Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 2 (1920)

Artikel: Sur le frottement intérieur des fils de quartz aux températures élevées
Autor: Guye, C.-E. / Morein, A.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-742563

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: 14.07.2025

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

Sur le

FROTTEMENT INTÉRIEUR DES FILS DE QUARTZ

AUX TEMPÉRATURES ÉLEVÉES

PAR

C.-E. GUYE et A. MOREIN

(Avec 3 fig.).

I. — Introduction.

Les fils de quartz étant souvent employés pour réaliser des suspensions délicates, l'étude des propriétés physiques d'une pareille suspension présente de l'intérêt au point de vue métrologique. On possède des données nombreuses et certaines concernant le moment de torsion des fils de quartz, mais il n'en est pas de même quant à l'amortissement de leurs oscillations torsionnelles. Ce sujet se rattache en outre comme cas particulier à l'étude générale du frottement intérieur des corps solides, question complexe examinée dans un grand nombre de recherches contemporaines. Les fils de verre et de quartz y semblent occuper une place à part en se comportant, à certains égards, autrement que les fils métalliques.

Le frottement intérieur des verres a été étudié, il y a quelque temps, par M. C.-E. Guye et Mlle S. Vassileff[1], notamment aux températures élevées. Malgré la complexité du phénomène, cette étude a permis de dégager un certain nombre de conclusions

[1] C.-E. Guye et Mlle Vassileff. Frottement intérieur des verres en fonction de la température, *Arch.*, Genève, mars et avril 1914.

importantes sur lesquelles nous aurons à revenir dans la suite de ce mémoire.

Plus récemment encore, MM. C.-E. Guye et M. Einhorn[1] ont fait des recherches sur le frottement intérieur des fils de verre et de quartz aux basses températures. L'extrême petitesse de l'amortissement aux températures de la neige carbonique et de l'air liquide oblige à beaucoup de circonspections dans l'interprétation des résultats. Il a été cependant possible d'obtenir des courbes de grande régularité représentant les lois suivant lesquelles varie l'amortissiment avec la température du fil et avec la période des oscillations. Selon une constatation intéressante résultant de ces travanx, le décrément logarithmique des fils de verre et de quartz est *sensiblement indépendant de l'amplitude des oscillations*, contrairement à ce qui se passe dans le cas des fils métalliques.

Il restait à compléter ces recherches par l'étude du frottement intérieur des fils de quartz aux températures élevées, étude rendue plus simple par le fait que l'amortissement des oscillations est dans ces conditions plus grand. On peut pour cette raison se servir dans ce cas de la méthode du double fil de MM. C.-E. Guye et V. Frécdericksz[2], tandis qu'aux basses températures il a fallu utiliser le fil de quartz même comme fil de suspension. Ce dernier procédé présente l'inconvénient de soumettre l'échantillon étudié à un effort de traction, effort variable si l'on utilise le même équipage (oscillateur) pour des fils de diamètres différents. Dans le présent travail par contre cet inconvénient a pu être évité, l'oscillateur étant supporté par un fil d'acier très fin.

Nous indiquerons plus loin quelques détails sur le dispositif qui a été décrit à plusieurs reprises dans des mémoires publiés antérieurement[3].

Profitant des avantages de la méthode du double fil, nous

[1] C.-E. Guye et M. Einhorn. Sur le frottement intérieur des fils de verre et de quartz aux basses températures, *Arch.*, Genève, *V. 41*, avril, mai, juin 1916. (Voir aussi C.-E. Guye et Pierre Barbier, *Arch.*, 1919).

[2] C.-E. Guye et V. Frédericksz. Frottement intérieur des solides aux basses températures, *Arch.*, Genève, janvier, février mars, 1910.

[3] Voir C.-E. Guye et V. Frédericksz. *L. c.* — C.-E. Guye et H. Schapper. Sur le frottement intérieur de quelques métaux aux basses températures, *Arch.*, Genève, août 1910. — C-E. Guye et Vassileff. *L. c.*

nous sommes proposé, dans le présent travail, d'étudier, à côté de l'influence de la température sur la valeur du décrément logarithmique, aussi celle exercée par le diamètre du fil ; du moins d'une façon approximative par suite des irrégularités que présentent à ce point de vue des fils qui ne sont pas étirés à la filière.

Dans les pages qui suivent nous indiquerons, après quelques remarques concernant le point de départ théorique de nos recherches et après la description du dispositif employé, les résultats auxquels nous sommes parvenus, et nous nous occuperons ensuite de leur interprétation.

En élaborant ces résultats, nous avons dû constater, malheureusement, qu'il n'est pas possible d'en dégager des conclusions aussi nettes que nous l'aurions désiré. Aussi ne faut-il pas considérer comme définitifs les résultats de ce travail, qui ne prétend être qu'une étude préliminaire donnant l'orientation pour des recherches futures.

II. — Remarque sur la théorie des oscillations amorties.

On caractérise habituellement, comme l'on sait, l'amortissement des oscillations effectuées par un oscillateur relié à des fils de torsion, par le *décrément logarithmique* des amplitudes. La notion du décrément logarithmique est liée à l'hypothèse suivante : la loi des oscillations torsionnelles amorties s'exprime par une équation différentielle linéaire, homogène de second ordre, à coefficients constants :

$$I \frac{d^2\alpha}{dt^2} + F \frac{d\alpha}{dt} + E\alpha = 0 \qquad (1)$$

α étant l'angle de déviation, variable en fonction du temps t. Les coefficients sont respectivement : le moment d'inertie I du système, le coefficient de frottement F (le moment de la force de résistance $F \frac{d\alpha}{dt}$ est supposé proportionnel à la vitesse angulaire instantanée) ; et le moment de torsion E développé dans le fil par une déviation $\alpha = 1$.

L'intégrale de cette équation étant :

$$\alpha = Ae^{-KT} \sin \omega t$$

le rapport de deux élongations maxima consécutives, observées du même côté de la position d'équilibre, est constant, c'est-à-dire indépendant de l'ordre de l'élongation. Par conséquent, si l'on désigne par α_n et α_{n+1} les grandeurs de deux amplitudes consécutives, on a :

$$\frac{\alpha_n}{\alpha_{n+1}} = e^{KT} = e^{\lambda}$$

K et T sont des constantes. La première :

$$K = \frac{F}{2I} \qquad (2)$$

dépend du coefficient de frottement F et du moment d'inertie I.

La seconde constante :

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{E - K^2}} \qquad (3)$$

s'appelle la pseudo-période. On peut, en général, négliger, dans l'expression de T, la quantité K^2 vis-à-vis de E.

T peut du reste être déterminé facilement en observant un certain nombre de passages de l'oscillation par sa position d'équilibre, cette qnantité n'étant autre chose que la durée de « l'oscillation complête » du système.

Nous avons désigné par la lettre λ le décrément logarithmique des oscillations défini par :

$$\lambda = \log \text{nat} \frac{\alpha_n}{\alpha_{n+1}} = KT . \qquad (4)$$

Le décrément λ peut également être mesuré avec précision Cette détermination formant la mesure la plus importante effectuée dans le présent travail, nous y reviendrons plus loin. Pour l'instant, il nous importe d'insister sur la remarque suivante : Si l'on utilise un oscillateur de moment d'inertie invariable, le décrément logarithmique peut être pris pour mesure du coefficient d'amortissement, mais seulement dans le cas où la pseudo-période T reste constante. Lorsqu'on fait varier la température

ou lorsqu'il s'agit de comparer, à la même température, les frottements intérieurs produits dans deux fils de dimensions différentes, il faut tenir compte de la variation simultanée des grandeurs K et T, le changement de la pseudo-période T dépendant surtout de la variation du coefficient E.

S'il s'agit plus spécialement d'étudier le changement subi par le coefficient de frottement F, il faut envisager, à la place de λ, la quantité

$$K = \frac{\lambda}{T}$$

qui, pour un moment d'inertie donné, est proportionnelle à F. Selon l'hypothèse sur laquelle est basée l'équation différentielle (1), c'est le coefficient de frottement F qui présente une signification simple pour un fil donné, et non pas le décrément λ.

Pour calculer les effets de torsion et d'amortissement produits par la superposition des actions de deux fils différents appliqués, l'un dans le prolongement de l'autre, à un même oscillateur, on peut supposer que les coefficients E et F sont représentés chacun par la somme de deux termes

$$E = E_1 + E_2$$

$$F = F_1 + F_2 ,$$

l'indice 1 se rapportant à l'un et l'indice 2 à l'autre des deux fils.

Si l'on maintient constantes les conditions du premier fil et si l'on fait varier celles de l'autre, les quantités E_1 et F_1 restent constantes, et E_2 et F_2 subissent des changements. On peut alors déterminer $\frac{E_1}{I}$ et $\frac{F_1}{I}$ en étudiant à part les oscillations produites sous l'influence du premier fil seul.

Lorsque les deux fils agissent ensuite simultanément, les déterminations du décrément λ et de la pseudo-période T permettent le calcul de $\frac{E}{I}$ et de $\frac{F}{I}$. Les quantités $\frac{E_2}{I}$ et $\frac{F_2}{I}$ qui nous intéressent plus spécialement s'en déduisent par simple soustraction. Nous montrerons plus loin que, dans les conditions de nos expériences, le décrément logarithmique produit par le fil de suspension seul était toujours négligeable vis-à-vis de λ.

Cette constatation présente une certaine importance, parce que l'hypothèse du frottement intérieur proportionnel à la vitesse n'est certainement qu'approchée. On ne pourrait alors se servir des considérations précédentes que pour le contrôle de l'influence éventuelle exercée par le fil de suspension, mais nullement pour un calcul exact.

Si l'amortissement produit par le fil auxiliaire est négligeable et si la période des oscillations est à peu près constante, conditions réalisées dans nos expériences, c'est le décrément logarithmique même qui peut être considéré comme quantité caractéristique pour le frottement intérieur, quelle que soit d'ailleurs la nature véritable de ce phénomène complexe.

III. — Dispositif expérimental.

§ 1. — *Appareil principal.*

La figure ci-jointe, empruntée au mémoire de M. C.-E. Guye et Mlle Vassileff, représente l'appareil utilisé. Il se compose essentiellement de deux cylindres en laiton. Le cylindre supérieur MK renferme le fil d'acier supportant l'oscillateur. Il est entouré d'un bain d'eau destiné à maintenir constante la température de cette partie de l'appareil.

L'oscillateur est logé à l'intérieur de la cage II. Il se compose d'une boîte *dd* dans laquelle on peut placer un anneau pour changer le moment d'inertie. La boîte est traversée par une tige à laquelle est fixé un miroir pour l'observation des oscillations. Un dispositif simple, visible sur la figure, permet d'immobiliser la suspension dans une position telle que le miroir se trouve juste en face de la fenêtre dont la cage est munie.

Enfin, le cylindre inférieur renferme le fil de quartz. Le chauffage se fait électriquement au moyen d'un manchon de laiton entourant ce cylindre. Le courant de chauffage, un courant alternatif de grande intensité, est produit au moyen d'un transformateur approprié.

En variant l'intensité du courant primaire de 0 à 10 ampères on peut élever la température à l'intérieur du manchon jusqu'à

la limite de 350 degrés. Nous exposerons plus loin le procédé employé pour la détermination des températures.

Il convient encore de mentionner que l'appareil, après l'introduction du système oscillant, pouvait être rendu suffisamment étanche pour permettre d'y maintenir, au moyen d'une trompe à eau, un vide de 25 à 27 mm de mercure. Quant aux autres détails concernant le fonctionnement de l'appareil, nous renvoyons aux mémoires que M. le professeur C.-E. Guye a publiés en collaboration avec M. V. Fredericksz et avec Mlle S. Vassileff.

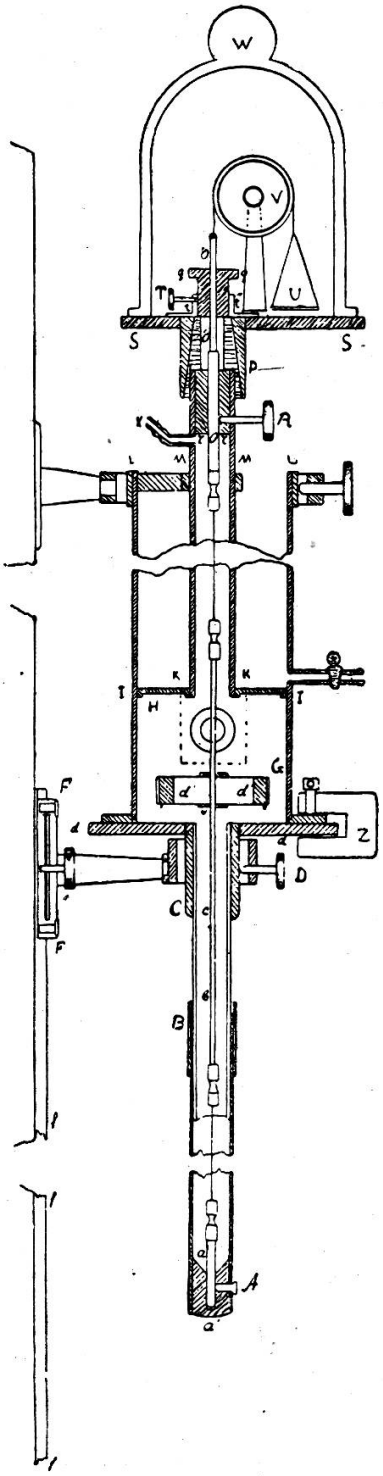

Fig. 1.

§ 2. — *Préparation des fils.*

Les fils de quartz sur lesquels ont porté nos recherches provenaient de la fabrique de Heraeus à Hanau. Ils avaient une longueur de 35 à 45 cm. La longueur utilisée dans nos expériences n'étant que 22,5 cm, on pouvait, dans chaque cas, choisir la portion la plus avantageuse du fil, c'est-à-dire celle qui se rapprochait le plus de la forme cylindrique. Les diamètres ont été mesurés au moyen d'un microscope à micromètre oculaire. Nous avons toujours mesuré le diamètre en plusieurs endroits et dans différentes positions du fil, pour pouvoir indiquer aussi exactement que possible le *diamètre moyen*.

La suspension des fils de quartz est une opération délicate, tant à cause de la fragilité des fils qu'à cause de la difficulté de réaliser des joints sensiblement indé-

formables, malgré les variations considérables de la température (jusqu'à 360°) qu'ils ont à supporter.

Nous avons adopté le procédé suivant :

Chaque extrémité du fil est scellée dans un petit tube d'argent ayant une longueur de 2 à 3 cm et un diamètre extérieur de 0,6 à 0,8 mm. Ces tubes sont d'abord remplis d'une pâte obtenue en triturant de la silice amorphe avec une solution de silicate de sodium, puis après y avoir introduit l'une des extrémités du fil, on laisse reposer le masticage pendant plusieurs jours. Au bout de ce temps, la pâte s'est suffisamment durcie et on peut alors serrer les cylindres métalliques dans des pinces. Les joints ainsi établis sont rigides et ne se disloquent pas par suite des grands changements de température.

§ 3. — *Moment d'inertie de l'oscillateur ; production des oscillations.*

Nous avons déjà indiqué plus haut que l'oscillateur se compose essentiellement d'une boîte cylindrique dans laquelle on peut introduire un anneau de laiton. Le moment d'inertie d'un anneau cylindrique dont la masse est M_a et dont les rayons extérieur et intérieur sont respectivement r_1 et r_2 est, comme l'on sait,

$$I_a = M_a \frac{r_1^2 + r_2^2}{2} .$$

La valeur du moment d'inertie de cette surcharge utilisée dans nos expériences est :

$$I_a = 1400 \text{ c. g. s.}$$

D'autre part, en faisant osciller le fil de suspension en acier, une fois sous l'influence du moment d'inertie de la boîte vide, et puis sous l'influence du moment d'inertie obtenu en plaçant dans la boîte la surcharge en question, nous avons observé les deux durées d'oscillation :

$$T_1 = 3{,}03''$$

$$T_2 = 7{,}13'' .$$

On en déduit pour le moment d'inertie de l'équipage et de la boîte vide la valeur :

$$I_0 = 310 \quad \text{c. g. s.}$$

calculée au moyen de la formule

$$I_0 = \frac{T_1^2}{T_2^2 - T_1^2} I_a .$$

Le moment d'inertie de la boîte munie de la surcharge est donc :

$$I = I_0 + I_a = 1710 \text{ c. g. s.}$$

Désormais, pour abréger, nous appellerons I le « grand » moment d'inertie et I_0 le « petit » moment d'inertie.

Pour provoquer les oscillations du système, on excite pendant quelques instants un électro-aimant placé extérieurement. L'électro-aimant agit sur deux petites masses de fer fixées à la boîte *bb* (voir fig. 1) de l'oscillateur.

Après avoir produit l'effet voulu nous avons toujours éloigné l'électro-aimant, car il est indiqué d'éviter toute action magnétique pouvant introduire une perturbation dans le mouvement du système.

§ 4. — *Evaluation de la température.*

Le procédé de chauffage employé dans nos expériences permet de déterminer la température du fil d'une façon fort simple et avec une précision suffisante pour le but que nous avions en vue.

Pour faire varier la température, on agissait sur des rhéostats intercalés dans le circuit primaire du transformateur dont le circuit secondaire fournissait le courant de chauffage. A une intensité donnée du courant primaire, maintenue constante pendant une longue durée, correspond dans ce cas une température donnée du fil placé dans l'axe du four cylindrique. On peut donc utiliser comme thermomètre l'ampèremètre (thermique) du circuit primaire dont l'échelle va de 0 à 10 ampères.

Pour la graduation nous avons disposé à l'intérieur du four électrique, dans la région où se trouvait habituellement le fil de quartz, le réservoir d'un thermomètre à mercure, et nous avons

noté les températures qui correspondent aux différentes intensités du courant primaire. Nous avons trouvé la température de régime en maintenant chaque fois constante l'intensité du courant pendant une heure. Avec une intensité de 10 ampères, nous pouvions obtenir une température de 360 degrés. L'ensemble des résultats de la graduation est représenté par la courbe fig. 2.

§ 5. — *Mesure du décrément logarithmique.*

L'enregistrement des amplitudes consécutives a été fait d'après le procédé photographique décrit à plusieurs reprises dans des

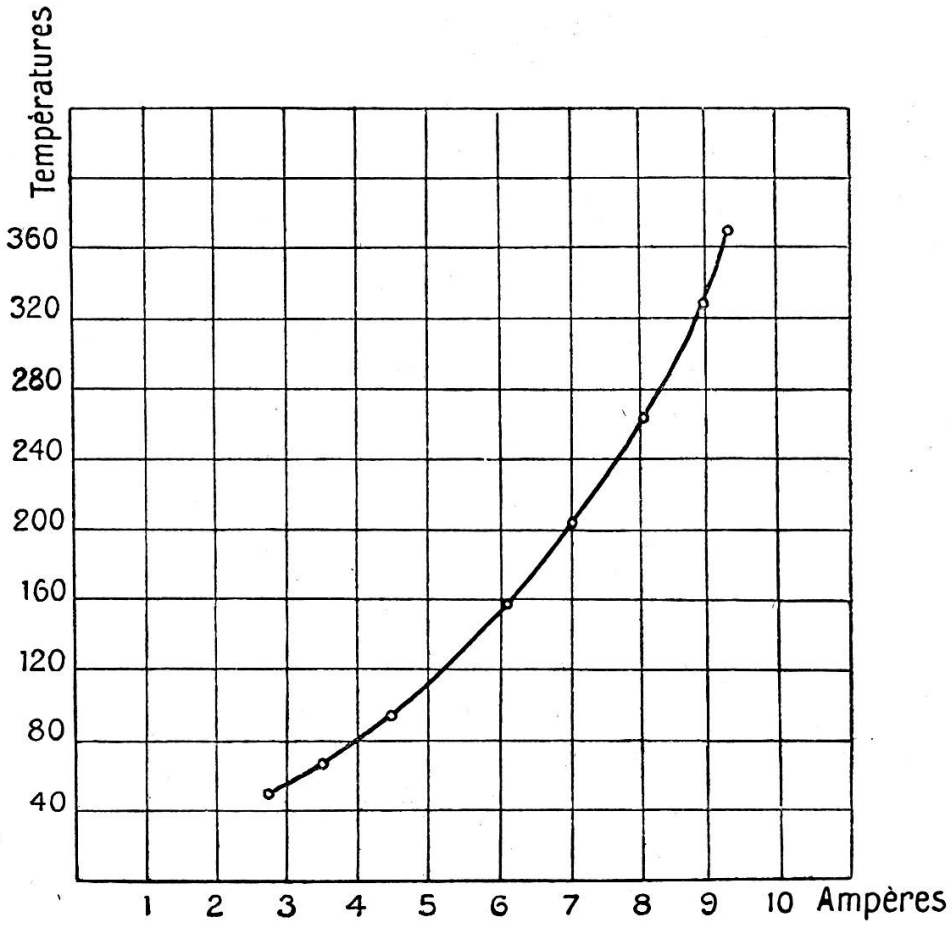

Fig. 2.

mémoires antérieurs au nôtre. Concernant ce procédé nous renvoyons au travail cité de MM. C.-E. Guye et V. Frédericksz qui ont utilisé non seulement la même méthode mais aussi le même appareil enregistreur mû par un mouvement d'horlogerie.

La mesure des amplitudes a été faite au moyen d'une lourde règle de laiton posée sur le papier photographique. Cette règle était divisée en demi-millimètres. En se servant d'une loupe il était possible d'apprécier la grandeur des amplitudes à 0,1 ou 0,2 mm près.

La longueur des tracés photographiques variant entre les limites de 4 à 32 cm, la précision des mesures était dans tous les cas supérieure à 0,5 $^0/_0$.

Dans un certain nombre d'expériences de contrôle nous avons remplacé la méthode photographique par l'observation visuelle des oscillations effectuée d'après la méthode de Poggendorff, au moyen d'une lunette et d'une échelle. La précision des observations est alors un peu plus petite que si l'on utilise le procédé photographique.

IV. — Résultats des expériences.

Expériences faites avec trois fils de quartz de diamètres différents.

La principale série de nos expériences a porté sur trois fils de quartz dont les diamètres étaient respectivement de 0,208, 0,320 et 0,654 mm. Tous les fils avaient la même longueur de 22,5 cm. Nous avons toujours procédé de la manière suivante :

La première mesure a été effectuée pour chaque fil à la température la plus élevée de 325°, puis, après avoir déterminé le décrément logarithmique des oscillations à quelques températures intermédiaires, nous avons fait quelques observations à la température de la salle, soit 20° environ. Ensuite, en remontant la même échelle des températures en sens inverse, nous avons effectué des mesures aux mêmes températures que précédemment, soit en dernier lieu à la température de 325°.

Avant le commencement de l'enregistrement photographique des amplitudes, le fil a été chaque fois maintenu pendant deux heures à une température constante. Au bout de ce temps seulement on a mis en mouvement l'oscillateur, et on a enregistré les oscillations du système.

On a vérifié, au début de chaque expérience, que la position

d'équilibre de l'oscillateur n'était pas modifiée par la réduction de la pression (à 25 mm de mercure). Du reste, la position d'équilibre était rigoureusement invariable dans toutes les expériences faites à différentes températures avec le même fil et avec le même moment d'inertie.

Après avoir changé le moment d'inertie de l'oscillateur, nous avons effectué avec deux des fils un second groupe d'expériences, identique au premier, pour étudier l'influence du moment d'inertie sur le décrément logarithmique des oscillations.

Dans les expériences faites avec le troisième fil nous n'avons employé qu'un seul moment d'inertie, mais nous avons divisé les résultats en deux groupes se rapportant à des amplitudes différentes.

TABLEAU I.

Fil de quartz I.

Longueur : 23 cm ; Diamètre 0,208 mm ; Pression : 25 mm					
A. Grand moment d'inertie $I_1 = 1710$ c. g. s.			B. Petit moment d'inertie $I_2 = 310$ c. g. s.		
Temp.	λ_d	λ_c	Temp.	λ_d	λ_c
20°	0,01542	0,01542	20°	0,01579	0,01579
80°	0,00960	0,00976	80°	0,00967	0,00978
150°	0,00668	0,00677	200°	0,00564	0,00605
200°	0,00539	0,00557	325°	0,01053	0,01053
275°	0,00669	0,00679			
325°	0,01066	—			

TABLEAU II.

Fil de quartz II.

Longueur : 23 cm ; Diamètre : 0,320 mm ; Pression : 25 mm					
A. Grand moment d'inertie $I_1 = 1710$ c. g. s.			B. Petit moment d'inertie $I_2 = 310$ c. g. s.		
Temp.	λ_d	λ_c	Temp.	λ_d	λ_c
20°	0,01478	0,01478	20°	0,01496	0,01496
80°	0,00949	0,01006	80°	0,00953	0,00953
150°	0,00641	0,00664	200°	0,00741	—
200°	0,00727	0,00720	325°	0,01271	0,01482
325°	0,01453	0,01473			

TABLEAU III.

Fil de quartz III.

Longueur : 23 cm ; Diamètre : 0,654 ; Pression : 25 mm Grand moment d'inertie I_1 = 1710 c. g. s.					
A. Amplitude :			B. Amplitude		
Temp.	λ_d	λ_c	Temp.	λ_d	λ_c
18°	0,01395	0,01395	18°	0,01363	0,01363
80°	0,1026	0,01006	80°	0,01031	0,01001
150°	0,01098	0,01077	150°	0,01097	0,01093
275°	0,01765	0,01757	275°	0,01768	0,01715
325°	0,02275	—	325°	0,02277	—

On remarquera que le décrément logarithmique observé en descendant l'échelle des températures (λ_d) est toujours sensiblement égal au décrément logarithmique (λ_c) qu'ont obtient à la même température lorsque celle-ci est atteinte dans l'ordre ascendant. Les petites différences entre les valeurs de λ_d et λ_c sont probablement attribuables au fait qu'il ne nous a pas été toujours possible de réaliser exactement la même température dans les deux cas. Ce résultat est d'ailleurs conforme à ceux trouvés antérieurement par M. C.-E. Guye et Mlle Vassileff sur les verres.

De même, le tableau III montre l'absence de toute influence de l'amplitude sur la valeur des décréments logarithmiques. Les tableaux I et II permettent de se rendre compte de l'effet produit par le changement du moment d'inertie. Cet effet est complètement inappréciable. Les décréments obtenus à la même température avec un plus petit moment d'inertie sont tantôt un peu plus grands, tantôt plus petits que ceux obtenus avec un plus grand moment d'inertie. Ces écarts irréguliers semblent tenir à l'inexactitude de l'appréciation de la température. L'influence du moment d'inertie ne semble jouer aucun rôle.

D'après la théorie exposée précédemment, si l'on considère comme constants, pour un même fil pris à la même température, les coefficients F et E de l'équation (1) on devrait avoir :

$$\lambda = kT = \pi \frac{F}{\sqrt{EI}} .$$

Le décrément λ devrait donc être inversement proportionnel à la racine carrée du moment d'inertie. La théorie du « frottement intérieur proportionnel à la vitesse » sur laquelle repose l'équation (1) n'est donc pas applicable aux fils de quartz.

Cette constatation est en accord avec les résultats des expériences antérieures effectuées aux températures élevées avec des fils de verre. En résumé nous trouvons que *le décrément λ est indépendant de la période des oscillations*, conformément à la théorie de la « réactivité » de L. Boltzmann [1].

Le fait le plus caractéristique qui résulte de nos expériences est l'influence considérable exercée par le diamètre du fil, non seulement sur la valeur absolue du décrément λ à une température donnée, mais aussi sur l'allure de la variation thermique de λ.

Pour tous les fils de quartz, lorsqu'on élève la température, la valeur du décrément λ diminue d'abord, passe par un minimum et augmente ensuite plus ou moins rapidement. Pour le fil le plus fin on obtient le minimum de λ à une température de 200° environ, pour le fil moyen à 150°, et pour le fil le plus gros à 100°. En corrélation avec ce fait on constate que pour le fil, le plus fin le décrément est plus petit à 325° qu'à la température ordinaire. Pour le fil moyen, les valeurs du décrément sont à peu près les mêmes aux températures extrêmes; pour le plus gros fil, par contre, on constate une augmentation notable puisque l'on trouve :

$$\lambda = 0{,}014 \quad \text{à} \quad 20^\circ$$

et

$$\lambda = 0{,}023 \quad \text{à} \quad 325^\circ$$

A la température ordinaire, les trois fils ont des décréments logarithmiques peu différents, mais on peut constater que le décrément est d'autant plus petit que le diamètre du fil est plus grand.

Quoi qu'il ne soit pas permis de supposer à priori que tous les fils avaient identiquement la même structure physique, l'influence considérable et nettement systématique du diamètre

[1] L. Boltzmann. Zur Theorie der elastischen Nachwirkung, *Pogg. Ann.*, 1876, **7**, p. 624-654 ; *Wien. Ber.*, 1874, **70**, p. 271-306.

des fils sur l'allure de la variation thermique de λ est assez surprenante. Nous nous sommes demandé si l'effet en question ne pouvait pas provenir d'une perturbation due à la présence du fil de suspension en acier. Pour contrôler l'importance de l'influence possible du fil de suspension, nous avons déterminé le décrément logarithmique des oscillations effectuées par le fil d'acier seul. Nous avons réuni dans le tableau IV les résultats de ces observations.

TABLEAU IV.

Période des oscillations et décrément logarithmique du fil de suspension en acier.

Période des oscill. T	Décrém. logarithm. λ
I = 1710 c. g. s. 7.13 sec.	0.000437
I = 310 c. g. s. 3,02 sec.	0,000402

Le décrément du fil de suspension n'est donc pas rigoureusement indépendant de la période, comme cela semble être le cas pour les fibres de quartz. Toutefois, l'influence de la période sur la valeur de λ est faible. Le décrément ne subit qu'une augmentation de 8,3 % lorsque la période des oscillations croît de 3,02 sec. à 7,13 sec.

En outre, le décrément du fil d'acier n'est qu'une petite fraction du plus petit décrément observé pour l'un quelconque des fils de quartz. La présence de ce fil ne peut donc pas avoir une influence sensible sur les résultats obtenus avec les fibres de quartz.

V. — EXPÉRIENCE DE CONTRÔLE.

Interprétation des résultats.

Il nous a semblé utile de rechercher en outre, si la variation thermique de la période des oscillations du fil de quartz ne pouvait pas exercer une certaine influence sur la valeur du décrément logarithmique. Nous avons bien vu qu'à une tempé-

rature donnée, λ est indépendant de la période, mais il était intéressant de contrôler s'il n'existe pas une certaine corrélation entre la variation de la période et de celle du décrément en fonction de la température. Dans ce but, nous avons étudié spécialement et avec beaucoup de soin la période des oscillations et le décrément logarithmique pour un fil de quartz de dimensions exactement déterminées. Les résultats obtenus avec ce fil (tableau V) confirment ceux indiqnés dans les tableaux précédents.

TABLEAU V.

Fil de quartz IV.

Longueur : 22,5 cm ; Diamètre : 0,620 mm ; Pression : 25 mm.
Grand moment d'inertie : I = 1710 c. g. s.

Temp.	Période T	λ
18°	6,20 sec.	0,01404
80°	6,16 »	0,01011
150°	6,10 »	0,00997
200°	6,15 »	0,01132
275°	6,18 »	0,01359
325°	6,24 »	0,01876

La variation thermique de λ se rapproche beaucoup de celle observée ponr le fil III. Le diamètre du fil IV étant un peu plus petit que celui du fil III le minimum de λ se produit à 120° environ (au lieu de 100°), ce qui s'accorde avec les constatations faites plus haut. La variation thermique de la période a lieu dans le même sens que celle du décrément, et le minimum de T (maximum du second module d'élasticité du quartz) semble se produire à la même température que le maximum de λ.

La variation thermique de la période T est du reste tellement faible qu'on est certainement autorisé à ne pas en tenir compte s'il s'agit d'interpréter l'influence de la température sur le frottement intérieur des fils de quartz. Nous arrivons donc à la conclusion que *l'allure de la variation thermique du frottement intérieur dépend dans nos expériences du diamètre du fil.*

Ce fait n'admet qu'une seule interprétation : les différents fils n'ont pas la même structure physique. Il résulte de plus, de la

comparaison des expériences faites avec les fils III et IV, que la différence de structure est petite pour des fils de diamètres voisins. L'aspect des courbes de la figure 3 qui résument graphiquement l'ensemble des résultats obtenus conduit à la conclusion plus générale : *La structure d'un fil de quartz est, dans les*

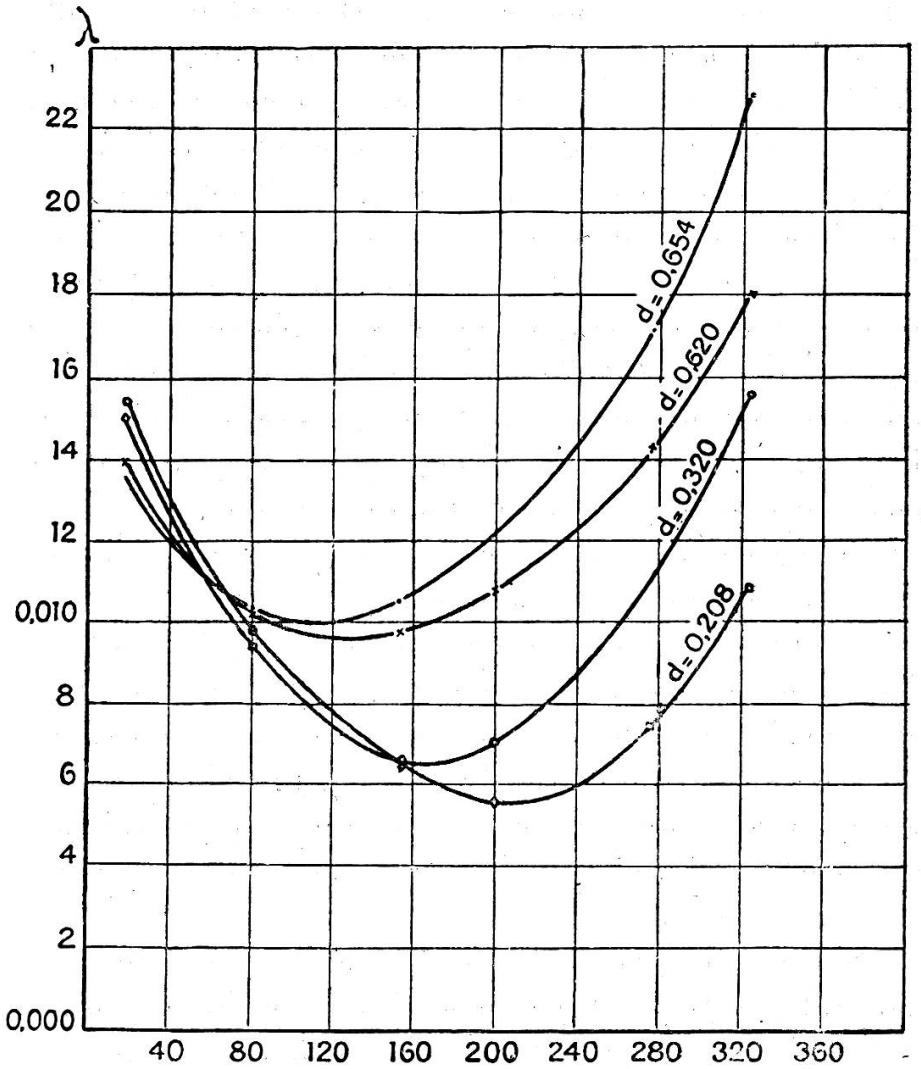

Fig. 3.

conditions de nos expériences, une fonction continue du diamètre du fil.

On voit donc par ce qui précède, combien est complexe la question du frottement intérieur dans ces conditions.

Comment expliquer cette relation curieuse entre la structure et le diamètre du fil ? A supposer même que la structure d'une fibre de quartz fraîchement étirée dépende de son diamètre, il semble à première vue qu'un recuit prolongé devrait faire

disparaître cette différence de structure, mais il est plus probable que les fils « neufs », c'est-à-dire non recuits, ont tous approximativement la même structure, puisqu'ils ont été tous étirés de la même façon.

Or, nous avons mentionné plus haut que chaque fil, au début de l'expérience, a subi *un recuit prolongé* à la température de 325° qui a été la température la plus élevée atteinte dans nos expériences. Il est vraisemblable que le recuit a produit une transformation de la structure physique d'autant plus complète que le diamètre du fil était plus petit. Pour vérifier cette supposition, il faudrait recuire les plus gros fils à une température plus élevée, ou bien les soumettre à un recuit plus prolongé. Il est en effet à présumer qu'on réussira à réaliser la même structure dans n'importe quel fil par un choix convenable des conditions du recuit. Nous ne disposions ni du temps, ni de l'appareil nécessaires pour tenter cette expérience qui nous semble présenter cependant quelque intérêt.

Nous devons donc nous borner à mentionner ici quelques faits à l'appui de notre supposition :

1° L'influence du recuit sur la structure physique, et particulièrement sur l'allure de la variation thermique du frottement intérieur d'un fil de suspension est un fait notoire. Ainsi par exemple, dans un travail récent, M. P. Chevenard [1] a pu faire disparaître une anomalie de la variation thermique du décrément logarithmique des fils d'acier, signalée par MM. C.-E. Guye et S. Mintz [2].

2° Si nous comparons nos résultats avec ceux obtenus par MM. C.-E. Guye et M. Einhorn [3], nous constatons que les courbes de la variation thermique de λ aux températures élevées ne se raccordent nullement avec celles obtenues aux basses températures. Les décréments observés dans le présent travail sont, à la même température et pour un fil de quartz présentant approximativement les mêmes dimensions, environ quatre fois plus grands que dans le travail cité. Il est en outre

[1] P. Chevenard. C. R.

[2] C.-E. Guye et S. Mintz. Etude sur la viscosité de quelques métaux en fonction de la température. *Arch. 1908*, V. 26, p. 136 et p. 263.

[3] C.-E. Guye et M. Einhorn. *Loc. cit.*

très invraisemblable que λ présente un maximum à la température ordinaire quel que soit le diamètre du fil.

Pour expliquer ce désaccord manifeste, il faut tenir compte du fait que les fibres de quartz utilisées pour l'étude du frottement intérieur aux basses températures n'avaient subi *aucun recuit.* Dans ces conditions on ne remarque aucune influence systématique du diamètre du fil sur l'allure de la variation thermique du décrément logarithmique. Cela confirme notre supposition que tous les fils « neufs » ont sensiblement la même structure.

3° La comparaison des résultats obtenus avec des fibres non recuites et recuites montre l'augmentation notable du décrément logarithmique produit par le recuit. Le même fait résulte aussi d'une expérience de contrôle que nous avons effectuée en mesurant λ pour un même fil avant et après le recuit :

TABLEAU VI.

Fil de quartz V.

Longueur : 22,5 cm ; Diamètre : 0,580 mm ; Pression 25 mm.
Grand moment d'inertie I = 1710 c. g. s.

Avant le recuit :		Après le recuit :	
Temp.	λ	Temp.	λ
20°	0,00943	20°	0,01352

Avant le recuit jusqu'à 325°

Temp.	λ = décr.
20°	0,00937
»	0,00941
»	0,00950

Après le recuit jusqu'à 325°

Temp.	λ = décr.
20°	0,01353
»	0,01337
»	0,01365

Fil de quartz VI.

Longueur : 22,5 cm ; Diamètre : 0,690 mm ; Pression : 25 mm.
Grand moment d'inertie : I = 1710 c. g. s.

Temp.	Décr. log. λ
20°	0,00720
350°	0,02740
20°	0,01170

En ce qui concerne les résultats de la principale série d'expériences du présent travail, ce sont évidemment ceux obtenus avec le fil le plus fin (fil I) qui sont les plus intéressants. C'est en effet le fil le plus fin qui, par suite du recuit, a pu, avec le plus de chance, être amené à un état d'homogénéité relative facile à reproduire. Il est possible qu'en apportant plus de soins à la réalisation de cet état on puisse obtenir des résultats mieux définis que les nôtres, mais on peut prévoir maintenant déjà les conclusions auxquelles on serait conduit par cette étude : Lorsqu'on élève progressivement la température à partir de la température ordinaire, le décrément logarithmique des fils de quartz recuits diminue considérablement. Il est plausible que pour un fil encore mieux recuit que le fil I, la diminution ne cesserait pas à une température de 200° déjà, mais le minimum se produirait seulement à une température plus élevée.

Notons que pour le fil I, le décrément à 325° est environ $^2/_3$ fois plus petit qu'à la température ordinaire. La diminution de λ résultant d'une élévation de la température est d'autant plus considérable que le fil étudié est plus fin, en d'autres termes qu'il est mieux recuit. Il semble donc que le recuit aurait fait disparaître un état analogue à celui de la trempe, lequel serait dû au refroidissement toujours très rapide des fils lors de leur fabrication.

En comparant les résultats de nos expériences avec ceux obtenus par M. C.-E. Guye et Mlle S. Vassileff[1], nous constatons que l'allure de la variation thermique du frottement intérieur des fils de quartz se rapproche de celle observée pour le verre d'Iena, (fil d'un diamètre de 0,3178 ^{mm}) avec la principale différence que pour le verre d'Iena, le minimum de λ a été observé à 120° déjà et qu'à 360° le décrément est environ $^2/_3$ fois plus grand qu'à 20°. Le quartz, bien recuit, montre une variation thermique bien moins considérable que le verre.

VI. — Conclusions.

1° La structure intérieure d'une fibre de quartz est profondément modifiée par le recuit, de sorte que le décrément loga-

[1] C.-E. Guye et S. Vassileff. *Loc. cit.*

rithmique d'un fil recuit est toujours plus grand en valeur absolue que celui du même fil non recuit. La *variation thermique* du frottement intérieur aux températures voisines de la température ordinaire, par contre, semble être atténuée par le recuit.

2° Il ne nous a pas été possible d'atteindre un état des fils qu'on pourrait considérer comme « état normal du quartz recuit ». Pour cette raison, l'allure de la variation thermique du décrément logarithmique dépend, dans les conditions de nos expériences, du diamètre du fil. On a observé pour tous les fils un minimum de λ qui se produit à une température d'autant plus élevée que le fil est plus fin. Le minimum dépassé, la variation thermique du décrément λ est d'abord relativement faible, puis de plus en plus rapide.

3° L'allure de la variation thermique de λ paraît, dans les conditions de nos expériences, une fonction continue du diamètre du fil. Il semble possible, par conséquent, qu'en soumettant les fils de quartz à un recuit suffisamment énergique et prolongé, on pourrait rendre identiques les structures de tous les fils, quel que soit leur diamètre.

4° Selon toute vraisemblance, c'est la structure du fil le plus fin qui se rapproche le plus d'un état d'homogénéité relative. Pour ce fil on a observé une variation thermique peu considérable entre 20° et 325°. Il y a diminution progressive de λ à partir de 20° jusqu'à 200°. Entre 200° et 325°, le décrément logarithmique augmente avec la température, mais faiblement.

5° Quoique la structure des fils de quartz n'était homogène dans aucun des cas étudiés, nous avons toujours observé les mêmes valeurs de λ, dans les limites de précision des observations, soit en montant, soit en descendant l'échelle des températures.

6° Le décrément logarithmique est sensiblement indépendant de l'amplitude des oscillations.

7° Le décrément ne dépend pas sensiblement du moment d'inertie de l'oscillation, soit de la période des oscillations. La théorie de Boltzmann se confirme donc dans le cas des fibres de quartz observées à la température ordinaire et aux températures élevées.

Genève. Laboratoire de Physique
de l'Université.