15$	$a_{161} = 5,45$	$a_{161} = 5,06$
$a_{181} = 4,35$	$a_{181} = 4,6$	$a_{181} = 4,8$	$a_{181} = 5,05$
$\lambda = 0,00264$	$\lambda = 0,00250$	$\lambda = 0,00257$	$\lambda = 0,00245$

Fil no. 3.

22 novembre 1928

29 novembre 1928

sans champ	avec champ	sans champ	avec champ
$a_1 = 15,5$	$a_1 = 15,5$	$a_1 = 21,45$	$a_1 = 21,45$
$a_{21} = 13,55$	$a_{21} = 13,75$	$a_{21} = 19,65$	$a_{21} = 19,4$
$a_{41} = 11,95$	$a_{41} = 12,3$	$a_{41} = 17,1$	$a_{41} = 17,4$
$a_{61} = 10,55$	$a_{61} = 10,95$	$a_{51} = 16,15$	$a_{51} = 16,45$
$a_{76} = 9,65$	$a_{76} = 10,1$	$\lambda = 0,00246$	$\lambda = 0,00230$
$\lambda = 0,00283$	$\lambda = 0,00244$		

Dans toutes nos mesures de grandes amplitudes sans exception, nous avons constaté que le décroissement logarithmique est notablement plus faible avec champ que sans champ. Cette diminution est de l'ordre du $\frac{1}{10}$ de la valeur du décroissement.

Pour être certain que la variation constatée ne dépendait pas de l'ordre des opérations, nous avons inversé notre mode de faire. Dans une première expérience, nous mesurions l'amortissement d'abord sans champ, puis avec champ; dans l'expérience suivante, nous procédions de façon inverse. Les résultats ne furent en rien modifiés, ce qui montre en particulier que le magnétisme rémanent, qui peut subsister même sur un fil de fer doux de grande longueur, ne semble pas modifier sensiblement la valeur du frottement intérieur.

Mesures à 100°.

Utilité de ces mesures. — Les dernières expériences avaient montré que le champ magnétique a une action nettement marquée sur le décrement logarithmique des grandes oscillations. Nous avons alors jugé utile de faire quelques expériences à plus haute température (100° environ, soit la température de l'eau en ébullition).

Si nous nous reportons en effet aux travaux du Laboratoire de Physique de l'Université de Genève, nous voyons que le décre-

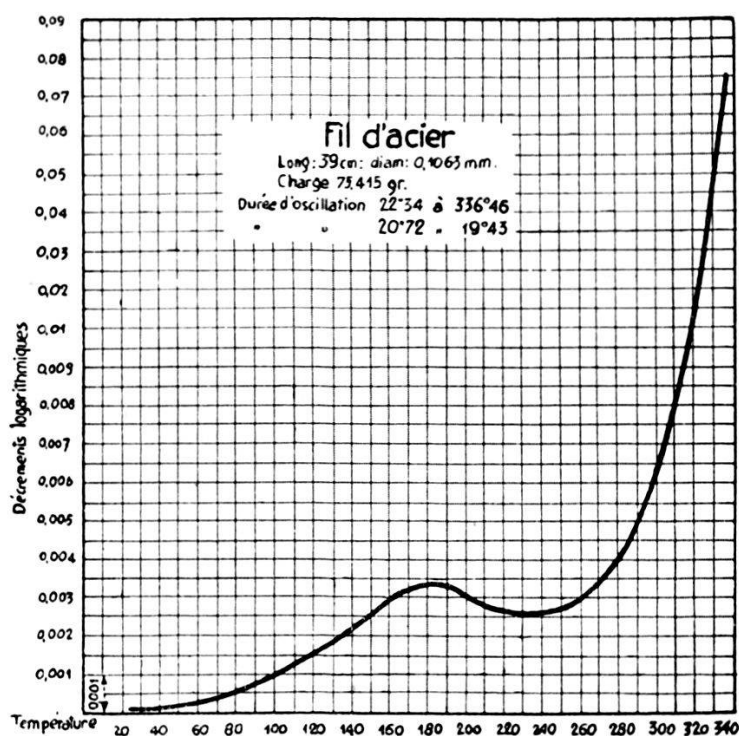


Fig. 3.

Expériences de C. E. Guye et S. Mintz.

ment logarithmique augmente avec la température et qu'à 100°, pour l'acier, il atteint près du quadruple de sa valeur à la température ordinaire (C. E. GUYE et MINTZ, loc. cit.).

Mais, après avoir augmenté de 19° à 200°, le décrement diminue et passe par un minimum vers 250°, pour augmenter à nouveau avec la température. Nous reproduisons ci-dessous la courbe du décrement obtenue par ces expérimentateurs. Les expériences postérieures de M. CHEVENARD ont d'ailleurs montré que cette anomalie semble due à une transformation interne,

conséquence de l'écrouissage, et qu'un recuit vers 900 la fait disparaître complètement.

En augmentant la température, nous pensions alors obtenir une plus grande différence entre λ sans champ magnétique et λ avec champ magnétique, la valeur du décrement étant elle-même plus grande. Ceci nous a entraîné à modifier un peu notre appareil.

Modification de l'appareil. — Nous nous sommes servi, pour obtenir une température constante, de l'ébullition de la vapeur d'eau. Cette vapeur était produite par une petite chaudière sous laquelle brûlait un bec Bunsen; nous avons simplement connecté le manchon de circulation avec le tuyau de la chaudière. A la sortie du manchon, la vapeur descendait dans un tube de caoutchouc plongeant dans un vase rempli d'eau où elle se condensait. Dès nos premières expériences, nous avons été arrêté par la difficulté suivante: la chaleur dégagée par la vapeur d'eau faisait fondre le suif et, par suite l'appareil ne tenait plus le vide.

Nous avons donc résolu de faire les observations à la pression atmosphérique; nos expériences étant comparatives, l'amortissement dû à l'air intervenait dans les deux cas de la même façon; le coefficient de viscosité de l'air étant toutefois un peu plus grand et la densité de l'air un peu plus faible à température élevée.

Résultats obtenus. — Le fil utilisé est du fil de fer doux recuit déjà employé pour les mesures précédentes. Nous avons procédé à douze mesures et nous publions l'une d'entre elles. L'examen de ces enregistrements fait ressortir les faits suivants:

Tout d'abord, le champ magnétique agit bien à chaud comme à froid et le décrement est inférieur lorsque le fil oscille dans le champ magnétique. Mais, contrairement à nos prévisions et aux résultats expérimentaux antérieurs sur l'acier écroui, le décrement logarithmique s'est trouvé plus faible à 100° qu'à 20° et même notablement plus faible.

Ce résultat nous a paru si surprenant que nous avons pris la peine de la vérifier à plusieurs reprises. Nous avons alors effectué nos expériences selon le processus suivant:

1° Nous mesurons d'abord le décrement à la température ordinaire avec ou sans champ magnétique ou même dans les deux cas.

2° Nous mesurons ensuite le décrement à la température de 100° sans champ puis avec champ.

Nous avons eu soin d'inverser l'ordre de ces opérations, afin d'éliminer autant que possible les causes d'erreur.

Les résultats obtenus ont été :

Fil no. 1.

<i>11 janvier 1929</i>		<i>28 janvier 1929</i>	
à la temp. de 16°	sans champ	à la temp. de 17°	sans champ
$\alpha_1 = 16,6$		$\alpha_1 = 17,1$	
$\alpha_{11} = 15,9$		$\alpha_{11} = 16,4$	
$\alpha_{21} = 15,2$	$\lambda = 0,00229$	$\alpha_{21} = 15,7$	
$\alpha_{31} = 14,5$		$\alpha_{31} = 15$	
		$\alpha_{41} = 14,4$	$\lambda = 0,00186$
		$\alpha_{51} = 13,8$	
à la temp. de 100°	sans champ	à la temp. de 100°	sans champ
$\alpha_1 = 21,9$		$\alpha_1 = 18,9$	
$\alpha_{11} = 21,55$		$\alpha_{11} = 18,5$	
$\alpha_{21} = 21,1$		$\alpha_{21} = 18,15$	
$\alpha_{31} = 20,7$		$\alpha_{31} = 17,7$	$\lambda = 0,00096$
$\alpha_{41} = 20,3$		$\alpha_{41} = 17,3$	
$\alpha_{51} = 20$	$\lambda = 0,00115$		
$\alpha_{61} = 19,6$			
à la temp. de 100°	avec champ	à la temp. de 100°	avec champ
$\alpha_1 = 21,2$		$\alpha_1 = 18,7$	
$\alpha_{11} = 20,95$		$\alpha_{11} = 18,45$	
$\alpha_{21} = 20,7$		$\alpha_{21} = 18,2$	
$\alpha_{31} = 20,45$	$\lambda = 0,00052$	$\alpha_{31} = 18$	
$\alpha_{41} = 20,15$		$\alpha_{41} = 17,8$	$\lambda = 0,00047$
		$\alpha_{51} = 17,6$	

Fil no. 2.

<i>2 février 1929</i>		<i>7 février 1929</i>	
à la temp. de 15°	sans champ	à la temp. de 100°	avec champ
$\alpha_1 = 14,7$		$\alpha_1 = 20,3$	
$\alpha_{11} = 14$		$\alpha_{11} = 19,95$	
$\alpha_{21} = 13,45$	$\lambda = 0,00201$	$\alpha_{21} = 19,7$	
$\alpha_{31} = 12,8$		$\alpha_{31} = 19,5$	$\lambda = 0,00054$
		$\alpha_{41} = 19,3$	
à la temp. de 100°	sans champ	à la temp. de 16°	sans champ
$\alpha_1 = 20,4$		$\alpha_1 = 15,3$	
$\alpha_{11} = 20$		$\alpha_{11} = 14,6$	
$\alpha_{21} = 19,65$		$\alpha_{21} = 13,95$	
$\alpha_{31} = 19,3$	$\lambda = 0,00089$	$\alpha_{31} = 13,3$	$\lambda = 0,00205$
$\alpha_{41} = 19$		$\alpha_{41} = 12,7$	

à la temp. de 100° sans champ

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= 18,6 \\ \alpha_{11} &= 18,2 \\ \alpha_{21} &= 17,85 \quad \lambda = 0,00084 \\ \alpha_{31} &= 15,55 \end{aligned}$$

à la temp. de 100° avec champ

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= 17,5 \\ \alpha_{11} &= 17,2 \\ \alpha_{21} &= 16,95 \quad \lambda = 0,00061 \\ \alpha_{31} &= 16,75 \end{aligned}$$

8 février 1929

à la temp. de 14° sans champ

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= 18,3 \\ \alpha_{11} &= 17,5 \\ \alpha_{21} &= 16,6 \quad \lambda = 0,00192 \\ \alpha_{41} &= 15,8 \end{aligned}$$

à la temp. de 100° sans champ

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= 18,3 \\ \alpha_{11} &= 17,95 \\ \alpha_{21} &= 17,65 \\ \alpha_{31} &= 17,35 \quad \lambda = 0,00076 \\ \alpha_{41} &= 17,1 \end{aligned}$$

à la temp. de 100° avec champ

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= 19,5 \\ \alpha_{11} &= 19,15 \\ \alpha_{21} &= 18,9 \\ \alpha_{31} &= 18,7 \quad \lambda = 0,00049 \\ \alpha_{41} &= 18,5 \end{aligned}$$

14 février 1929

à la temp. de 13° sans champ

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= 19,4 \\ \alpha_{11} &= 18,6 \\ \alpha_{21} &= 17,8 \quad \lambda = 0,00196 \\ \alpha_{31} &= 17,05 \end{aligned}$$

à la temp. de 100° sans champ

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= 17,6 \\ \alpha_{11} &= 17,25 \\ \alpha_{21} &= 16,95 \quad \lambda = 0,00081 \\ \alpha_{31} &= 16,6 \end{aligned}$$

à la temp. de 100° avec champ

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= 17,6 \\ \alpha_{11} &= 17,35 \\ \alpha_{21} &= 17,1 \\ \alpha_{31} &= 16,9 \quad \lambda = 0,00053 \\ \alpha_{41} &= 16,7 \end{aligned}$$

Fil no. 3.

25 février 1929

à la temp. de 15° sans champ

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= 19,75 \\ \alpha_{11} &= 18,4 \\ \alpha_{21} &= 17,35 \quad \lambda = 0,00296 \\ \alpha_{31} &= 16,25 \end{aligned}$$

à la temp. de 15° avec champ

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= 19,05 \\ \alpha_{11} &= 17,7 \\ \alpha_{21} &= 16,8 \quad \lambda = 0,00217 \\ \alpha_{31} &= 16 \end{aligned}$$

à la temp. de 100° sans champ

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= 20,3 \\ \alpha_{11} &= 20,85 \\ \alpha_{21} &= 20,55 \quad \lambda = 0,00079 \\ \alpha_{31} &= 20,3 \end{aligned}$$

à la temp. de 100° avec champ

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= 20,4 \\ \alpha_{11} &= 20,25 \\ \alpha_{21} &= 19,85 \\ \alpha_{31} &= 19,7 \quad \lambda = 0,00059 \\ \alpha_{41} &= 19,5 \end{aligned}$$

Conclusions.

Les conclusions de ce travail peuvent se résumer comme suit:

1^o Dans les expériences effectuées aux petites amplitudes, nous n'avons pu constater aucune action appréciable du champ magnétique, qu'il s'agisse de fer doux, d'acier, de nickel ou d'acier au nickel.

2^o Les expériences faites sur des grandes amplitudes nous ont montré de façon certaine que le champ magnétique exerce une action sur le frottement intérieur des solides. Cette action a comme résultat une diminution du décrément logarithmique ainsi que l'avaient constaté déjà MM. BOUASSE et CARRIÈRE.

3^o Enfin, à la température de 100°, cette action persiste; elle est même beaucoup plus marquée puisqu'elle atteint presque toujours le $\frac{1}{3}$ du décrément à la température ordinaire.

4^o Nos recherches sur le fer doux nous ont amené à constater d'autre part un fait assez inattendu. Le frottement intérieur d'un fil de fer doux est plus faible à la température de 100° qu'à la température ordinaire. Il serait possible que cette diminution correspondit à une modification analogue à celle que produit l'écrouissage sur l'acier et qui a été observée déjà par MM. C. E. GUYE et S. MINTZ. Mais alors il faudrait supposer que cette modification se produit dans le fer doux à une température plus basse que pour l'acier. Pour trancher cette question, il aurait fallu pouvoir effectuer des mesures dans des limites plus étendues de températures; malheureusement notre appareil ne s'y prêtait pas sans d'importantes modifications.

BIBLIOGRAPHIE.

COULOMB: Mémoires, Tome I, Paris 1884.

MEYER: Die Reibung der Flüssigkeiten, Journal de Crelle, 1861, 59, et Annalen der Physik 1861, 113.

VOIGT: Über die innere Reibung der festen Körper, Annales de Goettingue 1890, 36; Bestimmung der Konstanten der Elastizität, Annales de Goettingue 1892, 38.

LETTRES DE GAUSS & WEBER: Über die Elastizität der Seidenfäden, Annalen der Physik und Chemie 1835, 34.

WEBER: Über die Elastizität fester Körper, Annalen d. Physik u. Chemie 1841, 54.

BOLTZMANN: Zur Theorie der elastischen Nachwirkung, Annalen d. Physik u. Chemie 1876, 7; Académie de Vienne 1874, 70.

WARBURG: Über die Dämpfung der Töne, Annalen d. Physik u. Chemie 1870, 139.

STREINTZ: Beiträge zur Kenntnis der elastischen Nachwirkung, Académie de Vienne 1880, 80.

BRAUN: Über elastische Schwingungen, Annalen d. Physik u. Chemie 1874, 151.

- SCHMIDT: Über die innere Reibung fester Körper, Annalen d. Physik u. Chemie 1877, 2.
- WIEDEMANN: Über die Torsionen, Annalen d. Physik u. Chemie 1899, 6.
- BOUASSE: Nombreux mémoires dans les Annales de Physique et de Chimie, 1897, 98; 1901, 3, 4.
- THOMSON: On the Elasticity and viscosity of metals Phil. mag 1865, 30; Proc. Royal soc. of London 1865, 14.
- PISATI: Sur l'élasticité des métaux à diverses températures.
- GRAY et WOOD: Proc. Royal Society 70, 1902.
- BOUASSE et CARRIÈRE: Sur l'amortissement des oscillations, Annales de Physique et Chimie 1908.
- TOMLISON: Proc. Royal Society 40, 1886; Trans. R. Soc. 179, 1888.
- MÉMOIRES du laboratoire de Physique de l'Université de Genève et Archives des sciences physiques et naturelles, Genève.
- GUYE et MINTZ: Viscosité de quelques métaux e. f. de la température, 1911.
-

Contribution à l'étude dynamique de l'amalgamation

par C. E. Guye et Melle I. Archinard.

(19. IX. 1929.)

Sommaire. Etude expérimentale sur la vitesse de propagation de l'amalgamation le long de tiges verticales et sur l'étalement du mercure à la surface de plaques métalliques dorées; influence positive de la température sur la vitesse de propagation.

Introduction.

Le but primitif de ce travail était de rechercher dans quelle mesure l'expérience pourrait vérifier une relation théorique établie antérieurement par l'un de nous en vue de chercher à se rendre compte des limites possibles de l'ascension de la sève dans les végétaux¹).

En introduisant diverses hypothèses simplificatrices, et en se basant sur des considérations énergétiques, cette relation²) conduisait à l'expression suivante:

$$\frac{h_1}{h_2} = \frac{H \log \text{nat.} \frac{H}{H-h_1} - h_1}{H \log \text{nat.} \frac{H}{H-h_2} - h_2} \quad (1)$$

dans laquelle H est la hauteur limite à laquelle le liquide tend à s'élever,

h_1 est la hauteur atteinte au temps t_1

h_2 » » » » » » » t_2 .

Dans le cas où l'amalgamation progresse le long de fils verticaux, l'énergie qui détermine l'ascension du mercure a une origine assez complexe; elle résulte vraisemblablement, d'une part de l'énergie d'amalgamation du métal, et d'autre part des

¹) C. E. GUYE. Ascension spontanée d'un liquide le long d'une paroi qu'il mouille. Arch. des Sc. phys. et nat., t. 7, 1925, Suppl. p. 39.

²) Cette relation suppose un cas théorique très particulier; celui d'une force de succion dont le siège se trouverait à chaque instant pratiquement localisé au front de propagation; c'est en outre une formule limite qui suppose toute l'énergie libérée utilisée au travail d'ascension et qui fait abstraction de tous phénomènes thermiques qui peuvent se produire en dehors de ceux dus aux forces de viscosité. La formule (1) représente donc un cas théorique très spécial, mais elle conduit à la notion d'une „hauteur limite“ atteinte. On ne peut prétendre que de telles conditions soient réalisées dans la propagation ascendante de l'amalgamation, d'autant plus que la durée de nos expériences n'a pas permis de déceler pratiquement l'existence d'une hauteur limite.